

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ И ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ XII	М. А. Кизляр	193
Б. Е. Маркрян, В. А. Апполуцкий, А. А. Степанян		201
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ I	А. Р. Петросян, К. А. Сисян, Э. Е. Хачикян	201
АНАЛИЗ ВЫБОРКИ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК ТЕРНЕРА	И. Д. Караченцов, Б. И. Фесенко	217
РАСЧЕТ СПЕКТРА ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУ- ЧЕНИЯ I ПОЛУБЕСКОНЕЧНАЯ СРЕДА	Д. И. Нишнер	229
ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКАХ.	В. М. Лоскутов, В. В. Соболев	241
ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СИЛЬНО АНИЗОТРОП- НОЙ ПЛАЗМЕ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	О. Г. Омищенко	253
РАССТОЯНИЯ И ГАЛАКТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ	Г. С. Хромов	269
РАСЧЕТ ИОНИЗАЦИИ И ЛИНЕЙЧАТОГО ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ТУМАННОСТИ T TAU В В. Галактики, И. В. Шпычка, О. С. Яцен		285
СОБСТВЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОЙ УГЛЕ- РОДНОЙ ЗВЕЗДЫ IRC 10216 (C'W LEO)	Н. А. Силинтьев, Г. В. Хозов	297
О СВЯЗИ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ С АССОЦИАЦИЯМИ, ГАЛАКТИЧЕСКИМИ СКОПЛЕНИЯМИ И ЭМИССИОННЫМИ ТУ- МАННОСТЯМИ	Г. Н. Салуквадзе	311
УРАВНЕНИЯ ЗВЕЗДНОЙ КОНВЕКЦИИ. I ОСРЕДНЕНИЕ ПО АНСАМБЛЮ	В. И. Кошлов	319
О СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗДНОЙ ВСПЫШКИ	Г. А. Гурзян	335
О ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ВЫСВЕЧИВАНИЕМ	Ю. А. Щекнин	347
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ У НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕК- ТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ С ГАЗО-ПЫЛЕВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ	В. Э. Аветисян, В. В. Кирьян, М. А. Полюдин, Ю. А. Шахбалин	355
ФОРМА КВАНТОВЫХ ВИХРЕВЫХ ПИТЕЙ ВО ПРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ	А. М. Седрикан, Г. К. Сивовиди	359

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Խոյարշուկ, Վ. Գ. Կորրացկի, Յա. Բ. Զևիդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ի. Լ. Կոսիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Թ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սևիդ, Վ. Վ. Սորոկն
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալիդյան (պատասխանատու քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкий,
Я. Б. Зельдович, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркзян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. И. Седов,
В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасын

«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 рубль, подинская плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաքայակափական աստղադիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սամմանկից բնագավառների դոմոլ:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 սուրյի. բաժանողազիներ 4 սուրյի մեկ տարվա համար: Բաժանողազրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ առասանմանում «Մեծղունաղեղայա կնիգա» զոգժակայության միջոցով. Մոսկվա, 200:

Издательство АН Арм. ССР, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.855

НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. II

М. А. КАЗАРЯН

Поступила 12 декабря 1978

Приведен II список 105 новых галактик с UV-избытком, обнаруженных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.5 объективной призмой, содержащий данные о 105 объектах, 55 из них наблюдались в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории, а 5 — в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР в фотографических лучах. Эти снимки и карты Паломарского атласа использовались для морфологического описания галактик. Приведено описание спектров 3 галактик, полученных на телескопах 6-м САО и 2.6-м Бюраканской обсерватории.

Настоящий список содержит 105 новых галактик с UV-избытком и является непосредственным продолжением нашего предыдущего списка [1].

Данные о галактиках приведены в табл. 1. Методика наблюдения и поиска галактик с UV-избытком, а также обозначения, приведенные в табл. 1, те же, что и в [1]. Координаты и фотографические величины галактик определялись теми же способами, что и в [1].

Диаметры 55 галактик измерены на пластинках, полученных в прямом фокусе 2.6-м телескопа ЭТА Бюраканской обсерватории в фотографических лучах. Порядковые номера этих пластинок приведены в шестом столбце таблицы. Для галактик № 139, 176, 184, 198 и 199 диаметры измерены на пластинках, полученных в первичном фокусе 6-м телескопа БТА САО АН СССР в фотографических лучах. Однако при определении диаметров галактик № 176, 184, 198 и 199 использованы также пластинки, полученные на 2.6-м телескопе.

Вслед за списком, в примечаниях дается краткое морфологическое описание галактик. Для этого были использованы вышеупомянутые пластинки, полученные на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории и 6-м телескопе САО, а также карты Паломарского атласа.

СПИСОК ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ. II

№	Галактика	Координаты		Размеры	№ снимка с телескопом 2.6 м	m _{UV}	Спектральный тип
		α_{1950}	δ_{1950}				
1	2	3	4	5	6	7	8
137	—	17 ^h 24 ^m .7	+77°04'	10"		15 ^m .8	d3
138	—	17 25.5	+75 53	15×60		15.0	d1
139	—	17 26.6	+60 04	20×70		15.4	s1
140	—	17 26.8	+58 24	8×12		15.8	s3
141	6350	17 27.9	+60 08	20×80		15.3	d3
142	—	17 29.4	+60 24	35×60		15.4	s2
143	—	17 33.2	+68 10	3×10		17.4	s2
144	—	17 33.3	+68 19	8×20	683	16.0	d1
145	—	17 33.7	+68 35	10		15.5	s2
146	—	17 33.9	+75 43	80×110		15.5	d2
147	—	17 34.9	+67 05	20×30	684	16.0	d2
148	—	17 37.3	+58 42	12		16.2	s2
149	—	17 37.5	+58 44	15×22		15.6	d3
150	—	17 38.5	+70 00	12×20	762	16.2	d3
151	—	17 39.0	+68 52	5×24	734	16.5	sd2
152	12—21—17	17 39.0	+68 09	20		16.4	d2
153	—	17 39.7	+68 49	30×32	734	15.5	d3
154	—	17 40.6	+68 29	15	734	16.2	sd3
155	—	17 42.3	+67 30	12×20	749	16.5	d3
156	11—21—19	17 42.4	+68 22	10×67		16.2	s2
157	—	17 42.9	+67 24	10×20	749	17.2	d2
158	6470	17 44.3	+67 37	10×54	749	16.0	sd2
159	6472	17 44.4	+67 38	40×60	749	15.0	s3
160	6464	17 45.2	+60 55	22×30		15.3	s2
161	10—25—91	17 46.1	+59 16	20×30		15.0	d2
162	—	17 46.5	+69 31	8×16	735	16.0	s3
163	—	17 47.3	+68 38	10×20	703	15.5	sd1
164	11—22—2	17 47.4	+64 03	12×60		14.5	s3
165	10—25—101	17 49.1	+60 22	14×28		15.5	s2
166	6459	17 49.4	+60 06	20×30		15.2	s1
167	—	17 49.4	+67 21	10×15		16.5	sd2
168	10—25—107	17 49.8	+59 49	12×20		16.0	s3
169	—	17 51.1	+68 23	8×18	719	16.4	sd3
170	—	17 51.2	+68 24	15×26	719	16.0	d3
171	—	17 53.0	+68 08	5×6	719	16.0	s3

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
172	6510	17 ^h 54 ^m 0	+60° 50'	35×50"		15 ^m 5	d3
173	—	17 55.3	+59 04	10		16.4	s3
174	—	17 56.4	+67 52	8×20		16.0	sd2
175	—	17 57.6	+70 17	20×30		15.5	s2
176	—	17 58.5	+69 18	12×25	704	16.3	d2
177	6542	17 59.1	+61 22	12×70		15.5	d3
178	—	17 59.0	+70 38	8×15		15.9	d3
179	—	18 04.0	+69 51	6×36	720	16.0	d1
180	—	18 04.0	+70 14	12×14	750	15.6	sd1
181	—	18 05.5	+68 19	13×30		15.2	d2
182	—	18 05.9	+69 57	6×16	720	16.5	d1
183	12—17—16	18 07.0	+69 30	20×30	720	16.0	d3
184	12—17—17	18 08.1	+69 41	12×60	720	16.2	d2
185	—	18 08.2	+70 50	15×25		16.5	sd2
186	—	18 08.4	+69 29	7×15		16.2	sd2
187	6598	18 09.2	+69 04	47×51		15.3	sd2
188	10—26—17	18 09.0	+58 22	35×47		15.2	s2
189	—	18 11.6	+69 03	7×9		16.3	s2
190	6609	18 12.0	+61 19	12		16.0	s3
191	—	18 12.4	+60 30	10		16.0	s3
192	—	18 12.4	+69 53	10	686	16.2	sd3
193	—	18 13.1	+70 01	16×26	686	16.2	d3
194	6621	18 13.2	+68 20	40×100		15.2	d3
195	—	18 14.5	+70 17	8×10	752	15.8	s3
196	—	18 14.7	+70 17	8×30	752	16.0	s2
197	—	18 14.8	+70 16	8×10	752	15.8	s2
198	6636	18 22.0	+66 36	14×120	695	15.5	d1
199	—	18 22.1	+66 35	6	695	15.5	s1
200	11—22—48	18 22.1	+68 05	25×50	696	16.7	d3
201	—	18 23.3	+70 12	5×20		18.0	d2
202	—	18 25.7	+70 12	7		17.0	s3
203	—	18 27.4	+68 28	5×12		16.8	s3
204	—	18 31.2	+67 20	7×12	705	16.5	s1
205	—	18 32.1	+74 07	12×25		16.0	d3
206	—	18 32.7	+74 07	8		16.0	s2
207	6677	18 33.6	+67 06	9×12	705	15.0	d3
208	4763	18 33.7	+67 04	5×8	705	15.8	d3
209	11—22—57	18 33.5	+67 03	12×40	705	15.8	d3
210	6690	18 35.4	+70 29	54×260	737	15.5	d3

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
211	—	18 ^h 36 ^m 5	+ 74° 00'	6×40'	721	16 ^m 0	d2
212	6654a	18 41.2	+ 73 32	40×130	698	16.2	s1
213	12-17-30	18 41.6	+70 30	12×25	697	16.0	s3
214	—	18 46.2	+72 08	4×30	722	15.5	sd2
215	—	18 51.7	+73 17	8	738	15.0	s2
216	—	18 53.6	+68 25	35×42	723	16.3	d3
217	—	18 53.7	+73 07	10×100	738	15.5	d3
218	—	18 55.4	+ 73 25	15×40		16.4	d3
219	—	18 56.4	+ 69 50	35×47		17.0	d3
220	—	18 57.8	+72 10	18×24	708	15.9	d3
221	—	18 59.1	+ 72 36	5×14	687	15.7	sd3
222	—	19 15.2	+ 72 15	7×20		16 0	d3
223	—	19 20.3	+ 73 39	10×25	689	15.3	sd3
224	—	19 23.6	+70 16	18×34		16.0	ds3
225	—	22 24.0	+19 19	15×27		16.0	sd3
226	3-57-19	22 33.1	+19 25	15×35		15.3	ds3
227	—	22 34.0	+ 21 22	30×40	755	15.4	d2
228	7324	22 34.6	+18 53	30×34	756	15.5	d3
229	2-60-3	23 32.8	+12 38	67×107		14.0	d2
230	—	23 46.1	+32 12	10×13		16.0	s2
231	—	23 49.2	+ 20 43	12×30		15.3	sd3
232	—	23 51.3	+22 47	10×20	766	16.0	sd3
233	—	23 57.2	+34 03	10×20	778	15.0	sd2
234	—	23 57.8	+32 33	4	709	15.3	s2
235	—	23 58.0	+32 30	6×10	709	15.3	s2
236	—	23 58.1	+22 30	20×25		14.5	s2
237	—	23 58.1	+33 19	8×36	724	17.0	d2
238	—	23 58.4	+33 03	20	711	17.0	sd2
239	5376	23 58.8	+ 34 16	15×100	777	15.0	s3
240	4-1-10	23 59.0	+ 23 13	20×70	768	16 0	s2
241	—	23 59.1	+33 16	20×24	739	16.0	sd2

Примечания к таблице

137 — Сферическая.

138 — Линзообразная.

139 — Спиральная, со многими звездообразными сгущениями.

140 — Звездообразный объект.

141 — Линзообразная, со сгущениями.

142 — Эллиптическая, с ярким ядром.

- 143 — Иррегулярная, на западном крае имеется звездообразный объект, диаметр которого $3''$.
- 144 — Иррегулярная.
- 145 — Звездообразный объект, вокруг которого имеется слабое гало, VII Zw 723.
- 146 — Спиральная, со многими сгущениями.
- 147 — Иррегулярная, в основном состоит из сгущений.
- 148 — Сферическая.
- 149 — Эллиптическая.
- 150 — Эллиптическая с ядром, имеющим диаметр $3''$.
- 151 — Линзообразная, со слабым ядром, имеющим диаметр $2''$.
- 152 — Сферическая.
- 153 — Спиральная, со звездообразным ядром, диаметр которого $2''$.
- 154 — Сферическая, имеет красный цвет. Вокруг нее есть слабое гало, VII Zw 734.
- 155 — Похожа на кольцеобразную галактику с ярким ядром. Размеры ядра $4 \times 6''$.
- 156 — Спиральная, с ярким ядром, VII Zw 738.
- 157 — Эллиптическая, с ядром, диаметр которого $2''$.
- 158 — Линзообразная, с яркой центральной областью.
- 159 — Спиральная, с ярким ядром, размеры которого $4 \times 6''$. Рукава очень слабые.
- 160 — Спиральная.
- 161 — Эллиптическая.
- 162 — Похожа на эллиптическую галактику.
- 163 — Иррегулярная, состоит в основном из двух частей. Яркий компонент является компактным и имеет диаметр $4''$.
- 164 — Эллиптическая.
- 165 — Эллиптическая.
- 166 — Сферическая, вокруг нее имеется гало.
- 167 — Эллиптическая.
- 168 — Эллиптическая.
- 169 — Эллиптическая, с увеличением яркости в центре.
- 170 — Иррегулярная, в южной части галактики имеется яркое компактное сгущение, диаметр которого $3''$.
- 171 — Звездообразный объект.
- 172 — Спиральная.
- 173 — Звездообразный объект, вокруг него имеется слабое гало.
- 174 — Эллиптическая.
- 175 — Сферическая, вокруг которой имеется слабое гало.
- 176 — Иррегулярная, в северо-восточной части галактики имеется звездообразное сгущение, диаметр которого $2''$.
- 177 — Эллиптическая.
- 178 — Эллиптическая.
- 179 — Иррегулярная, в центральной части имеются два ярких сгущения с примерно одинаковыми размерами, $2 \times 4''$, расстояние между ними $5''$.
- 180 — Сферическая, с увеличением яркости в центре.
- 181 — Эллиптическая.
- 182 — Эллиптическая, в ее центральной части имеется тонкая перемычка с приблизительными размерами $2 \times 8''$.
- 183 — Иррегулярная, со многими звездообразными сгущениями.
- 184 — Иррегулярная, с темной полосой, ширина которой $2''$, разделяется на две очень похожие друг на друга части.
- 185 — Спиральная.
- 186 — Иррегулярная, связана со звездообразным объектом.

- 187 — Эллиптическая, вокруг нее имеется гало. По-видимому, галактика имеет звездообразное ядро.
- 188 — Похожа на галактику типа N.
- 189 — Звездообразный объект.
- 190 — Иррегулярная.
- 191 — Звездообразный объект, в восточной части имеется слабый отросток.
- 192 — Сферическая.
- 193 — Сферическая, вокруг которой имеется слабое и вытянутое гало.
- 194 — Спиральная.
- 195 — Сферическая.
- 196 — Линзообразная, с увеличением яркости в центре.
- 197 — Эллиптическая.
- 198 — Иррегулярная, в основном состоит из отдельных областей. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H α , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β . Более коротковолновая часть спектра была недоисследована. Красное смещение $z = 0.015$. В каталоге Цвикки этой галактике дается интегральная яркость $M_{\text{H}\alpha} = 14^{\text{m}}2$. При использовании этого значения для абсолютной величины галактики получается $M_{\text{H}\alpha} \approx -19^{\text{m}}7$, VII Zw 790.
- 199 — Очень яркий и компактный объект диаметром $3.5''$. Вокруг него имеется слабое гало. Находится в северо-восточной части галактики № 198 и связан с ней областями слабой яркости. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 H α , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H β , H γ и [O II] λ 3727. Красное смещение на 300 км/с больше, чем красное смещение галактики № 198. Абсолютная величина $M_{\text{H}\alpha} \approx -18^{\text{m}}8$. Имея в виду маленькую разницу красного смещения объектов № 198 и 199 и их близость, можно с уверенностью сказать, что они физически связаны. По всей вероятности, объект № 199 является сверхассоциацией в галактике № 198.
- 200 — Эллиптическая, с центральной яркой областью, размеры которой $4 \times 20''$.
- 201 — Линзообразная.
- 202 — Сферическая, вокруг нее имеется гало.
- 203 — Иррегулярная, с центральной яркой областью.
- 204 — Сферическая.
- 205 — Эллиптическая.
- 206 — Звездообразная.
- 207 — Сферическая, со звездообразным ядром, диаметр которого приблизительно $1.5''$, VII Zw 814.
- 208 — Эллиптическая.
- 209 — Иррегулярная, состоящая из 6 ярких областей.
- 210 — Иррегулярная, со многими сгущениями.
- 211 — Линзообразная, ее северо-западный край является самым ярким.
- 212 — Иррегулярная, в галактике имеются три ярких компактных сгущения. Размеры самого яркого из них $4 \times 6''$. Спектр этого сгущения, полученный на $40''$ телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.5 объективной призмой, похож на спектр планетарных туманностей. В нем наблюдаются эмиссионные линии H α , N α + N β + N γ , H β , H γ и [O II] λ 3727.
- 213 — Звездообразная, от северо-западной части отходит перемычка, размеры которой $2 \times 10''$.
- 214 — Иррегулярная, в ней имеются три ярких компактных сгущения. Два сопрягаются, одно из них самое яркое и имеет диаметр $3''$. Третье находится от яркого

сгущения на расстоянии 17" и связано с ним волоком. Диаметр последнего сгущения 2".

- 215 — Яркий компактный объект, вокруг него имеется слабое гало. VII Zw 846.
- 216 — Иррегулярная, имеет 6 звездообразных сгущений. У самого яркого диаметр 3". VII Zw 848.
- 217 — Линзообразная, с почти равномерным распределением яркости.
- 218 — Эллиптическая.
- 219 — Сферическая, со многими сгущениями.
- 220 — Спиральная, с ярким ядром, размеры которого 5×7".
- 221 — Эллиптическая, с центральной яркой частью.
- 222 — Эллиптическая.
- 223 — Эллиптическая, с центральной яркой частью.
- 224 — Эллиптическая, со звездообразным ядром.
- 225 — Эллиптическая.
- 226 — Эллиптическая.
- 227 — Спиральная, с ярким примерно круглым ядром, диаметр которого 4".
- 228 — Спиральная, с ярким круглым ядром, диаметр 4".
- 229 — Спиральная.
- 230 — Пара голубых компактных галактик, VII Zw 166.
- 231 — Линзообразная, с ярким ядром.
- 232 — Эллиптическая.
- 233 — Эллиптическая.
- 234 — Сферическая.
- 235 — Иррегулярная, состоящая из двух ярких частей. Расстояние между ними 8". Более яркая имеет круглый вид, с диаметром 7".
- 236 — Сферическая. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6549 и H γ . Красное смещение $z = 0.0202$, абсолютная величина $M_{H\beta} \approx -20^m$.
- 237 — Линзообразная.
- 238 — Галактика типа X, ее ядро имеет диаметр 3".
- 239 — Линзообразная, с яркой центральной областью, размеры которой 4×6".
- 240 — Пара иррегулярных галактик (VV 254 [2]), связанных в северной части едва заметным волоком. Расстояние между их центральными яркими областями 66". Компонент, находящийся в западной части, состоит из звездообразного ядра, диаметр которого 6", и яркой дуги, простирающейся в направлении север—юг. В спектре ядра, полученном на 40" телескопе системы Шмидта с 1.5 объективной призмой, не был обнаружен UV-избыток, хотя и в спектре, полученном на 82" телескопе МакДональдской обсерватории Бердиджами, наблюдаются эмиссионные линии [N II] λ 6584, H γ и Na I λ 5893 [3]. UV-избыток у этой галактики наблюдается в области, находящейся на северном конце дуги и имеющей размеры 5×20". Красное смещение $z = 0.015$, абсолютная величина $M_{H\beta} \approx -20^m$. В спектре компонента, находящегося в восточной части, наблюдается слабый UV-избыток.
- 241 — Сферическая, с центральной яркой областью. От центра на расстоянии 10" к северу имеется яркое сгущение, размеры которого 4×7".

Приводится также краткое описание спектров галактик № 198, 199 и 236. Спектры галактик № 198 и 199 получены на 6-м телескопе САО при помощи спектрографа СП-160 в сочетании ЭОП М9ЦВ с дисперсией приблизительно 65 Å/мм. При получении спектров использованы пленки Ко-

дак 103а-0. Спектры охватывают область $\lambda\lambda$ 7200—3700 Å. Спектр галактики № 236 получен на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории при помощи спектрографа UAGS с дисперсией 200 Å/мм, с использованием системы ОМА 078. Спектр охватывает область $\lambda\lambda$ 7300—6200 Å. В описании приводятся также абсолютные звездные величины галактик № 198, 199 и 236. При их вычислении постоянная Хаббла принималась 75 км/с·Мпс.

Подробные спектрофотометрические и морфологические исследования для последних трех галактик будут опубликованы в ближайшем будущем в отдельных статьях.

На рис. 1 приведены карты отождествления галактик, снятые с красных карт Паломарского атласа. Масштаб снимков 1 мм $\approx$ 25".

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение результатов, полученных для галактик с UV-избытком.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский государственный
университет

THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS. II

M. A. KAZARIAN

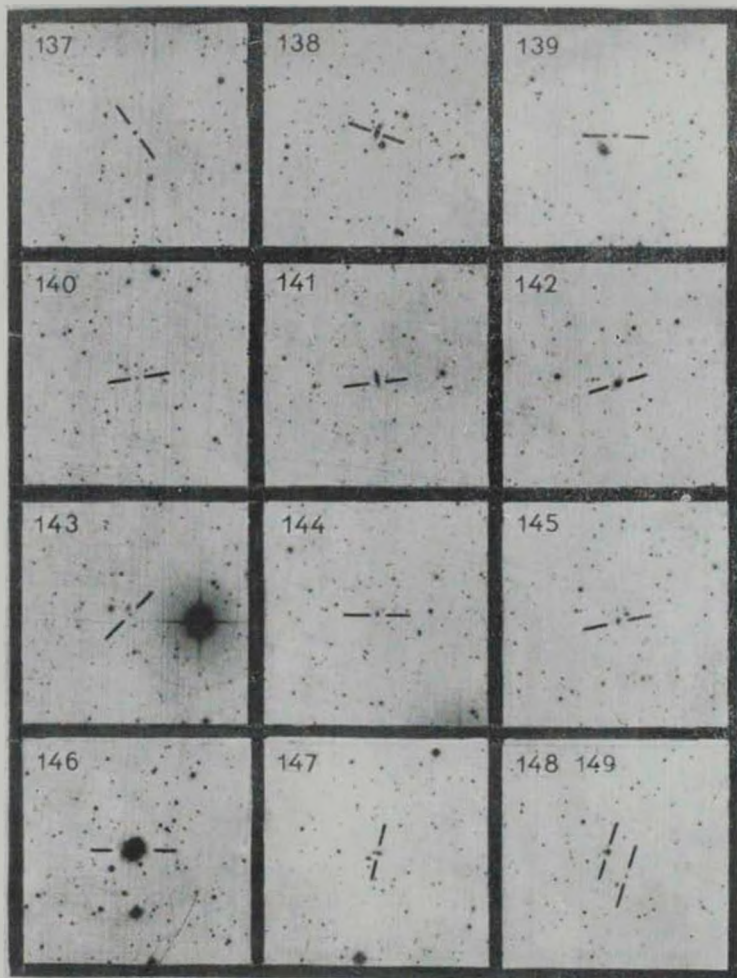
The second list of 105 galaxies with UV-excess, discovered by the 40" Schmidt telescope of the Byurakan observatory with 1.5 objective prism is presented. 55 among these galaxies have been observed in the prime focus of the 2.6 m telescope of the Byurakan observatory and 5—in prime focus of the 6 m telescope of the Special Astrophysical observatory (SAO) of the USSR in photographic light. These observations and the charts of POSS were used for the morphological description of galaxies. The description of spectra of 3 galaxies obtained with the 6 m telescope of SAO and 2.6 m telescope of the Byurakan observatory is presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян. *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Атлас взаимодействующих галактик*. М., 1959.
3. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 1:8, 1306, 1963.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах) Север сверху, восток слева.



150

151 153

152

154

155

156

157

158 159

160

161

162

163

164



165



166



167



168



169 170



171



172



173



174



175



176



177



178



179



180



181



182



183



184



185



186

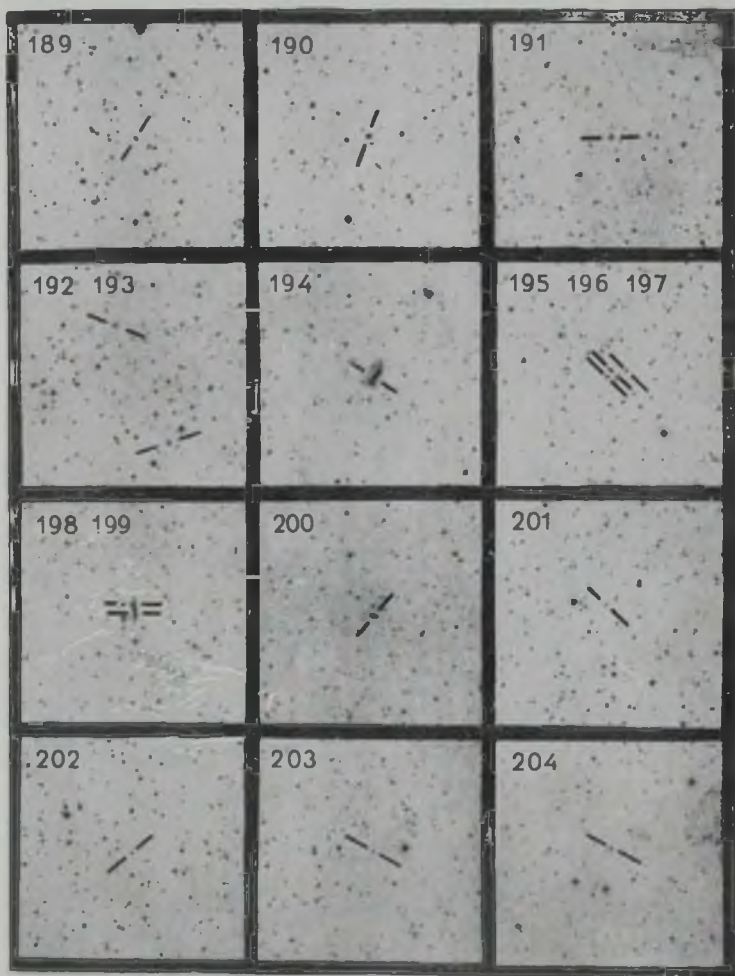


187



188





205 206



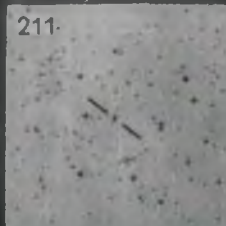
207 208 209



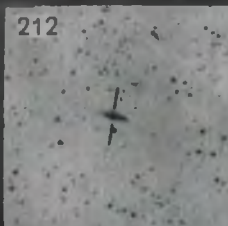
210



211



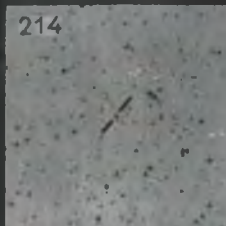
212



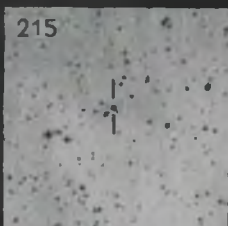
213



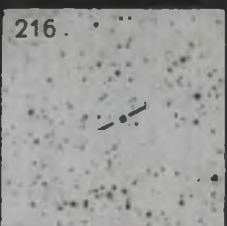
214



215



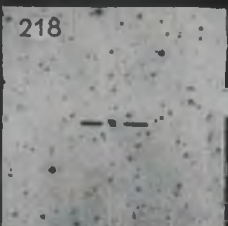
216



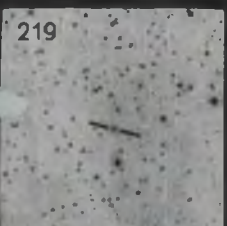
217



218



219



220

221

222

223

224

225

226

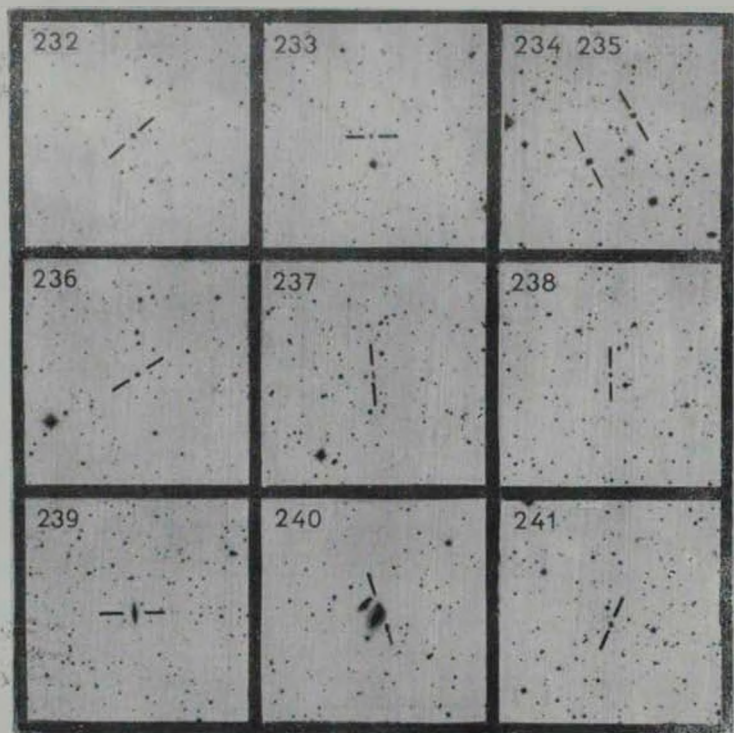
227

228

229

230

231



К ст. М. А. Казарян

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.855

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XII

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИИ, Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 25 декабря 1978

Приводится XII список галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом, содержащий данные о 99 объектах. У 36 из них обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий. Предсказывается присутствие сейфертовских особенностей у объектов № 1126, 1146, 1158 и 1187, а природа QSO — у объекта № 1148. Их номера в списке отмечены звездочками, соответственно одной или двумя.

В настоящий список вошли галактики с сильным или умеренным ультрафиолетовым континуумом, обнаруженные в областях, расположенных в различных зонах склонения, заключенных между 15 и 5 часами прямого восхождения. Наблюдения этих областей выполнялись в последние годы. При проводимом систематическом спектральном обзоре неба, начиная с 1965 г., эти области либо были пропущены, по разным причинам, либо полученные для них снимки оказались неудачными. Проводимые в последнее время дополнительные и повторные наблюдения преследуют цель сделать обзор, по мере возможности, однородным.

Методика наблюдений, поиска, отбора и классификации объектов осталась прежней [1—3].

В списке приведены данные для 99 галактик. По степени конденсации, т. е. по проводимой нами классификации они распределены следующим образом:

Класс	s	sd	dc	d	Beero
N	15	31	30	23	99

У 36 объектов из 99 было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектрах, полученных полутораградусной призмой.

Таблица 1

СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ
КОНТИНУУМОМ XII

№	Галактика	Координаты		Размеры	M ₀₁	Спектральный тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
1096		15 ^h 24 ^m 0	+67°20'	14×12"	15 ^m 5	ds3
1097	12-15-6	24.1	+71 05	10	16.5	sd1e:
1098	5-37-2	27.7	+30 39	13	15.5	s3
1099	12-15-17	47.9	+69 38	18×12	16	d3e
1100		50.3	+41 53	10×7	16.5	d3
1101	7-33-16	54.9	+42 01	15	14.5	sd2e
1102		55.6	+41 41	9×6	16.5	sd2
1103		55.8	+41 40	10	16	dс3
1104	7-33-39	16 04.0	+41 29	20×16	13.5	sd1e
1105		12.8	+12 43	14×10	15	sd3
1106		14.6	+18 39	8	16	ds3
1107	6-37-8	44.9	+36 10	16×9	16	s2
1108		48.8	+28 56	14	15	ds2e:
1109	1235°	51.6	+63 12	12	15	ds2
1110	12-16-12a	51.8	+69 01	20×14	15.5	dс2
1111	4630°	53.1	+26 44	25×14	15	sd3
1112	5-40-10	55.3	+28 16	22×14	15.5	sd3
1113	5-40-13	55.9	+28 13	18	15.5	sd3
1114		58.7	+32 15	20×13	15.5	ds2e
1115		17 01.1	+33 08	8	16.5	sd3
1116	14- 8-24	36.0	+85 47	10	15.5	ds2
1117		38.6	+39 16	14	15.5	ds2e
1118	6434	49.7	+24 30	25×20	14	sd2e:
1119		50.9	+37 45	18×14	15.5	s2e
1120		55.0	+40 15	14	16	d3
1121		18 09.5	+31 51	18	16	ds2
1122		25.1	+42 39	15×9	16	ds3e:
1123	7-45-13	22 05.1	+44 03	17	15.5	s3e
1124	7298	23.2	+14 27	15×12	16	ds3
1125		47.1	+19 09	12	16.5	sd2
1126	7450	58.2	+13 11	33×20	14.5	s2e:
1127	7466	59.6	+26 47	24×17	16	s3
1128	6-50-18	23 00.2	+38 26	27×13	15	d3e:
1129		04.1	+ 9 45	7	16.5	d2
1130		08.9	+ 0 27	14×10	16.5	d3e:

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
1131		23 ^h 25 ^m 5	— 2 28'	14 10'	16 ^m	d s3
1132		35.5	+ 31 21	10	16.5	d3
1133		41.6	+ 27 27	20 13	15.5	s3
1134	7752	44.5	+ 29 10	25 15	11	sd2o
1135	5—56—13	48.0	+28 43	28 20	15	s2e:
1136		48.9	+35 23	10	16.5	d s3
1137	4— 1— 8	58.0	+26 03	20	15	d s2
1138		00 11.9	+ 7 59	6	16.5	d s3
1139		13.5	+ 21 08	10	16.5	d s2
1140		13.6	+24 32	16 12	17	d2
1141		15.5	+22 14	12	16	d s2
1142		18.2	+ 21 41	13 9	16	d3
1143		39.8	+ 2 59	18 12	16.5	d s3
1144		39.9	+ 2 58	7 x 5	17	d2
1145		41.1	+ 2 07	18 13	16	s3
1146*	2— 3— 1	44.7	+14 26	20 12	15.5	sd2e:
1147		46.0	+10 04	8	16	d3
1148**		49.3	+17 10	6	17	s1e:
1149	-3— 3— 8	53.7	-14 33	20 13	16	sd3
1150		59.8	+ 34 51	13 10	16.5	sd3e:
1151		1 06.1	-13 05	10	16	d s3
1152		11.4	-15 07	15 13	15	sd2
1153	0— 4—109	20.7	- 0 57	7	16	d3
1154		22.2	- 1 49	6	16.5	d s3
1155		23.5	+33 09	30 13	15	d s3
1156		29.2	+ 32 55	15 9	15.5	d3e:
1157	591	30.7	+ 35 25	40 x 20	15.5	sd2o
1158*		32.1	+ 34 48	15 x 8	15	sd1o
1159		32.4	+32 48	18	15.5	d3e:
1160		35.7	+ 34 56	10 8	16.5	d2o:
1161		35.9	- 9 25	15 10	16	sd3e:
1162		36.0	+29 23	14 7	16	s3
1163		37.3	+31 00	8	16	sd3
1164		38.2	+32 38	11	16	sd3
1165		40.2	+27 58	12	16.5	sd3
1166		46.4	-12 50	10	16.5	d3e
1167	5— 5—29	53.9	+31 27	10	15.5	s3e:

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1168		1 ^h 55 ^m 0	+ 3° 13'	12×8"	17 ^m	d2
1169		55.1	+ 2 11	10	17	sd2
1170		55.1	+37 20	18	15.5	ds2e:
1171	783	58.2	+31 38	15	15	s3e:
1172		2 03.1	— 8 28	13	16.5	sd3
1173	3— 6—36	05.3	+20 08	20×13	15.5	d2
1174	0— 6—41	05.5	+ 1 39	35×14	15.5	d3e:
1175		10.9	+31 38	10× 8	16.5	sd3
1176	7— 6—23	24.4	+41 47	15×12	15	d3
1177		24.6	—13 20	15×12	16.5	ds2e
1178		24.6	—13 21	20×10	16	d3
1179		30.6	—27 45	15×12	16	sd3
1180	987	33.8	+33 06	40×22	15	sd3e
1181		36.0	+ 3 50	15	15.5	ds2
1182		2 37.9	+16 36	14× 8	15.5	d2e:
1183	1056	39.9	+23 21	47×20	13.5	sd3
1184		43.4	— 5 51	21×17	15.5	ds3
1185		44.2	—15 35	9	16.5	d2
1186		45.0	+15 43	7	16.5	ds2
1187*		45.6	—13 44	8	15.5	s2
1188		3 01.4	— 1 05	6	16.5	ds2
1189		02.7	— 2 32	8	16.5	s2e:
1190		04.6	— 2 18	9× 6	16.5	sd2e:
1191		40.2	— 6 32	20× 9	14.5	ds3
1192	—2 11—1	53.3	— 9 42	13	15.5	sd3
1193		4 04.7	—10 18	11	16.5	sd2
1194	1819	5 09.1	+ 5 08	30	14.5	ds2e:

Примечания к списку

- 1096 — Овальная, с диффузными краями.
 1097 — Сферическая, очень компактная.
 1098 — Сферическая, компактная.
 1099 — Ядро галактики неясной структуры. VII Zw 623. Имеет выбросы на N.E.
 1100 — Сфероидальная.
 1101 — Сферическая. Юго-восточный компонент двойной системы. I Zw 129.
 1102 — Сфероидальная.
 1103 — Сферическая, компактная.
 1104 — Сфероидальная. Северо-западный компонент двойной системы.
 1105 — Сфероидальная.
 1106 — Очень компактная, почти не отличается от звезд, но конденсирована слабо.

- 1107 — Ядро спиральной галактики.
- 1108 — Сферическая.
- 1109 — Почти сферическая.
- 1110 — Ядро сфероидальной галактики.
- 1111 — По-видимому, тесно-двойная, расположенная по δ .
- 1112 — Сфероидальная.
- 1113 — Сферическая с короной.
- 1114 — По-видимому, тесно-двойная. Вытянута по λ .
- 1115 — Сферическая. I Zw 172.
- 1116 — Ядерная часть сравнительно яркой галактики. На SW спутник 17^m. VII Zw 729.
- 1117 — Сферическая, очень компактная. Почти не отличима от звезд.
- 1118 — Спиральная галактика типа Sbc с двумя рукавами, по-видимому, имеет слабое звездообразное ядро. В рукавах на E и W наблюдаются мощные сгущения, вероятно, сверхассоциации.
- 1119 — Сфероидальная, со спутником 17^m на SW.
- 1120 — Сферическая с диффузными краями.
- 1121 — Сферическая. На NW спутник 17^m5.
- 1122 — Сфероидальная. Вытянута по λ .
- 1123 — Сферическая, с короной.
- 1124 — Ядерная часть спиральной галактики Sbc.
- 1125 — Сферическая, очень компактная, намечаются слабые выбросы на севере и на юге.
- 1126 — Ядро довольно яркой спиральной галактики, не исключено, что имеет широкие эмиссионные линии.
- 1127 — Слабое ядро спирали, видимой с ребра.
- 1128 — Овальной формы. Вытянута по λ .
- 1129 — Сферическая, компактная.
- 1130 — Овальная.
- 1131 — Овальная, видимо, Igg.
- 1132 — Сферическая, компактная галактика.
- 1133 — Сфероидальная, вытянута с NW на SE.
- 1134 — Система типа M 51. Спутник, связанный с рукавом NGC 7753. Данные относятся к спутнику. IV Zw 165.
- 1135 — По-видимому, тесно-двойная, не исключена возможность, что западный компонент—звезда.
- 1136 — Сферическая, компактная.
- 1137 — Сферическая, со слабой и диффузной короной.
- 1138 — Ядерная часть спиральной галактики.
- 1139 — Сферическая, компактная.
- 1140 — Ядро, видимо, пересеченной спирали, данные относятся к ядру.
- 1141 — Сферическая, компактная.
- 1142 — Сфероидальная.
- 1143 — Овальная, вытянута по направлению NE—SW. Tololo 60 [5].
- 1144 — Возможно, составляет пару с № 1143. Tololo 61 [5].
- 1145 — Ядро сфероидальной галактики.
- 1146 — По-видимому, ядро спиральной галактики, возможно присутствие широких линий.
- 1147 — Сферическая, компактная, со слабым ореолом.
- 1148 — Чисто звездный, возможно, переменный объект. По распределению энергии в спектре напоминает QSO.
- 1149 — Ядерная область спиральной галактики с перемычкой.
- 1150 — Овальная.

- 1151 — Сферическая, со слабой короной.
- 1152 — Пара сферидальных галактик, расположенных почти по λ ; данные относятся к северному, более яркому компоненту.
- 1153 — Спиральная галактика, вытянута по λ .
- 1154 — Центральная часть спирали. Находится на $1\ 5$ к NE от IC 106.
- 1155 — Линзовидная.
- 1156 — Сферидальная.
- 1157 — Ядро спиральной галактики с перемычкой. В спектре наблюдается H α .
- 1158 — Вытянута по α . По-видимому, двойная. Возможно присутствие широких линий.
- 1159 — Сферидальная, с оболочкой.
- 1160 — Сферидальная, компактного вида.
- 1161 — Овальная вытянута по направлению SE—NW.
- 1162 — Линзовидная.
- 1163 — Сферическое ядро, окружено вытянутым туманом.
- 1164 — Очень компактная галактика. IV Zw 9.
- 1165 — Почти не отличается от звезд, заметно уступает по интенсивности.
- 1166 — Сферическая.
- 1167 — Тесно-двойная система. Данные относятся к юго-восточному компоненту.
- 1168 — Сферидальная Tololo 150 [6].
- 1169 — Ядро галактики со слабой короной. Tololo 151 [6].
- 1170 — Ядерная часть сферической галактики. V Zw 157.
- 1171 — Ядро яркой спиральной галактики типа Sbc, данные относятся к ядру.
- 1172 — Сферическая компактная галактика с выбросом на NE.
- 1173 — Сферидальная, вытянута по λ .
- 1174 — Ядерная часть линзовидной галактики. Вытянута по направлению NE—SW.
- 1175 — Овальная, компактная. V Zw 202, № 2.
- 1176 — Сферидальная.
- 1177 — Овальная с резкими границами. Составляет пару с № 1178.
- 1178 — Сферидальная, вытянута по λ .
- 1179 — Овальная.
- 1180 — Сферидальная, с обширной оболочкой. Обладает звездообразным ядром. Данные относятся к ядру.
- 1181 — Сферическая.
- 1182 — Овальная, вытянута по λ .
- 1183 — Ядро, видимо, спиральной галактики со сложной структурой.
- 1184 — По-видимому, тесно-двойная, в общем тумане.
- 1185 — Сферическая, компактная.
- 1186 — Сферическая. Почти не отличается от звезд, но уступает по интенсивности спектра.
- 1187 — Ядро спиральной галактики. По распределению энергии в спектре можно ожидать наличия сейфертовских особенностей.
- 1188 — Сферическая, очень компактная.
- 1189 — Ядро спиральной галактики.
- 1190 — Овальная, очень компактная.
- 1191 — Спиральная галактика. Вытянута почти по λ .
- 1192 — Ядро спиральной галактики.
- 1193 — Сферическая, с нерезкими краями.
- 1194 — Центральная часть спиральной галактики.

Последняя в сочетании с 40—52" телескопом системы Шмидта Бюраканской обсерватории дает дисперсию 2500 Å/мм у H₁.

У четырех галактик предсказывается присутствие широких эмиссионных линий, т. е. сейфертовских особенностей а у одной — природа квази-звездного объекта. Порядковые номера первых: 1126, 1146, 1158 и 1187 отмечены одной, а порядковый номер последней—1148—двумя звездочками.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XII

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY, J. A. STEPANIAN

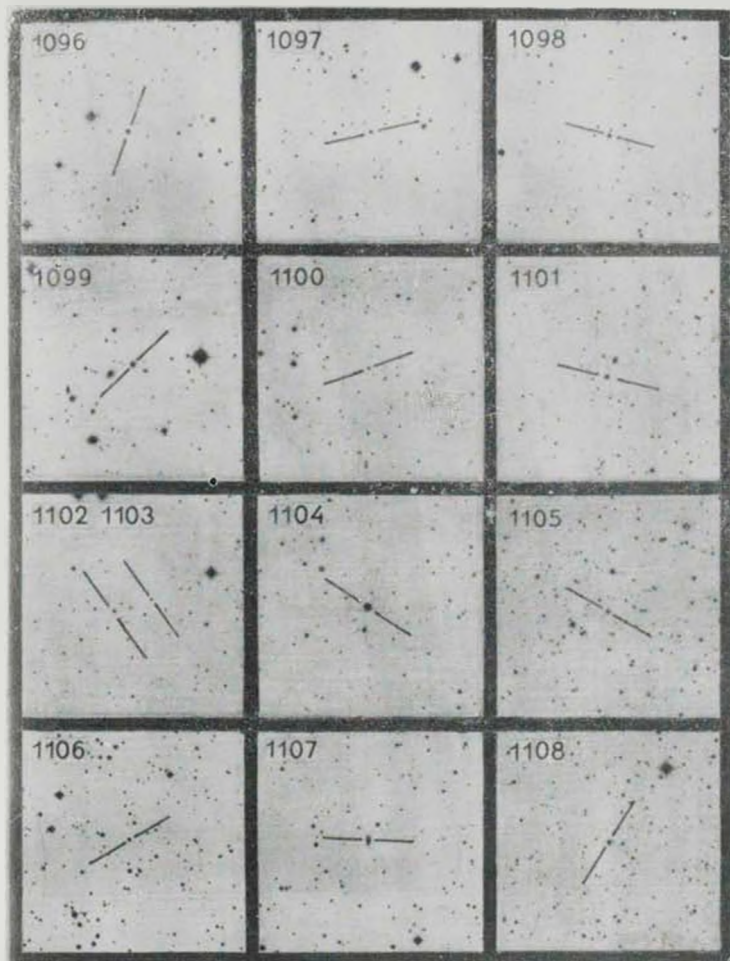
The twelfth list of galaxies having intense ultraviolet continuum is presented. The list contains data for 99 objects. The presence of emission lines is either established or suspected among 36 of them. The presence of Seyfert characteristics can be expected for the following objects: No. 1126, 1146, 1158 and 1187. The object No. 1148 is probably QSO.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 1969; 5, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 1977, 13, 397, 1977.
4. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies*, Speich Zuorich, Switzerland, 1974.
5. G. M. MacAlpine, S. B. Smith, D. W. Lewis, *Ap. J.*, Suppl. ser., 34, 95, 1977.
6. G. M. MacAlpine, S. B. Smith, D. W. Lewis, *Ap. J.*, Suppl. ser., 35, 197, 1977.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Каждая карта покрывает область $16' \times 16'$
Север сверху, восток слева.



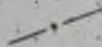
1109



1110



1111



1112



1113



1114



1115



1116



1117



1118



1119



1120



1121



1122



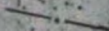
1123



1124



1125



1126



1127



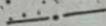
1128



1129



1130



1131



1132



1133



1134



1135



1136



1137



1138



1139



1140



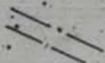
1141



1142



1143 1144



1145



1146



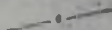
1147



1148



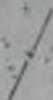
1149



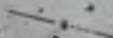
1150



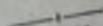
1151



1152



1153



1154



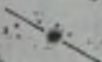
1155



1156



1157



1158

1159

1160

1161

1162

1163

1164

1165

1166

1167

1168

1169

1170

1171

1172

1173

1174

1175

1176

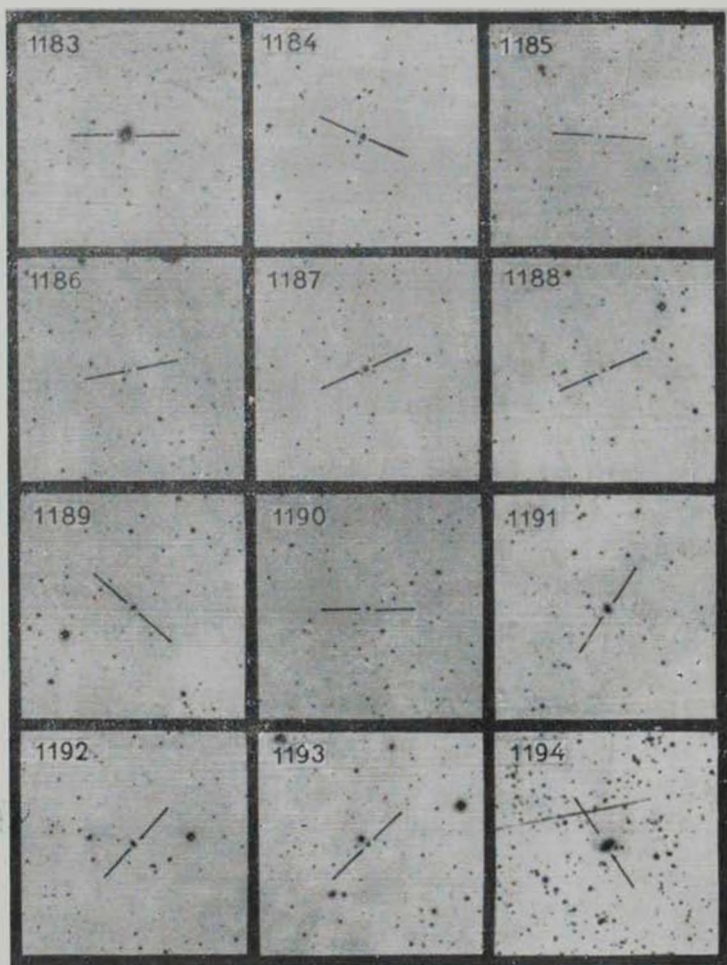
1177 1178

1179

1180

1181

1182



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.855

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ. I

А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 22 января 1979

Приведены результаты спектрального исследования двенадцати галактик с ультрафиолетовым избытком с двойными и кратными ядрами.

Спектры получены на 6-м телескопе САО АН СССР на спектрографе СП-160 с ЭОП, с дисперсией 85 и 280 Å/мм. Измерены лучевые скорости компонентов ядер. Дано описание спектров всех компонентов. В основном спектры похожи друг на друга, за исключением одного случая — галактики Маркарян 121, у которой один из компонентов — «b» не имеет эмиссионных линий, в то время как второй компонент богат ими. Сходство спектров компонентов указывает на то, что они имеют общее происхождение и, возможно, одинаковый возраст.

Морфологический обзор галактик с UV-избытком из первых восьми списков Маркаряна, выполненный на 6-м телескопе САО АН СССР, 2,6-м и 0,5-м телескопах Бюраканской обсерватории, привел к обнаружению значительного числа галактик с двойными и кратными ядрами [1].

В [1] было показано, что существует тесная положительная корреляция линейного расстояния между компонентами с а) абсолютной величиной компонентов ядер, б) появлением новых морфологических деталей (спиральные рукава, филаменты и т. д.).

Эти факты дали основание предположить, что компоненты ядер образуются из одного тела и затем расходятся друг от друга.

Для окончательного решения этого важного вопроса большое значение приобретают детальные спектральные исследования галактик с двойными и кратными ядрами. С этой целью нами начаты спектральные наблюдения таких галактик. Первые наблюдения выполнены на 6-м телескопе САО АН СССР на спектрографе СП-160, работающем в сочетании с ЭОП марки М9ЦВ, с дисперсией 85 и 280 Å/мм.

В настоящей статье приводятся результаты предварительного спектрального исследования двенадцати галактик с двойными и кратными ядрами. Спектр одной из них — галактики Маркарян 306 был получен ранее одним из авторов (Э. Е. Х.) в кассегреновском фокусе 2.7-м телескопа Мак-Дональдской обсерватории (США) с помощью прибора UVITS с дисперсией ~ 220 Å/мм.

Ниже приводится описание и сравнение спектров компонентов ядер галактик. Морфологические особенности галактик и некоторые физические параметры компонентов приведены в [1].

Маркарян 111 (VII Zw 280, VV 106, K 203a, Apr 300) — В спектре компонента «а» ядра наблюдаются эмиссионные линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6584, H_{α} , N_1 и N_2 , H_{β} , [O II] λ 3727. Интенсивность линии H_{β} ($I_{H_{\beta}}$) меньше, чем интенсивность линии [O III] λ 5007 (I_{N_1}), а интенсивность линии H_{α} ($I_{H_{\alpha}}$) больше, чем интенсивность линии [N II] λ 6584 ($I_{[NII]}$). В спектре компонента «б» наблюдаются эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_{α} , N_1 и N_2 , H_{β} , [O II] λ 3727, а также слабый дублет [S II] λ 6717/31. В спектре $I_{H_{\alpha}} > I_{[NII]}$ и $I_{N_1} > I_{N_2}$. Во всем спектральном диапазоне (от 3650 до 7200 Å) непрерывный спектр компонента «а» сильнее, чем компонента «б» и распространяется дальше как в коротковолновую, так и длинноволновую стороны.

Маркарян 121 (NGC 2957 a, b, MKГ 12—10—1) — В спектре компонента «а» отождествлены эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_{α} , H_{β} и слабая линия [O II] λ 3727, в поглощении линии $(D_1 + D_2)$ Na I. $I_{H_{\alpha}} > I_{[NII]}$. У компонента «б» отождествлены лишь линии $(D_1 + D_2)$ Na I в поглощении. Красная часть непрерывного спектра компонента «б» сильнее, чем у компонента «а» и простирается дальше в длинноволновую сторону. Что же касается коротковолновой части непрерывного спектра, то она сильнее у компонента «а» и простирается в коротковолновую сторону до $\sim \lambda$ 3600 Å.

Маркарян 266 (NGC 5256 a, b, I Zw 67; MKГ 8—25—31; K 388 a, b) — В спектре компонента «а» наблюдаются эмиссионные линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6584/48, H_{α} , [O I] λ 6300/64, N_1 и N_2 , H_{β} , H_{γ} , [O II] λ 3727. В поглощении наблюдаются линии $(D_1 + D_2)$ Na I, G-полоса. $I_{H_{\alpha}} > I_{[NII]}$, $I_{N_1} > I_{N_2}$. В спектре компонента «б» наблюдаются эмиссионные линии [S II] λ 6717/31, [N II] 6584/48, H_{α} , [O I] λ 6300/64, N_1 и N_2 , H_{β} , [O III] λ 4363, H_{γ} , [Ne III] λ 3869, [O II] λ 3727. В поглощении наблюдается дублет $(D_1 + D_2)$ Na I. $I_{H_{\alpha}} > I_{[NII]}$, $I_{N_1} > I_{N_2}$. Красная часть непрерывного спектра обоих компонентов ядра распространяется одинаково далеко. Коротковолновая же часть у компонента «б» существен-

но слабее, чем у «а». В целом излучение «а» компонента в непрерывном спектре и в линиях сильнее, чем у «б». Замечательной особенностью этой галактики является вращение компонентов ядер в противоположные стороны, о чем было сделано сообщение в [2, 3].

Результаты подробной спектрофотометрии этой очень интересной галактики будут представлены в отдельной статье.

Маркарян 306 (МКГ 3—57—15) — В спектре компонента «а» видны сильные эмиссионные линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6584/48, H₁, N₁ и N₂, H₂, H₃, [O II] λ 3727. В поглощении видны линии H и K Ca II. $I_{H\alpha} > I_{[NII]}$, $I_{N_1} < I_{H\gamma}$. В спектре компонента «б» видны эмиссионные линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6584/48, H₁, N₁ и N₂, H₂, H₃, [O II] λ 3727. $I_{H\alpha} > I_{[NII]}$, $I_{N_1} > I_{H\gamma}$. Ширина эмиссионных линий у «а» компонента больше, чем у «б». Непрерывный спектр компонента «а» сильнее и простирается дальше в коротковолновую сторону.

Маркарян 480 (NGC 5860 a, b; I Zw 102; МКГ 7—31—33; K 454 a, b) — В спектре компонента «а» наблюдаются эмиссионные линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6584/48, H₁, H₂, H₃, [O II] λ 3727. В спектре компонента «б» наблюдаются линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6584/48, H₁; заметен также след линии H₂ и [O II] λ 3727. В обоих компонентах ядра галактики $I_{H\alpha} > I_{[NII]}$.

Длинноволновая часть непрерывного спектра компонента «а» несколько сильнее, чем у «б», в то время как их коротковолновые области сравнимы по интенсивности.

Спектральные линии «а» компонента ядра этой галактики наклонены. Если это интерпретировать как эффект вращения, то его скорость на расстоянии $r = 4.7$ от центра, что соответствует в линейных единицах $r = 1.7$ кпс (при $H = 75$ км/с · Мпс), получается равной 21 км/с ($\pm_v = 31$ км/с). Тогда, применяя без поправки за наклон оси вращения и направления обычную формулу, для массы «а» компонента ядра галактики получаем значение $M_a = 2 \cdot 10^8 M_\odot$. По нашим оценкам [1] фотографическая звездная величина «а» компонента равна 15^m, так что $M_{pa} = -19^m$. Отсюда находим, что $M_a/L_a > 0.03 M_\odot/L_\odot$.

Маркарян 496 (NGC 6090 a, b; I Zw 135; МКГ 9—26—64; K 486 a, b; Turner 135 a, b) — В спектре компонента «а» наблюдаются эмиссионные линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6584/48, H₁, N₁ и N₂, H₂, H₃ и [O II] λ 3727, а в «б» — [N II] λ 6584/48, H₁, N₁ и N₂, H₂, [O II] λ 3727. В спектрах обоих компонентов видны слабые следы линии He I λ 5876 Å. В обоих компонентах $I_{H\alpha} > I_{[NII]}$, $I_{N_1} > I_{H\gamma}$.

В красной части непрерывный спектр компонента «а» сильнее, чем в «в» и постепенно с продвижением к коротковолновой части спектра эта разница сводится на нет.

На рис. 1, где приведена репродукция спектра галактики у H_{α} , видно, что спектральные линии обоих компонентов ядра наклонены в одну и ту же сторону и указывают на их вращение. Ниже приводятся значения скорости вращения, ошибки одного измерения, значения линейного радиуса, соответствующие данной скорости вращения и нижнего предела массы «а» и «в» компонентов.

$$v_a^* = 44 \text{ км/с}, \quad v_{a^*} = 36 \text{ км/с}, \quad r^a = 3.3 \text{ кпс}, \quad M_a > 8 \cdot 10^8 M_{\odot}.$$

$$v_b^* = 77 \text{ км/с}, \quad v_{b^*} = 72 \text{ км/с}, \quad r^b = 1.2 \text{ кпс}, \quad M_b > 2 \cdot 10^9 M_{\odot}.$$

Используя фотографические звездные величинны, приведенные в [1], для нижнего предела отношения массы к светимости для «а» и «в» компонентов получены следующие значения: $M_a/L_a > 0.1 M_{\odot}/L_{\odot}$, $M_b/L_b > 0.6 M_{\odot}/L_{\odot}$.

Маркарян 930 — Это новый объект с двойным ядром из [4], не включенный ранее в [1]. На рис. 2 приведен снимок этой галактики, полученный на 2.6-м телескопе БАО.

Южный «а» компонент ядра по виду не отличается от звезды. Северный «в» компонент более диффузный и вытянут в направлении запад—восток. Оба компонента находятся в общей плотной диффузной оболочке. Расстояние между центрами компонент около $5''$. При $v_R = 5570$ км/с (см. табл. 1) и при $H = 75$ км/с·Мпс это соответствует 1.8 кпс. По прямому снимку, полученному на 2.6-м телескопе БАО, оценены звездные величины компонентон: $m_a = 17^m$ ($M_a = -17^m4$) и $m_b = 17^m5$ ($M_b = -16^m9$) соответственно.

В спектре Маркарян 930 компоненты ядра, ввиду их близости, как отдельные образования четко не выделяются. Видно только слабое увеличение плотности непрерывного спектра в сторону компонента «в». Спектры компонентон напоминают спектр высоковозбужденной H II области. В нем видны эмиссионные линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6584/48, H_{α} , He I λ 5876, N_1 и N_2 , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} , [Ne III] λ 3869 и [O II] λ 3727. В спектре компонента «в» линии балмеронской серии H_{α} , H_{β} , H_{γ} как будто имеют абсорбционный компонент. По всей галактике $I_{H_{\alpha}} > I_{[N II]}$ и $I_{H_{\beta}} > I_{H_{\gamma}}$.

Маркарян 314 (NGC 7468) — Так как компоненты ядра этой галактики расположены очень близко друг к другу ($\sim 3''$) и заключены в общую

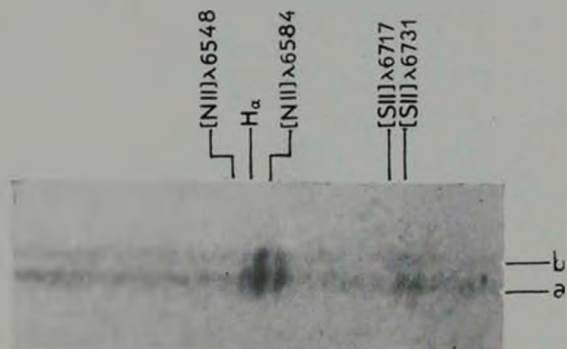


Рис. 1. Репродукция спектра компонентов ядра Маркарян 496. Область H_{α} .

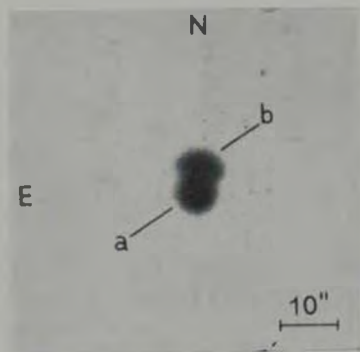


Рис. 2. Репродукция снимка Маркарян 930 (2,6-м телескоп БАО, эмульсия ORWO Zi 2, экспозиция 10 мин).

К ст. А. Петросяна и др.

диффузную оболочку, то их спектры на фоне непрерывного спектра галактики выделяются не совсем ясно. У H_α различие между компонентами в непрерывном спектре еле заметно, причем оно усиливается при продвижении в коротковолновую часть. У «а» компонента красная часть непрерывного спектра более сильная, чем у «b» и «с». Коротковолновая же часть непрерывного спектра компонента «с» намного сильнее, чем компонентов «а» и «b» и простирается до $\lambda \sim 3500 \text{ \AA}$.

Во всех трех компонентах видны эмиссионные линии $[S \text{ II}] \lambda 6717/31$, $[N \text{ II}] \lambda 6584/48$, H_α , N_1 и N_2 , H_β , $[O \text{ II}] \lambda 3727$. В компонентах «b» и «с» видны также эмиссионные линии $He I \lambda 5876$, H_1 и H_2 , и только в компоненте «с» видны линии $[Ne \text{ III}] \lambda 3869$ и H_3 . Ширина эмиссионных линий в спектре компонента «b» больше, чем в «а» и «с». Во всех трех компонентах $I_{H_2} > I_{[N \text{ II}]}$ и $I_{N_1} > I_{H_1}$.

Для галактик, описания спектров которых даны выше, измерены лучевые скорости компонентов ядер. Полученные данные помещены в табл. 1, где для сравнения приведены также данные других авторов с соответствующими ссылками. В таблице σ_{VR} — ошибка одного измерения лучевой скорости, а σ_{AVR} определяется как $\sigma_{AVR} = \sqrt{\sigma_{V_1}^2 + \sigma_{V_2}^2}$. Все лучевые скорости исправлены за вращение Солнца вокруг центра Галактики.

Сравнение показывает, что измеренные нами лучевые скорости находятся в хорошем соответствии с данными других авторов.

Из табл. 1 видно, что различия лучевых скоростей компонентов исследованных галактик мала по сравнению с пекулярными скоростями галактик. Следует особо отметить, что спектры компонентов ядер отдельных галактик очень похожи друг на друга. Исключение составляет галактика Маркарян 121, у которой один из компонентов «b» не имеет эмиссионных линий, в то время как второй компонент богат эмиссионными линиями.

Тот факт, что спектры компонентов ядер галактик в целом похожи друг на друга, по-видимому, указывает на то, что они имеют общее происхождение и, возможно, одинаковый возраст.

Обращает на себя внимание еще тот факт, что у всех галактик, во всех компонентах интенсивности линии H_α больше, чем интенсивность линии $[N \text{ II}]$, а линии N_1 больше, чем у H_β (за исключением «а» компонента ядра Маркарян 306, у которой H_β ярче, чем N_1).

Как указывают наблюдательные данные, полученные впервые Аллером [22] и подтвержденные последующими работами [23—25], в галактиках существует градиент отношения интенсивностей линии H_α к $[N \text{ II}] \lambda 6584 \text{ \AA}$ и $[O \text{ III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$ к H_β . Показано, что отношения $I_{H_\alpha}/I_{[N \text{ II}]}$, I_{N_1}/I_{H_β} меньше или равны единице в ядерных или околоядерных $H \text{ II}$ областях галактик и больше единицы в периферийных областях. Исходя из этого, можно сделать вывод, что компоненты исследованных в настоящей

Номер по Маркьяну	Дисперсия (Å/мм)	Компо- ненты	V_R (км/с)	$^2 V_R$ (км/с)	ΔV_R (км/с)	$^3 \Delta V_R$ (км/с)
111	85	a	3751	48	- 97	87
		b	3848	72		
121	280,85	a	7051	98	+ 194	177
		b	6857	147		
266	85	a	8551	49	- 127	84
		b	8424			
306	220	a	5857	81	+ 54	115
		b	5903	81		
480	85	a	5565	71	+ 49	107
		b	5516	80		
496	280,85	a	6054	34	- 151	65
		b	8903	55		
930	85	a	5570	124		
		b	2319	131		
314	85	b	2366	115		
		c	2365	129		

* По наблюдениям на 21 см.

работе ядер галактик с двойными и кратными ядрами вероятнее всего представляют собой большие комплексы молодых звезд, т. е. сверхассоциации, близкие по своим спектральным особенностям периферийным H II областям.

Кроме восьми вышеописанных объектов, двухядерная и многоядерная структура которых реальна, получены спектры еще четырех объектов, вошедших в список галактик с двойными и кратными ядрами [1], относительно которых имелось подозрение о звездном характере одного из компонентов. В табл. 2 приведены данные о галактиках, двухядерная структура которых действительно обусловлена проекцией звезды на галактику.

Таблица 2

Объект	Дисперсия	V_R (км/с)	$^2 V_R$ (км/с)	Описание спектра компонента-звезды
Маркьян 130*	280	450	—	H и K CaII и G-полоса в поглощении
Маркьян 374**	85	44	146	H и K CaII и G-полоса в поглощении
Маркьян 386	85	-70	62	H и K CaII в поглощении

*) В [26] компонент-звезда классифицирована как звезда спектрального класса K0.

**) В работе [27] для компонента-звезды Маркьян 374 приводится значение $V_R = 240$ км/с и спектральный класс F-G.

Таблица 1

Определения других авторов

4059 [5]	3796 [7]		3520 [9]		3777 [16]		
	6717 [7]			6880 [14]	6636 [16]		
	8371 [7]	3454 [8] 8244	3510 [10]				
	5889 [7]		5950 [11]		5861 [17]		5930 [21]
5608 [6] 5678	5513 [7]		5550 [12]				
4735 [6] 9091	8962 [7]		8910 [13]	9010 [15]	8941 [18]	8898 [19] 8820	
	2322 [7]				2263 [17]		2441 [20] 2326*

Был получен также спектр звездообразного компонента ядра Маркарян 110 с дисперсией 85 А/мм, в котором линии не обнаружены. По [28] для этого объекта приводится значение $V_R \leq 300$ км/с.

Авторы выражают благодарность дирекции CAO АН СССР за внимание и А. Буренкову за большую помощь при получении спектров галактик.

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает благодарность директору Мак-Дональдской обсерватории (США) профессору Х. Смигу за предоставленную возможность наблюдать на 2.7-м телескопе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF UV GALAXIES WITH DOUBLE AND MULTIPLE NUCLEI. I

A. R. PETROSSIAN, K. A. SAHAKIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of spectroscopic investigation of 12 galaxies with UV excess having double and multiple nuclei are presented. The spectra have been observed with SP-160 spectrograph and Image Tube in prime focus of 6 m telescope of the Special Astrophysical Observatory of the

Academy of Sciences of the USSR, with dispersion 85 and 280 Å/mm. The radial velocities of components have been measured. The description of spectra are also presented. On the whole the spectra of components are similar with the exception of Markarian 121 in which one of the components has not any emission lines while the other one is very rich in emission lines. The resemblance of the spectra of components speaks in favour of the common origin and probably of being the same age.

ЛІТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. Э. Е. Хачикян, *Вопросы физики и эволюции космоса*, Ереван, 1978, стр. 423.
3. Э. Е. Хачикян, IV Европейская конференция астрономов, Упсала, 1978.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовеский, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 1977.
5. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvpov, *Astron. Astrophys.*, 41, 375, 1975.
6. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvpov, *Astron. Astrophys.*, 51, 185, 1976.
7. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., *Second Reference Catalogue of bright Galaxies*, Austin, 1976.
8. R. Barbon, *Kitt Peak National Obs. Contr. No.*, 510, 1969.
9. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
10. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 7, 177, 1971.
11. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 177, 1972.
12. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 9, 319, 1973.
13. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 9, 325, 1973.
14. Э. К. Денисюк, *Астрон. цирк.*, № 615, 5, 1971.
15. Э. К. Денисюк, *Астрон. цирк.*, № 809, 1, 1974.
16. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
17. G. Huchra, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 186, 433, 1973.
18. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
19. E. L. Turner, *Ap. J.*, 208, 20, 1976.
20. L. Bottinelli, R. Duflot, L. Gouguenheim, J. Heldman, *Astron. Astrophys.*, 41, 61, 1975.
21. E. Ye. Khachikyan, *Astron. Nachr.*, 297, 287, 1976.
22. I. Aller, *Ap. J.*, 95, 52, 1942.
23. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 125, 694, 1962.
24. L. Searle, *Ap. J.*, 168, 327, 1971.
25. H. E. Smith, *Ap. J.*, 193, 591, 1975.
26. M. H. Ulrich, *Ap. J.*, 222, L3, 1978.
27. R. G. Terlevich, *Observatory*, 98, 63, 1978.
28. P. A. Wehinger, S. Wyckoff, *M. N.*, 181, 211, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.855

АНАЛИЗ ВЫБОРКИ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК ТЕРНЕРА

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ, Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 3 декабря 1978

Рассмотрена выборка двойных галактик, составленная Тернером путем применения к галактическому распределению галактик количественного критерия пары.

Двумя независимыми методами исследовано содержание в выборке Тернера случайных оптических пар, а также неизолированных «пар», образованных видимыми вершинами и давлением систем галактик. Число оптических пар более чем в два раза превосходит их оценку, сделанную Тернером. Показано, что лишь малая часть физических пар попадает в каталог Тернера обоими компонентами. Рассмотрены эффекты селекции двойных галактик по расстоянию между компонентами и ориентации относительно наблюдателя, влияющие на оценку средней массы галактик.

Критический пересмотр данных Тернера позволяет получить для пар галактик отношение массы к светимости, согласующееся с оценками по кривым вращения галактик без привлечения гипотезы о существовании массивных невидимых ядер.

Данные о движениях, расстояниях и светимостях в двойных галактиках используются для оценки отношения массы к светимости, f . Согласно [1—3], величина f того же порядка, что получается при анализе кривых вращения. Такой вывод следует из анализа данных каталога [4] о некоторых взаимодействующих системах. Он же справедлив и для более широкой выборки пар галактик, если отбросить случаи, когда физическая связь между компонентами вызывает сомнение.

С другой стороны, Тернер [5], используя так называемую хорошо определенную выборку пар галактик, приходит к противоположному выводу. По Тернеру, компоненты пар окружены массивными гало, которые сосредотачивают 90% всей массы систем и никак не проявляют себя ни в оптическом, ни в радиодиапазоне.

Интересно, что массивные гало обнаруживают себя гравитационно лишь при достаточно большом расстоянии между компонентами. Сторонники гипотезы, утверждающей реальное существование скрытой массы,

обосновывают это тем, что объемная плотность такой массы невелика и она уменьшается с расстоянием от центра объекта весьма медленно. Требуется взять большой объем вокруг галактики, чтобы содержание в нем скрытой массы стало заметным.

Однако можно предположить иное объяснение. Скрытой массы в тех больших количествах, которые получены в работе [5], не существует. При переходе к более широким парам возрастает процент оптических пар, в которых компоненты близки друг к другу только на небе, но не в пространстве. Кроме того, в более широких парах большее значение имеют ошибки определения скоростей, так как уменьшается относительная скорость компонентов. Недостаточный учет этих искажений и является причиной обнаружения фиктивных скрытых масс.

Оценкам чисел оптических пар посвящены разделы 1 и 2. В разделе 2, который является основным, рассматривается структура «хорошо определенной выборки» Тернера. Некоторые выводы, полученные здесь, независимым методом подтверждены в разделе 3. Основные результаты перечислены в заключительном разделе.

1. *Оптические пары в полумпирической модели видимого распределения галактик.* Вначале рассмотрим критерии, применявшиеся при отборе пар галактик каталога Тернера [6].

Изучаются все галактики каталога [7] в области неба с $\delta > 0^\circ$ и $b > 40^\circ$ и не слабее 15^m0 . Пусть θ_{12} — угловое расстояние между галактиками 1 и 2, каждая из которых является ближайшей к другой среди объектов данной выборки, и $\theta_{12,3}$ — угловое расстояние от центра отрезка, соединяющего эти галактики, до третьей ближайшей галактики. Пара 1—2 включается в каталог, если выполнены два условия:

$$\theta_{12,3}/\theta_{12} \geq x \quad (1)$$

и

$$\theta_{12} \leq 8'. \quad (2)$$

В условии (1) $x = 5$. Это значение в точности совпадает со значением соответствующего параметра в критериях Караченцева [4]. По замыслу Караченцева, условие типа (1) должно обеспечить, по мере возможности, динамическую самостоятельность пары. Тернер применяет ту же идею в несколько упрощенном варианте. Следует отметить, что условие (1) не обеспечивает динамической изолированности пары, если видимые величины компонентов близки к 15^m0 , а такие случаи в каталоге [6] весьма многочисленны.

Допустим вначале, что все галактики суть одиночные и распределены в данной области равномерно. Пусть ν — плотность числа этих объектов в

расчете на 1° и $P_{\Sigma} d^0$ — вероятность того, что произвольный объект войдет в оптическую пару, удовлетворяющую условию (1) с расстоянием между компонентами от 0 до $\theta + d^0$ (здесь $\theta = \theta_{12}$). Справедливо равенство:

$$P_{\Sigma} d^0 = 2\pi\theta d^0 \exp[-\pi\theta(5\theta)^2]. \quad (3)$$

Вероятность Π одновременного выполнения (1) и (2) такова:

$$\Pi = \int_0^{8.60} P_{\Sigma} d^0 = \left| 1 - \exp\left(-\frac{4}{9}\pi\theta\right) \right| 25. \quad (4)$$

В данном случае $\theta = 0.597$ и $\Pi = 0.0225$. Среди всех 4400 объектов рассматриваемой области ожидается $4400 \times 0.0225 \times 0.5 = 49.5$ оптических пар.

Перейдем к реальному случаю. Среди N галактик ярче звездной величины m некоторые выглядят одиночными объектами. На самом же деле, ввиду того, что практически все галактики принадлежат к группам и скоплениям, это ярчайшие члены систем, в которых другие галактики не видны. В общем случае наблюдаемая «верхушка» системы содержит $s \geq 1$ членов.

Согласно работе [8], число галактик в системах с видимой населенностью s определяется законом:

$$sN_s = 0.608 N_i s^2, \quad s = 1, 2, \dots, 165. \quad (5)$$

Здесь N_i — число систем. Такой результат получен после анализа флуктуаций чисел галактик ярче 21^m , $18^m.6$ и $15^m.5$ с учетом различных искажений данных.

В этой модели число всех систем равно

$$N_c = N_1 + \dots + N_{165} = N \sum_{s=1}^{165} 0.608 s^{-1} \approx 0.731 N.$$

Положим $s = 1$. С учетом соотношения, аналогичного (4), число оптических пар, в которых оба компонента являются видимыми одиночными объектами, равно

$$n_{L,1} = N(0.608)^2 \left| 1 - \exp\left(-\frac{4}{9}\pi\theta\right) \right| (50\theta),$$

где значения множителя l , учитывающего сгущения галактик, находятся в промежутке от 0.731 до единицы. Первое число соответствует случаю, когда угловые размеры систем пренебрежимо малы. Значения $n_{L,1}$ мало чувствительны к изменению величины ξ в указанном промежутке. При $\xi = (1 + 0.731)/2$ и $N = 4400$ получаем $n_{L,1} = 16.7$.

Изучение роли неравномерного поглощения света и других источников искажений данных, основанное на применении двухточечной корреляционной функции для случая одиночных галактик, позволяет сделать вывод, что предыдущее число должно быть увеличено в 1.17 раза.

Ввиду небольшой величины этой поправки и с целью экономии места, мы не останавливаемся здесь на ее обосновании.

Таким образом, только из видимых одиночных галактик образуется в среднем 19.6 пары, при этом условия (1) и (2) выполнены.

Можно показать, используя закон (5), что еще 11.6 оптических пар образуется из не связанных непосредственно галактик в системах с $s \geq 5$.

Рассмотрим случай $s = 2$. Согласно закону (5), число систем, в которых видны только два ярчайших члена, составляет $N_{22} = 4400 \times 0.608 / 2^3 \approx 334$. Эти галактики погружены в общее гравитационное поле системы и они не обязательно образуют динамически изолированные пары.

При типичном угловом диаметре систем порядка $1''$ (с учетом членов слабее 15^m) и при постоянной плотности числа галактик в проекции на картинную плоскость в пределах системы вероятность того, что два случайно выбранные объекта окажутся на расстоянии друг от друга, меньшем $8'$, составляет около 0.05. Принимая такую же вероятность выполнения предыдущего условия и для двух ярчайших членов, находим общее число пар с $s = 2$, удовлетворяющих условию (2): $n_2 = 16.7$.

Это число еще увеличится, если учесть, что плотность возрастает к центру систем. С другой стороны, не все эти пары удовлетворяют условию (1). Но, во всяком случае, число пар, удовлетворяющих условиям (1) и (2) одновременно, должно быть не меньше 10.

Наконец, оптические пары могут возникать и в системах с $s = 3$ и 4, которые до сих пор не рассматривались.

Таким образом, число оптических пар всевозможных видов в каталоге Тернера не меньше $19.6 + 11.6 + 10 = 41.2$. Это число в два раза превышает оценку самого автора каталога.

2. Структура выборки Тернера по результатам детального моделирования. Строгую оценку различных эффектов селекции, связанных с отбором пар по критерию Тернера, аналитически получить довольно трудно. Поэтому в качестве независимой проверки числа оптических пар мы используем здесь результаты моделирования видимого распределения галактик на ЭВМ, описанного в [9].

Кратко перечислим предположения, использованные при моделировании:

а) задавались фиксированные вероятности того, что случайно взятая галактика из единицы объема принадлежит к одиночным ($n = 1$), двойным ($n = 2$), тройным ($n = 3$) системам, группе ($n = 30$) или скоплению ($n = 1000$);

б) центры систем каждого типа предполагались распределенными в пространстве взаимно независимо;

в) внутригалактическое поглощение света игнорировалось;

г) распределение галактик в системе по координатам и скоростям задавалось однотиповым законом $p\{x\} = \pi^{-1} \exp\{-x/\sigma_x\}$, где параметры σ_i (линейные размеры и дисперсия скоростей) подбирались для каждого типа системы сообразно наблюдательным данным;

д) лучевая скорость каждой галактики определялась как сумма хабловской скорости центра системы (при $H = 75$ км/с·Мпс) и пекулярной составляющей галактики относительно центра системы;

е) функция светимости галактик представлялась в виде

$$\varphi(M) = \begin{cases} C' \cdot 10^{1.4M} & (-22^m, -19^m) \\ C'' \cdot 10^{0.2M} & (-19^m, -14^m) \end{cases}$$

и предполагалась одинаковой для всех систем.

Моделирование осуществлялось на ЭВМ М-222 методом Монте-Карло, размеры пространственного объема ($410 \times 54 \times 54$ Мпс³) были выбраны таким образом, чтобы на площадке $6 \times 6''$ (размер Паломарской карты) реализовать видимое распределение галактик до предела каталога Цвикки $m = 15^m7$. На графическое и цифропечатающее устройство выводились координаты, видимые величины, лучевые скорости и расстояния галактик, а также индекс их принадлежности к системе определенного типа. Среднее число центров систем в единице объема было задано таким, чтобы видимое число галактик на площадке $6 \times 6''$ ярче 15^m7 соответствовало их числу в каталоге Цвикки для средних галактических широт (в среднем 75 галактик на карту).

К смоделированному распределению $N = 9433$ галактик на 127 площадках был применен критерий Тернера для отбора двойных галактик. Разумеется, трудно ожидать адекватного соответствия между искусственным и реальным распределениями галактик (в модели содержится ряд подбираемых параметров). Однако мы полагаем, что на типичных для пар угловых масштабах $\leq 8'$ моделирование дает важный материал для анализа различных эффектов проекции и селекции.

Чтобы увеличить объем выборки двойных галактик, мы применяли критерий Тернера к галактикам ярче 15^m7 , а не 15^m0 , ограничив угловые расстояния между компонентами пар величиной $5'.84$ сообразно большей глубине выборки. Из 9433 галактик в искусственных полях критерию Тернера удовлетворяют 404 пары, что составляет относительное число 0.043, близкое к относительному числу пар в каталоге Тернера (0.036). Только 178 пар из 404 оказались физическими парами. Около 20% пар ($n = 81$) образованы галактиками, принадлежащими разным системам (оптические па-

ры). Остальную часть ($n = 145$ пар или 36%) составляют физически связанные галактики, входящие в триплеты, группы и скопления — «верхушки» систем. Вполне понятно, что наличие таких неизолированных «пар» обусловлено отсутствием «глубины» у критерия Тернера: чуть более слабые члены системы уже не используются критерием для обособления пары, а это должно существенно отражаться на многих параметрах выборки Тернера.

Распределение пар галактик по проекции линейного расстояния между компонентами, r_p , представлено на рис. 1. По сравнению с физическими парами (отмечены двойной штриховкой) члены систем (косая штриховка) и оптические пары (не заштрихованы) образуют длинный хвост распределения, простирающийся до ~ 250 кпс. Фактически, за пределами $r_p \geq 40$ кпс, располагаются «пары», не пригодные для корректной оценки их орбитальной массы.

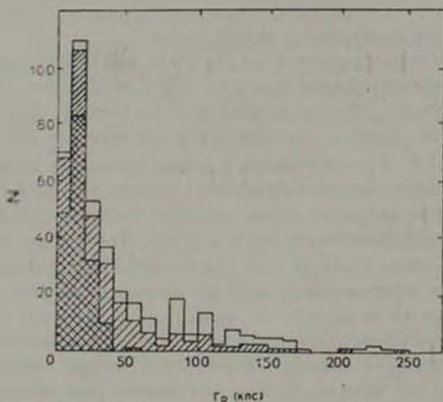


Рис. 1. Распределение моделированных пар галактик, удовлетворяющих критерию Тернера, по проекции линейного расстояния между компонентами, r_p (кпс). Физические пары отмечены двойной штриховкой, члены систем галактик — косой штриховкой, оптические пары не заштрихованы.

Важным вопросом является селективность критерия, искажающая функцию линейных расстояний между компонентами. На рис. 2 изображена функция $q_T(r_p)$ — вероятность того, что физическая пара галактик с проекцией расстояния между компонентами r_p будет обрезана критерием Тернера. Как и следовало ожидать, только малая часть широких пар проходит через критерий. Используя зависимость $q_T(r_p)$, можно реставрировать истинное, неискаженное распределение пар по величине r_p . Сплошной

линией на рис. 3 представлено видимое распределение 58 пар Тернера по взаимному расстоянию компонентов, $N_0(r_p)$. Пунктиром изображено распределение $N'(r_p) = N_0(r_p)[1 - q_T(r_p)]$ — исправленное за селекцию. Восстановление вида $N'(r_p)$ при $r_p > 100$ кпс становится очень неуверенным из-за большого отсева широких пар. В области уверенных значений,

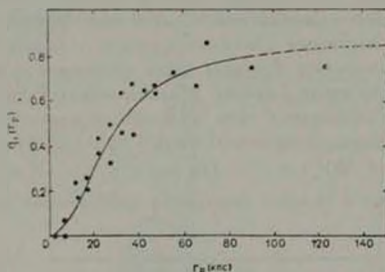


Рис. 2. Вероятность того, что физическая пара галактик с проекцией расстояния между компонентами r_p обрезается критерием Тернера. Точками отмечены оценки методом Монте-Карло, через которые проведена сглаженная кривая.

$r_p < 100$ кпс, число пар в зависимости от r_p уменьшается очень медленно, что заставляет подозревать наличие среди широких пар Тернера большого числа неизолированных и оптических пар. Заметим также, что уверенность Тернера в представлении распределения $N(r_p)$ законом $r^{-1/2}$ в свете этих данных выглядит необоснованной. К этому следует добавить, что задача восстановления свойств генеральной совокупности физических пар по каталожной выборке является весьма сложной задачей. По результатам моделирования при выбранной функции светимости и условии взаимной независимости абсолютных величин компонентов (такое предположение сделано Тернером) отношение числа пар, попавших в каталог обоими компонентами, к числу пар, представленных одним компонентом, составляет только 0,105. Если полагать, что все пары Тернера на рис. 3 являются физическими, то самим критерием Тернера дополнительно обрезается еще около 2/3 пар (с компонентами ярче 15^m). В итоге, восстанавливать исходную (объемную) выборку приходится по $\sim 1/30$ части ее, представленной в каталоге. Естественно, что наличие в действительности даже слабой корреляции $\{M_1, M_2, r_p\}$ (а такой эффект сегрегации для скоплений галактик хорошо известен) повлечет за собой грубые ошибки в определении закона $N(r_p)$.

Рассматривая причины расхождения своей оценки среднего отношения массы к светимости для пар с данными других авторов, Тернер выразил

мнение, что причиной этого может быть сильная селекция отбираемых критерием пар по углу ориентации относительно наблюдателя. По результатам моделирования мы получили среднее значение фактора проекции $\langle r_p/r \rangle = 0.788$, где r — пространственное расстояние между компонентами, известное априори для каждой пары в модели. Сравнивая его со средним $\langle r_p/r \rangle = \pi/4 \approx 0.785$ при изотропной ориентации пар, мы убеждаемся в том, что данный тип селекции пренебрежимо мал. Таким образом, наиболее вероятная причина полученного Тернером избытка массы в парах заключается в большом числе оптических и неизолированных псевдопар, особенно среди широких. Моделирование Тернером восьми различных гипотез, касающихся типа движения и характера распределения скрытой массы в парах, осуществлялось при одном и том же необоснованно широком законе $N(r_s) \sim r_s^{-1/2}$ [$10 \text{ кпс} < r_s < 1 \text{ Мпс}$], с неизбежностью приводившем к сильной переоценке орбитальных масс двойных галактик.

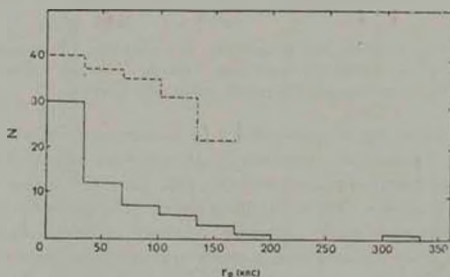


Рис. 3. Распределение 58 пар галактик из выборки Тернера по проекции расстояний между компонентами (сплошная линия). Пунктиром проведено исправленное распределение с учетом избирательности критерия Тернера.

В этой связи интересно распределение 404 моделированных пар по величине отношения орбитальной массы к светимости, f (рис. 4). Физические пары, члены систем и оптические пары отмечены той же штриховкой, что и на рис. 1°. Мы видим, что псевдопары, образованные «верхушками» систем, заполняют провал между максимумами, обусловленными физическими и оптическими парами. Это обстоятельство объективно затрудняет выделение изолированных физических пар.

* Разумеется, приводимые значения f носят формальный характер, поскольку мы не конкретизируем тип орбитального движения компонентов и другие динамические характеристики пар. Однако в первом приближении эти неопределенности играют роль масштабного множителя при f .

Примем, следуя Фесенко [1], формальное условие, что пары с $f > 100 f_{\odot}$ не являются истинно двойными системами. В усеченной выборке ($f < 100 f_{\odot}$) остается 167 физических пар, 101 „верхушка“ систем и ни одной оптической пары. Сравнивая средние значения $\langle f \rangle = 16.3 f_{\odot}$ для всех пар и $\langle f \rangle = 15.1 f_{\odot}$ для только физических, мы обнаруживаем устойчивость оценки среднего безотносительного к смеси псевдопар.

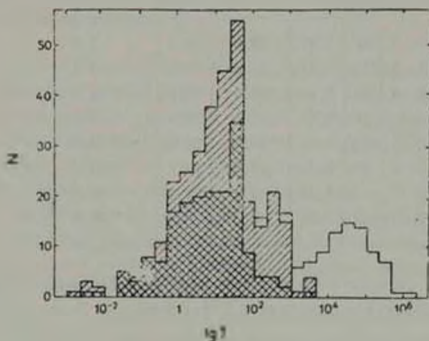


Рис. 4. Распределение 404 моделированных пар, удовлетворяющих критерию Тернера, по величине отношения орбитальной массы к светимости f . Обозначения разных типов пар те же, что на рис. 1.

3. Эмпирическое распределение узловых расстояний в физических парах. Ввиду возможной неточности параметров, использовавшихся при моделировании видимого распределения галактик в предыдущем разделе, представляет интерес независимое подтверждение вывода о неприемлемости закона

$$N(r_p) \sim r_p^{-1/2}, \quad [10 \text{ кпс} < r_p < 1 \text{ Мпс}].$$

Используем данные раздела 1. При $z = 0.866$ и $\gamma = 0.597 \times 1.28 = 0.764$ (гал./ $\square^\circ$), где множитель 1.28 приближенно учитывает неравномерность видимого распределения объектов, вызванную различными искажениями данных, справедливо равенство:

$$p_{\text{opt}}(\vartheta) = c \exp[-0.924(\vartheta/8)^2], \quad 0 < \vartheta \leq 8'. \quad (6)$$

Здесь $p_{\text{opt}}(\vartheta)$ — плотность вероятности углового расстояния ϑ в оптических парах, составленных из одиночных галактик и удовлетворяющих условиям (1) и (2), c — постоянная. Угол ϑ выражен в минутах дуги.

Зная число всех таких оптических пар (19.6), по формуле (6) рассчитываем числа оптических пар в разных интервалах углов ϑ . Эти числа приведены в третьем столбце табл. 1; во втором столбце приводятся числа всех пар каталога [6], n_p . Разности между этими числами даны в четвертом столбце. Очевидно, здесь оптические пары еще не полностью исключены.

Таблица 1

ϑ	n_p	n_{opt}	$n_p - n_{opt}$	n_a	$v_r \vartheta_{12}/1000$
0—1'	31	0.47	30.5	30.6	3.2
1—2	24	1.37	22.6	23.3	5.1
2—3	27	2.15	24.8	27.1	12.2
3—4	22	2.77	19.2	22.9	9.1
4—5	23	3.17	19.8	26.6	24.3
5—6	17	3.36	13.6	21.2	21.2
6—7	5	3.33	1.7	3.1	16.9
7—8	5	2.98	2.0	4.8	21.0

Вероятность того, что физическая пара с расстоянием $\vartheta \leq 8'$ между компонентами удовлетворит условию (1), равна

$$p_0(\vartheta) = \exp[-0.924(\vartheta/8)^2].$$

Следовательно, число всех физических пар с $\vartheta_a - 0.5 < \vartheta < \vartheta_a + 0.5$ равно

$$n_0 = (n_p - n_{opt})/p_0(\vartheta_a).$$

Числа n_a приводятся в пятом столбце.

Обнаруживается весьма интересный факт: при $\vartheta \geq 6'$ происходит резкий спад значений n_a . Этот обрыв в распределении угловых расстояний станет еще заметнее после исключения «верхушек» систем с двумя наблюдаемыми галактиками, не связанными непосредственно.

В каталоге [6] лучевые скорости обоих компонентов приводятся для 82 пар, причем в 16 парах разность скоростей больше 400 км/с. Отбросив последние пары как вероятные оптические (возможны также грубые ошибки определения скоростей), получаем, что среди оставшихся систем второе и третье по величине значения v_r составляют 172 и 152 кпс. Наибольшее расстояние наблюдается в паре с номером 125. Оно равно 305 кпс. Однако эта пара не включена в каталог [4] и ее динамическая самостоятельность находится под сомнением. Воронцов-Вельяминов отмечает [10], что главный компонент системы является и главным членом небольшой рас-сеянной группы.

Поэтому в качестве верхнего предела для расстояний между компонентами динамически изолированных пар можно взять значение $r_p = 175$ кпс.

Как видно из шестого столбца табл. 1, величина $\langle u, \Pi \rangle 1000$, которая пропорциональна r_p , при $\Pi > 4'$ уже не зависит от Π .

Таким образом, закон Тернера для распределения величины r_p в промежутке от 0.01 до 1 Мпс не подтверждается. Обрезание выборки пар галактик по величине Π уже не уменьшает сколько-нибудь существенно число динамически изолированных пар, если $\Pi \geq 6'$. Вывод раздела 2 этой работы полностью подтвердился.

4. Заключение. Исследование двойных галактик Тернером выгодно отличается от предшествующих работ Холмберга и Пейджа тем, что Тернер применил четкие и простые критерии отбора двойных галактик. Это позволило количественно изучить многие эффекты селекции, неизбежно присутствующие в любой каталожной выборке пар галактик.

Из данных Тернера следует, что отношение массы к светимости в парах почти на порядок превосходит оценку / по вращению отдельных галактик. Этот результат был интерпретирован Тернером как свидетельство существования в парах галактик скрытого вещества, окружающего компоненты в объеме ≤ 1 Мпс³.

Расхождение своей оценки / для пар галактик с данными других авторов Тернер предложил объяснять наличием избирательной ориентации пар относительно наблюдателя.

Выполненное нами исследование выборки двойных галактик Тернера показывает, что причина этого серьезного расхождения кроется в ином. Из анализа видимого распределения галактик (как в пуассоновском приближении, так и с учетом реального сгущивания галактик) следует, что около 30% тернеровских пар не являются истинными парами, а обусловлены эффектом проекции. Независимым способом, путем моделирования видимого распределения галактик на ЭВМ мы обнаружили, что критерию Тернера удовлетворяет около 20% случайных оптических пар и еще 36% выборки составляют неизоллированные псевдопары, образованные верхушками систем галактик. Последнее обстоятельство обусловлено малой глубиной критерия Тернера, в котором для обособления пары галактик не используются более слабые соседние в проекции галактики.

Принятый Тернером широкий закон распределения пар по взаимным расстояниям компонентов, $N(r_p) \sim r_p^{-1/2}$, $[10 \text{ кпс} < r_p < 1 \text{ Мпс}]$ не соответствует действительному. Учет эффектов селекции и проекции показывает, что среди двойных галактик Тернера с $r_p \geq 40$ кпс практически отсутствуют пары, пригодные для корректной оценки их орбитальной массы.

Редукция данных Тернера за упомянутые эффекты позволяет получить для двойных галактик нормальное значение отношения массы к светимости без привлечения гипотезы о скрытых массах.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Псковский педагогический
институт

AN ANALYSIS OF TURNER'S SAMPLE OF BINARY GALAXIES

I. D. KARACHENTSEV, B. I. FESSENKO

A sample is considered of binary galaxies selected by Turner by way of applying quantitative criterion to apparent distribution of galaxies. The presence of accidental optical pairs as well as nonisolated "pairs" formed by visible tops of remote systems of galaxies is investigated in Turner's sample by two independent methods. The number of optical pairs is at any rate twice the estimated rate by Turner. It is found that only a small part of the physical pairs have got into Turner's catalogue with both components. Effects are considered of double galaxy selection according to separation between components and orientation of pairs with respect to an observer, which influence the estimate of the mean mass-to-luminosity ratio for galaxies.

A critical revision of Turner's data permits to obtain for binary galaxies a mass-to-luminosity ratio that agrees with estimates derived from galaxian rotation without involving the hypothesis adopting massive hidden halo existence.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Фесенко, *Астрон. ж.*, 53, 112, 1976.
2. И. Д. Караченцев, *Труды III Европейской астрономической конференции*, Тбилиси, 1976, стр. 439.
3. I. D. Karachentsev, in *Symp. IAU No. 79. The Large Scale Structure of the Universe*, Tallin, 1978, p. 11.
4. И. Д. Караченцев, *Сообщ. CAO АН СССР*, 7, 3, 1972.
5. E. L. Turner, *Ap. J.*, 208, 304, 1976.
6. E. L. Turner, *Ap. J.*, 208, 20, 1976.
7. F. Zwicky *et al.*, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, California Institute of Technology, 1—VI, 1962—1968.
8. Б. И. Фесенко, А. М. Фесенко, *Астрон. ж.*, 55, 262, 1978.
9. И. Д. Караченцев, А. А. Щербановский, *Сообщ. CAO АН СССР*, 24, 5, 1979.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов и др., *Морфологический каталог галактик*, М., 1962—68.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.035.2

РАСЧЕТ СПЕКТРА ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ. I. ПОЛУБЕСКОНЕЧНАЯ СРЕДА

Д. И. НАГИРНЕР

Поступила 15 декабря 1978

Исследуется спектр интегрального уравнения с ядром, зависящим от модуля разности аргументов и представимым в виде суперпозиции экспонент. Для случая полубесконечного промежутка интегрирования изучено поведение H -функции в окрестности непрерывного спектра. Получены явные выражения для резольвентной функции, H -функции и собственных функций и их асимптотики.

1. Введение. Как известно, многие задачи теории переноса излучения, а также нейтронов приводят к интегральным уравнениям с ядрами, зависящими от модуля разности аргументов [1—5].

$$S(z) = S_0(z) + \frac{\lambda}{2} \int_0^z K(|z-z'|) S(z') dz'. \quad (1)$$

Здесь $S_0(z)$ — известная, а $S(z)$ — неизвестная функции, λ и z_0 — положительные числа. Ядерная функция $K(z)$ в большинстве случаев представляется в виде суперпозиции экспонент:

$$K(z) = \int_a^b A(y) e^{-yz} dy, \quad (2)$$

где $0 \leq a < b \leq +\infty$, а $A(y) \geq 0$ и удовлетворяет на $[a, b]$ условию Гельдера [6]. Такие уравнения встречаются и в других разделах физики (береговая рефракция электромагнитных волн, течение разреженного газа, распространение аксионов и др.). Исследованию их посвящено много работ математиков, физиков и астрофизиков (см., например, [1—7]).

Большой интерес представляет расчет собственных чисел (с. ч.) λ и собственных функций (с. ф.) уравнения (1), то есть решение соответствующего однородного уравнения. В первой части настоящей работы при предположении (2) находятся в явном виде с. ф. (непрерывного спектра) уравнения

$$S(z) = S_0(z) + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K(|z-z'|) S(z') dz', \quad (3)$$

соответствующего рассеянию в полубесконечной среде, а также асимптотики с. ф. Во второй (основной) части предлагается итерационный процесс расчета с. ф. и с. ч. (дискретных) уравнения (1) при конечных оптических толщинах среды z_0 . Изучено также поведение с. ч. и с. ф. при $z_0 \rightarrow \infty$.

Эти результаты можно непосредственно применять в теории нестационарного переноса излучения и при численном решении неоднородного уравнения (1). Они могут быть использованы также в теории вероятностных процессов [8].

Заметим, что некоторые из полученных результатов верны и без предположения (2). Однако для большинства из них предположение (2) существенно. Оно позволяет довести формулы до удобного для расчетов вида. Введем принятые в теории переноса резонансного излучения обозначения:

$$\bar{K}(p) = \int_a^b A(y) \frac{dy}{y+p}, \quad U(p) = \frac{1}{2} [\bar{K}(p) + \bar{K}(-p)], \quad V(u) = U(iu). \quad (4)$$

Функция $\bar{K}(p)$ — обычное, а $2U(p)$ — двустороннее преобразование Лапласа, $V(u)$ — косинус-преобразование Фурье от $K(z)$. При наших предположениях относительно $A(y)$ функция $V(u)$ непрерывна и монотонно убывает от $V(0)$ до $V(\infty) = 0$. Будем считать, что $\bar{K}(0) = V(0) = U(0) < 1$. Преобразование Лапласа $\bar{K}(p)$ как интеграл типа Коши является регулярной функцией на комплексной плоскости за исключением линии ветвления $[-b, -a]$ на вещественной оси, вблизи которой ее поведение описывается формулами Сохоцкого — Племеля [6]. Для функции U эти формулы записываются в виде

$$U(y \pm i0) = U(y) \pm i\pi A(y)/2, \quad (5)$$

где $|y| \in [a, b]$, входящий в $U(y)$ интеграл $\bar{K}(-|y|)$ понимается в смысле главного значения по Коши, $A(-y) = -A(y)$. Именно указанные свойства преобразований ядерной функции $K(z)$ и дают возможность сильно упростить теорию.

Решения однородного уравнения, соответствующего (3), мы найдем после того, как исследуем две основные функции, через которые выражаются решения неоднородного уравнения, на спектре. Начнем же с изложения тех из относящихся к уравнению (3) известных результатов при $\lambda \leq 1$, которые понадобятся нам в дальнейшем.

2. *Резольвента уравнения (3) и H-функция при $\lambda \leq 1$.* Резольвента $\Gamma(\tau, \tau_1, \lambda)$ уравнения (3), то есть решение (3) при $S_0(\tau) = -iK(|\tau - \tau_1|/2)$, выражается через резольвентную функцию $\Phi(\tau, \lambda) = \Gamma(\tau, 0, \lambda)$ [3, 5]:

$$\Gamma(\tau, \tau_1, \lambda) = \Phi(|\tau - \tau_1|, \lambda) + \int_0^{\min|\tau, \tau_1|} \Phi(\tau - t, \lambda) \Phi(\tau_1 - t, \lambda) dt. \quad (6)$$

Резольвентная функция определяется уравнением того же вида

$$\Phi(\tau, \lambda) = \frac{\lambda}{2} K(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty K(|\tau - \tau'|) \Phi(\tau', \lambda) d\tau'. \quad (7)$$

Преобразование Лапласа от $\Phi(\tau, \lambda)$ называется *H-функцией*

$$H(1/p, \lambda) = 1 + \bar{\Phi}(p, \lambda) = 1 + \int_0^\infty e^{-p\tau} \Phi(\tau, \lambda) d\tau. \quad (8)$$

Непосредственно применяя к (7) преобразование Лапласа и учитывая (2), либо комбинируя линейное и нелинейное уравнения для *H-функции* [9, 10, 5], можно получить соотношение

$$H(1/p, \lambda) H(-1/p, \lambda) [1 - \lambda U(p)] = 1. \quad (9)$$

Из него путем применения формулы Коши для регулярной в правой полуплоскости функции $\ln H(1/p, \lambda)$ выводится формула, выражающая *H-функцию* через $V(u)$ при $\operatorname{Re} p > 0$ [5]:

$$\ln H\left(\frac{1}{p}, \lambda\right) = -\frac{p}{\pi} \int_0^\infty \ln [1 - \lambda V(u')] \frac{du'}{u'^2 + p^2}. \quad (10)$$

При помощи формул (8) и (9), обращая преобразование Лапласа, можно получить выражение для $\Phi(\tau, \lambda)$ [11, 5], которое мы не приводим, так как оно в дальнейшем не используется.

Отметим, что решению $D(z, p, i)$ уравнения (3) со свободным членом $S_0(z) = \exp[-pz]$, как легко показать, исходя из (6), просто выражается через $\Phi(z, i)$ [3, 5]:

$$D(z, p, i) = H(1/p, i) \left\{ e^{-pz} + \int_0^z e^{-p(z-t)} \Phi(t, i) dt \right\}. \quad (11)$$

Теперь перейдем к изучению функций H и Φ при i , принадлежащих спектру уравнения (3).

3. H -функция на спектре. Она уже изучалась в работах [12, 13]. Здесь мы кратко повторим результаты [12] и получим новые.

Исходя из формулы (10), продолжим H -функцию на все комплексные i . Легко показать [12], что полученная аналитическая функция регулярна при всех i , кроме i из промежутка $[1/V(0), \infty)$, где H -функция имеет линию ветвления. Этот промежуток значений i и представляет спектр уравнения (3). Ниже, если не оговорено противное, через i мы будем обозначать значения из указанного промежутка.

Положим $i = 1/V(u)$. Так как функция $V(u)$ непрерывна и строго монотонна, то между i и $u > 0$ имеется взаимнооднозначное соответствие. Изучим поведение H -функции в окрестности линии ветвления, то есть при $i \pm i0$. Во входящем в (10) выражении $1 - (i \pm i0)V(u') = 1 - V(u')/V(u) \mp i0$ вещественная часть положительна при $u' > u$ и отрицательна при $u' < u$. Во втором случае логарифм ветвится. Учитывая это, находим

$$\begin{aligned} \ln H\left(\frac{1}{p}, i \pm i0\right) = & -\frac{p}{\pi} \left[\mp i\pi \int_0^u \frac{du'}{u'^2 + p^2} + \right. \\ & \left. + \int_0^\infty \ln|1 - iV(u')| \frac{du'}{u'^2 + p^2} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Отсюда получаем основную формулу [12]

$$H(1/p, i \pm i0) = H(1/p, i) (1 \pm iu/p), \quad (13)$$

$$H\left(\frac{1}{p}, i\right) = \frac{p}{V(u^2 + p^2)} \exp \left\{ -\frac{p}{\pi} \int_0^\infty \ln|1 - iV(u')| \frac{du'}{u'^2 + p^2} \right\}. \quad (14)$$

Для H -функции на спектре $H(1/p, i)$ справедливо соотношение, следующее из (9) с учетом (13):

$$H\left(\frac{1}{p}, i\right) H\left(-\frac{1}{p}, i\right) \frac{u^2 + p^2}{p^2} [1 - iU(p)] = 1. \quad (15)$$

При помощи этого соотношения, рассуждая точно так же, как при выводе (10) из (9), получим другое выражение для $H(1/p, \lambda)$:

$$\begin{aligned} H\left(\frac{1}{p}, \lambda\right) &= \frac{p^2}{u^2 + p^2} \exp \left\{ \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \ln \left[\frac{1 - \lambda U(p')}{u^2 + p'^2} p'^2 \right] \frac{dp'}{p' - p} \right\} = \\ &= \frac{p^2}{u^2 + p^2} \exp \left\{ -\frac{p}{\pi} \int_0^\infty \ln \left[\frac{1 - \lambda V(u')}{u'^2 - u^2} u'^2 \right] \frac{du'}{u'^2 + p^2} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Это выражение, конечно, тождественно равно (14), в чем нетрудно убедиться непосредственно, однако в некоторых случаях оно оказывается более удобным, так как логарифм под интегралом в (16) в отличие от (14) является непрерывной функцией. В частности, из (16), пользуясь формулами Сохоцкого, легко получить, что при $p - iu_0 \rightarrow 0$ оно переходит в

$$\begin{aligned} H\left(\frac{1}{iu_0}, \lambda\right) &= \frac{iu_0}{u^2 - u_0^2} \sqrt{\frac{u_0^4 - u^2}{1 - \lambda V(u_0)}} \times \\ &\times \exp \left\{ \frac{iu_0}{\pi} \int_0^\infty \ln \frac{u'^2 - u^2}{1 - \lambda V(u')} \frac{du'}{u'^2 - u_0^2} \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь для интеграла в показателе экспоненты берется главное значение по Коши. Интеграл, соответствующий множителю u'^2 под знаком логарифма в (16), вычислен.

Из (16) или из (17) следует, что у функции $H(1/p, 1/V(u))$ имеется два полюса $\pm iu$. В то же время функции $H(1/p, 1/V(u) \pm i0)$ имеют только по одному полюсу, соответственно $\pm iu$, что видно из равенства (13). Чтобы найти вычеты в полюсах, нам наряду с (17) понадобится еще одно представление функции $H(1/p, \lambda)$.

Для его вывода в первом интеграле в (16) контур интегрирования — минимую ось — преобразуем в контур, обходящий линию ветвления подынтегральной функции, то есть отрезок вещественной оси $[-b, -a]$, где ветвится функция $U(p')$, и отрезок $[-a, 0]$, где ветвится $\ln p'^2$. В результате получим выражение для $H(1/p, \lambda)$, верное при любых p , не принадлежащих $[-b, -a]$:

$$\ln H\left(\frac{1}{p}, \lambda\right) = p \frac{p+a}{u^2 + p^2} \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_a^b \arccotg \frac{V(u) - U(y)}{A(y)/2} \frac{dy}{y + p} \right\}. \quad (18)$$

Здесь взята функция arctg , так как на промежутке $[a, b]$ разность $V(u) - U(y)$ может обратиться в нуль, а подынтегральная функция в (18) должна быть непрерывной.

Теперь из (17) и (18) для вычетов H -функции получим

$$\operatorname{res}_{p=0} H\left(\frac{1}{p}, \lambda\right) = \frac{C_0}{2} e^{\pm i u \pi}, \quad (19)$$

где введено два обозначения

$$C_0 = |-2uV(u); V'(u)|^{1/2}, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \tau_+(u) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \ln \frac{u^* - u'^2}{V(u') - V(u)} \frac{du'}{u'^2 - u^2} = \\ &= \frac{1}{u} \operatorname{arctg} \frac{u}{a} - \frac{1}{\pi} \int_a^b \operatorname{arctg} \frac{V(u) - U(y)}{\pi A(y)/2} \frac{dy}{y^2 + u^2} \end{aligned} \quad (21)$$

Ряд уравнений и соотношений, которым удовлетворяет H -функция, выведен в работе [12]. Здесь мы получим еще одно. Если применить формулу Коши для $\operatorname{Re} p > 0$ к функции $(p^2 + u^2) H(1/p, \lambda)/p^2 - 1$ с контуром интегрирования — мнимой осью с обходом точки 0 справа, затем воспользоваться формулой (15) и преобразовать контур интегрирования к линии ветвления функции $U(p)$ — отрезку $[-b, -a]$, взяв вычет при $p = 0$, то в результате получится

$$\int_a^b \frac{R(y, \lambda)}{H(1/y, \lambda)} \frac{dy}{y + p} = \frac{p^2 + u^2}{p^2} H\left(\frac{1}{p}, \lambda\right) - 1 - \frac{1}{\lambda V(0) - 1} \frac{u}{p} \quad (22)$$

где

$$R(y, \lambda) = \frac{i}{2} \frac{A(y)}{[1 - \lambda U(y)]^2 - \lambda^2 \pi^2 A^2(y)/4}. \quad (23)$$

4. *Резольвента и собственные функции.* Аналитическое продолжение на все комплексные λ можно распространить и на все остальные функции и соотношения раздела 2. Нас по-прежнему будут интересовать лишь λ из спектра. Для резольвентной функции при λ , принадлежащих спектру, явное выражение получается точно тем же способом, что и при лежащих между 0 и 1. Учитывая (5), (15) и (19), находим

$$\Phi(\tau, \lambda) = C_0 \cos u(\tau + \tau_0) + \int_0^{\lambda} \frac{R(y, \lambda)}{H(1/y, \lambda)} e^{-y\tau} \frac{y^2}{y^2 + u^2} dy. \quad (24)$$

Теперь обратимся к однородному уравнению

$$S(\tau, \lambda) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - \tau'|) S(\tau', \lambda) d\tau'. \quad (25)$$

Оно может иметь решения при различных λ . Например, при $0 < \lambda < 1$ решение уравнения (25) составляет задачу Милна. Для многих ядерных функций решение задачи Милна существует. Однако $S(\tau, \lambda)$ будут с. ф. уравнения (3) лишь при $\lambda \in [1/V(0), \infty)$, так как только в этом случае $S(\tau, \lambda)$ ограничены. Уравнение (25) имеет решения и при λ , близких к спектральным.

Повторим рассуждения, которые применяются при решении задачи Милна [10, 14]. Дифференцируя (25) по τ , получим соотношение

$$S'(\tau, \lambda \pm i0) = S(0, \lambda \pm i0) \Phi(\tau, \lambda \pm i0) + k S(\tau, \lambda \pm i0), \quad (26)$$

где k — постоянная. Из (26) выразим $S(\tau, \lambda \pm i0)$ через резольвентную функцию

$$S(\tau, \lambda \pm i0) = S(0, \lambda \pm i0) e^{k\tau} \left[1 + \int_0^{\tau} e^{-k\tau'} \Phi(\tau', \lambda \pm i0) d\tau' \right]. \quad (27)$$

Отсюда видно, что функция $S(\tau, \lambda \pm i0)/S(0, \lambda \pm i0)$ совпадает с $D(\tau, p, \lambda \pm i0)/H(1/p, \lambda \pm i0)$, где функция D дается формулой (11), при $p = -k$. Иначе говоря, $S(\tau, \lambda \pm i0)/S(0, \lambda \pm i0)$ является решением уравнения (3) при $S_0(\tau) = e^{k\tau}/H(-1/k, \lambda \pm i0)$. Чтобы эта величина равнялась нулю, а S было бы решением (25), необходимо, чтобы $-k$ было полюсом $H(1/p, \lambda \pm i0)$, то есть $k = \pm iu$ соответственно.

Перейдем в (26) к преобразованиям Лапласа. Тогда получим

$$\frac{\bar{S}(p, \lambda \pm i0)}{\bar{S}(0, \lambda \pm i0)} = \frac{H(1/p, \lambda \pm i0)}{p \pm iu}. \quad (28)$$

Из (28) и (13) следует, что функция $S(\tau, \lambda)$ не меняется при переходе через линию ветвления $H(1/p, \lambda)$, иначе говоря, при λ из спектра $S(\tau, \lambda \pm i0) = S(\tau, \lambda)$. Таким образом, (28) можно переписать:

$$S(p, \lambda)/S(0, \lambda) = H(1/p, \lambda)/p. \quad (29)$$

Формулу (26) тоже можно записать в другом виде:

$$\Phi(\tau, \lambda \pm i0) = \Phi(\tau, \lambda) \pm iuS(\tau, \lambda)/S(0, \lambda), \quad (30)$$

причем

$$\Phi(\tau, \lambda) = S'(\tau, \lambda)/S(0, \lambda). \quad (31)$$

Обращая преобразование Лапласа (29), или при помощи соотношения (31) легко находим явное выражение для с. ф.

$$S(\tau, \lambda)/S(0, \lambda) = C_0 \sin u(\tau + \tau_0)/u - \int_0^{\lambda} \frac{R(y, \lambda)}{H(1/y, \lambda)} e^{-y\tau} \frac{y}{y^2 + u^2} dy. \quad (32)$$

Величина $S(0, \lambda)$ определяется из условия нормировки. Для с. ф. непрерывного спектра ее можно выбрать в виде нормировки на δ -функцию:

$$\int_0^{\infty} S(\tau, 1/V(u)) S(\tau, 1/V(u')) d\tau = \pi \delta(u - u')/2. \quad (33)$$

Подставив сюда формулу (32) и учитывая только несуммируемое с квадратом внеинтегральное слагаемое, что является законным, найдем

$$S(0, \lambda) = u C_0. \quad (34)$$

При выбранной нормировке просто записываются билинейные формулы типа Гильберта—Шмидта. Например, для резольвенты уравнения (3) справедливо разложение

$$\Gamma(\tau, \tau_1, \lambda) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\lambda V(u) du}{1 - \lambda^2 V(u)} S(\tau, 1/V(u)) S(\tau_1, 1/V(u)). \quad (35)$$

Здесь λ — любое комплексное число. Формула (35) согласуется с (30).

Заметим, что величина τ_0 , входящая в наши формулы, является обобщением экстраполированной длины, вводившейся для монохроматического рассеяния (см., например, [15, 16]), и имеет тот же смысл: внеинтегральное слагаемое (см. (32)) решения однородного уравнения (25) обращается в нуль при $\tau = -\tau_0$. Наша экстраполированная длина введена при λ из спектра для любого ядра вида (2), в частности, для резонансного рассеяния. Для монохроматического рассеяния выражение для τ_0 вводилось и при $\lambda > 1$, то есть на спектре [15], но оно получалось из формулы для $\lambda < 1$, которой в общем случае написать нельзя. В самом деле, возможность ввести экстраполированную длину связана с наличием у H -функции полюса или, что то же самое, изолированных нулей у характеристической

функции $1 - U(p)$. При $\lambda < 1$ эта функция может не обращаться в нуль, как, например, в случае рассеяния с полным перераспределением по частоте в линии [5, 11]. Если же λ из промежутка $[1/V(u), \infty)$, то корни u характеристической функции всегда есть и равны $\pm iu$. Поэтому нам пришлось выводить наши формулы непосредственно для значений λ из спектра.

В заключение этого пункта получим некоторые дополнительные соотношения для H -функции. Найдя преобразования Лапласа от функций $\Phi(\cdot, \lambda)$ и $S(\cdot, \lambda)/S(0, \lambda)$ и приравняв их согласно формулам (8) и (29), получим

$$\int_0^\infty \frac{R(y, \lambda)}{H(1/y, \lambda)} \frac{y^2}{y^2 + u^2} \frac{dy}{y + p} = C_0 \frac{u \sin u\tau_e - p \cos u\tau_e}{p^2 + u^2} + H\left(\frac{1}{p}, \lambda\right) - 1, \quad (36)$$

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \frac{R(y, \lambda)}{H(1/y, \lambda)} \frac{y}{y^2 + u^2} \frac{dy}{y + p} = \\ & = \frac{C_0}{u} \frac{u \cos u\tau_e + p \sin u\tau_e}{p^2 + u^2} - \frac{1}{p} H\left(\frac{1}{p}, \lambda\right). \end{aligned} \quad (37)$$

Эти соотношения, конечно, можно было бы вывести и тем способом, каким было получено равенство (22). Соотношения (22), (36) и (37) можно использовать, например, для контроля вычислений H -функции.

Получим теперь некоторые асимптотики наших функций.

5. *Асимптотические формулы.* В этом пункте будем считать, что $V(0) = 1$ (это не является ограничением общности) и что при $u \rightarrow +0$

$$1 - V(u) \sim V_0(u) u^{2\tau}, \quad (38)$$

где $0 < \tau < 1$, а $V_0(u)$ — постоянная или медленно меняющаяся функция [5]. Последнее означает, что при любом $t > 0$

$$\lim_{u \rightarrow +0} \frac{V_n(u^t)}{V_n(u)} = 1. \quad (39)$$

Формула (38) равносильна тому, что ядро $K^*(z)$ представляется в виде (2) с $a = 0$ и $b = \infty$, причем при $y \rightarrow +0$

$$A(y) \sim 2V_0(y) \sin \pi\tau y^{2\tau/\pi}, \quad (40)$$

$$1 - U(y) \sim V_0(y) \cos \pi\tau y^{2\tau/\pi}. \quad (41)$$

Асимптотики $K^*(z)$ и других связанных с ядром функций имеются в [5].

В [12] была получена асимптотика функции $H(1/y, \lambda)$ при $y \rightarrow +0$. Если $y \ll 1$, основной вклад в интеграл в (14) дают малые u . Пользуясь (38), находим при $y \ll 1$

$$H\left(\frac{1}{y}, \lambda\right) \sim \frac{y}{V y^2 + u^2} \frac{1}{V \lambda - 1} h_1\left(y \left(\frac{V_0}{\lambda - 1}\right)^{1/2}\right), \quad (42)$$

где

$$h_1(t) = \exp \left[-\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \ln |1 - (tu)^{2\tau}| \frac{du}{1 + u^2} \right]. \quad (43)$$

Если $\lambda \rightarrow 1 + 0$, то есть $u \rightarrow +0$, то аргумент y функции h_1 в (42) переходит в y/u . Заметим, что функция $h_1(t)$ обладает свойством $h_1(1/t) = t^{\lambda} h_1(t)$. В [12] асимптотика H -функции была выражена через функцию $h_1(q, 0) = h_1((-q)^{1/2})$ при $q \ll 0$.

Асимптотики $\Phi(\tau, \lambda)$ и $S(\tau, \lambda)$ при $\tau \rightarrow \infty$ получаются соответственно из (24) и (32), если туда подставить асимптотики $A(y)$, $U(y)$ и $H(1/y, \lambda)$, то есть формулы (40), (41) и (42). Если λ не очень близко к 1, то главную роль играют внеинтегральные члены в (24) и (32). При $u \rightarrow +0$, как легко увидеть из (20) и (21),

$$C_0 \sim u^{1-\lambda} / V \tau V_0(u), \quad \tau_0(u) \sim \pi(1-\tau)/4u. \quad (44)$$

Аналогично из (23) получаем при $u \rightarrow +0$

$$R(ut, 1 + V_0 u^{2\tau}) \sim f(t) V \sqrt{1 + t^2 / V_0 u^{2\tau}}, \quad (45)$$

где

$$f(t) = \frac{\sin \pi \tau}{\pi} \frac{t^{2\tau}}{V \sqrt{1 + t^2} (1 + t^{4\tau} - 2 \cos \pi \tau t^{2\tau})}. \quad (46)$$

Пользуясь этими формулами, можно найти асимптотики $\Phi(\tau, \lambda)$ и $S(\tau, \lambda)$ при $\tau \rightarrow \infty$ и $\lambda \rightarrow 1 + 0$. Заметим, что при $\lambda = 1$ внеинтегральные члены обращаются в нуль и $\Phi(\tau, \lambda)$ и $S(\tau, \lambda)$ переходят в $\Phi(\tau, 1)$ и $S(\tau, 1)$ [5].

Из соотношений для H -функции (22), (36) и (37) с помощью формул этого пункта могут быть получены соотношения для асимптотической функции $h_1(t)$. Переходя к пределу $u \rightarrow +0$ при $p/u = t = \text{const}$, получим (через l обозначено $\pi(1-\tau)/4$)

$$\int_0^\infty \frac{f(t')}{h_1(t)} \frac{1+t'^2}{t'} \frac{dt'}{t'+t} = \frac{V \sqrt{1+t^2}}{t} h_1(t) - \frac{1}{t}. \quad (47)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{f(t')}{h_1(t')t' + t} dt' = \frac{t}{\sqrt{1+t^2}} h_1(t) - \frac{1}{\sqrt{1}} \frac{t \cos l - \sin l}{1+t^2}, \quad (48)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{f(t')}{h_1(t')t' + t} dt' = \frac{1}{\sqrt{1}} \frac{\cos l + t \sin l}{1+t^2} - \frac{1}{\sqrt{1+t^2}} h_2(t). \quad (49)$$

Функция $H(1/p, t)$, величины C_n , τ_0 и другие, а также их асимптотики будут использованы нами во второй части работы при исследовании спектра уравнения (1) при $\tau_0 < \infty$.

Ленинградский государственный
университет

THE CALCULATION OF THE SPECTRUM OF THE INTEGRAL EQUATION OF RADIATIVE TRANSFER. I. SEMIINFINITE MEDIUM

D. I. NAGIRNER

The spectrum of the integral equation with symmetrical displacement kernel is investigated. The kernel is supposed to be a superposition of exponentials. For the case of semiinfinite range of integration the behaviour of H -function in the vicinity of continuous spectrum is studied. The explicit expressions for the resolvent function, H -function and eigenfunctions are obtained. The asymptotic behaviour of these functions is studied.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
2. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
3. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ПИТГЛ, М., 1956.
4. Б. Дэвисон, Теория переноса нейтронов, Атомиздат, М., 1960.
5. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
6. Ф. Д. Гахов, Ю. И. Черский, Уравнения типа свертки, Наука, М., 1978.
7. М. Г. Крейн, УМН, 13, № 5, 3, 1958.
8. H. Widom, Trans. Amer. Math. Soc., 98, 430, 1961.
9. В. В. Соболев, Изв. АН Арм.ССР, сер. ф.-м. наук, 11, 39, 1958.

10. В. В. Соболев, Астрон. ж., 36, 564, 1959.
11. Д. И. Нагирнер, Астрон. ж., 41, 669, 1964.
12. Д. И. Нагирнер, Астрофизика, 5, 31, 1969.
13. Ю. Ю. Абрамов, А. П. Напартович, Астрофизика, 4, 195, 1968.
14. Д. И. Нагирнер, Уч. зап. ЛГУ, № 337 (Труды Астрон. обс. ЛГУ, 25), 3, 1968.
15. K. M. Case, F. de Hoffman, G. Placzek, Introduction to the Theory of Neutron Diffusion, US Government Printing Office, 1953.
16. К. Кенз, П. Цвайфель, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.035

ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКАХ

В. М. ЛОСКУТОВ, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 12 февраля 1979

Рассматривается перенос излучения в полубесконечной среде при законе рассеяния Релея и при истинном поглощении. Для нахождения интенсивностей выходящего из среды излучения используются линейные интегральные уравнения, полученные ранее [3, 4]. Эти уравнения решены для некоторых случаев расположения источников энергии внутри среды. Определена степень поляризации излучения, которая приводится в виде таблиц.

В последнее время большую роль в астрофизике стали играть поляризационные наблюдения различных объектов. Результаты таких наблюдений дают возможность судить о механизмах излучения. На практике особый интерес представляет отделение поляризации, возникающей при рассеянии света, от поляризации, обусловленной излучением в магнитных полях.

Наиболее просто определяется степень поляризации света, рассеянного свободными электронами (т. е. по закону Релея). В этом случае степень поляризации однократно рассеянного света может достигать 100%. Однако при многократном рассеянии степень поляризации уменьшается, становясь иногда весьма малой. Поэтому задача об определении степени поляризации многократно рассеянного излучения должна решаться точными методами.

Уравнения переноса излучения при рассеянии по закону Релея были получены и решены независимо С. Чандрасекаром [1, 2] и В. В. Соболевым [3, 4]. Первым из этих авторов интенсивности поляризованного излучения находились с помощью H -функций, а вторым — из линейных интегральных уравнений. Впоследствии уравнения переноса поляризованного излучения рассматривались также другими авторами [5—14].

В настоящей статье определяется степень поляризации излучения, выходящего из полубесконечной среды при внутренних источниках энергии. При этом считается, что в среде происходит рассеяние света по закону Релея и его истинное поглощение. Для нахождения интенсивностей выходящего из среды излучения используются данные ранее [3, 4] линейные интегральные уравнения, определяющие непосредственно эти интенсивности. Вычислительные трудности при использовании этих уравнений сравнительно невелики и почти не зависят от источников энергии.

В качестве частных случаев принимаются два типа источников энергии: 1) источники расположены на бесконечно большой оптической глубине (проблема Милна), 2) мощность источников является линейной функцией от оптической глубины. В каждом из этих случаев определяется степень поляризации излучения, которая дается в виде таблиц.

1. *Основные уравнения.* Рассмотрим диффузию поляризованного излучения в полубесконечной среде, состоящей из плоскопараллельных слоев. Допустим, что мощность находящихся в среде источников энергии зависит не от трех пространственных координат, а только от оптической глубины τ . Тогда интенсивности диффузного излучения будут зависеть от оптической глубины τ и от угла η между направлением излучения и направлением нормали к слоям (но не будут зависеть от азимута).

В данном случае для характеристики поляризованного излучения достаточно задать лишь две величины (а не четыре, как в общем случае). В качестве таких величин можно взять интенсивности излучения I_1 и I_r с колебаниями соответственно в плоскости, проходящей через луч и нормаль к слоям, и перпендикулярно к этой плоскости. Вместо этих интенсивностей мы возьмем, однако, интенсивности I и K , равные

$$I = I_1 + I_r, \quad K = I_r - I_1. \quad (1)$$

Величина I есть полная интенсивность излучения, а величина $p = K/I$ — степень поляризации излучения.

Как показано ранее (см. [1] и [3]), в случае рассеяния по закону Релея интенсивности излучения $I(\tau, \eta)$ и $K(\tau, \eta)$ (мы обозначили $\cos \eta = \eta$) определяются из уравнения переноса излучения

$$\tau \frac{dI(\tau, \eta)}{d\tau} = -I(\tau, \eta) + B(\tau, \eta), \quad (2)$$

$$\tau \frac{dK(\tau, \eta)}{d\tau} = -K(\tau, \eta) + C(\tau, \eta), \quad (3)$$

в которых функции источников $B(\tau, \eta)$ и $C(\tau, \eta)$ даются формулами

$$B(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \eta') \left[1 + \frac{1}{2} P_2(\tau) P_2(\eta') \right] d\eta' + \frac{3}{8} \lambda P_2(\eta) \int_{-1}^1 K(\tau, \eta') (1 - \eta'^2) d\eta' + B_0(\tau, \eta), \quad (4)$$

$$C(\tau, \eta) = \frac{3}{8} \lambda (1 - \eta^2) \int_{-1}^1 I(\tau, \eta') P_2(\eta') d\eta' + \frac{9}{16} \lambda (1 - \eta^2) \int_{-1}^1 K(\tau, \eta') (1 - \eta'^2) d\eta' + C_0(\tau, \eta). \quad (5)$$

Здесь $B_0(\tau, \eta)$ и $C_0(\tau, \eta)$ — функции источников, обусловленные непосредственно источниками энергии, λ — отношение коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов рассеяния и истинного поглощения, $P_2(\eta)$ — второй полином Лежандра.

К написанным уравнениям надо добавить еще граничные условия, выражающие тот факт, что нет излучения, падающего на среду извне. Эти условия имеют вид

$$I(0, \eta) = 0, \quad K(0, \eta) = 0 \quad (6)$$

при $\eta > 0$.

Уравнения (2)–(5) при граничных условиях (6) рассматриваются ниже для разных частных случаев функций $B_0(\tau, \eta)$ и $C_0(\tau, \eta)$.

2. Световой режим в глубоких слоях. Допустим сначала, что источники излучения расположены в самых поверхностных слоях среды, или, точнее, функции $B_0(\tau, \eta)$ и $C_0(\tau, \eta)$ убывают с оптической глубиной не медленнее, чем $e^{-\eta}$. Тогда при любом λ в глубоких слоях среды (т. е. при $\tau \gg 1$) устанавливается некоторый асимптотический режим с очень простыми свойствами.

При сделанном предположении основную роль в глубоких слоях играет диффузное излучение. В соответствии с этим в уравнениях (4)–(5) мы отбросим свободные члены и будем искать функции $B(\tau, \eta)$ и $C(\tau, \eta)$ в виде

$$B(\tau, \eta) = b(\eta) e^{-k\tau}, \quad C(\tau, \eta) = c(\eta) e^{-k\tau}. \quad (7)$$

Тогда из уравнений (2) и (3) имеем

$$I(\tau, \eta) = \frac{b(\eta)e^{-k\tau}}{1 - k\eta}, \quad K(\tau, \eta) = \frac{c(\eta)e^{-k\tau}}{1 - k\eta}. \quad (8)$$

Подставляя (7) и (8) в уравнения (4) и (5), находим

$$b(\eta) = 1 + b_2 P_2(\eta), \quad c(\eta) = \frac{3}{2} b_2 (1 - \eta^2) \quad (9)$$

и для определения постоянных k и b_2 получаем систему уравнений

$$\frac{k}{2} \int_{-1}^1 \frac{1 + b_2 P_2(\eta)}{1 - k\eta} d\eta = 1, \quad (10)$$

$$\frac{k}{4} \int_{-1}^1 \frac{1 + b_2 P_2(\eta)}{1 - k\eta} P_2(\eta) d\eta + \frac{9}{16} b_2 \int_{-1}^1 \frac{(1 - \eta^2)^2}{1 - k\eta} d\eta = b_2. \quad (11)$$

Уравнения (10) и (11) были найдены раньше в работе [3] и решены в ней для некоторых значений λ . Впоследствии Шнацц и Сиверт [7], принявшие подробное исследование системы уравнений (2)–(5), дали таблицу значений величины k для всех λ через 0, 1.

В табл. 1 содержатся результаты решения уравнений (10) и (11) для многих λ . В последнем столбце приведены значения степени поляризации излучения при $\eta = 0^\circ$.

3. Интенсивности излучения, выходящего из среды. Наибольший интерес для применений представляют собой интенсивности излучения, выходящего из среды, т. е. величины $I(0, -\eta)$ и $K(0, -\eta)$ ($\eta > 0$). Важно то, что из уравнений (2)–(5) могут быть получены уравнения, определяющие непосредственно эти величины. Ранее [3, 4] были найдены подобные уравнения для интенсивностей диффузно-отраженного и диффузно-пропущенного света. Теперь мы получим такие уравнения для интенсивностей излучения, выходящего из среды, в случае внутренних источников энергии.

Для простоты допустим, что внутри среды расположены изотропные источники неполяризованного излучения. Тогда имеем

$$E_0(\tau, \eta) = B_0(\tau), \quad C_0(\tau, \eta) = 0. \quad (12)$$

Рассмотрение общего случая, когда величины B_0 и C_0 зависят от τ и η , также не представляет труда, но здесь мы не будем на этом останавливаться.

Применяя тот же способ, как в [3, 4], в принятом случае для определения величин $I(0, -\eta)$ и $K(0, -\eta)$ получаем следующие уравнения:

* Во всех таблицах степень поляризации дана в процентах.

Таблица 1

СВЕТОВОЙ РЕЖИМ В ГЛУБОКИХ СЛОЯХ.
ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ k , b_1 И СТЕПЕНИ
ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(0)$

λ	k	b_1	$p(0)$
1	0	0	0
0.995	0.1221	0.0033	0.50
0.99	0.1723	0.0066	1.00
0.98	0.2124	0.0132	1.99
0.95	0.3772	0.0326	4.97
0.90	0.5196	0.0536	9.86
0.85	0.6200	0.0932	14.7
0.80	0.6976	0.1214	19.3
0.70	0.8112	0.1742	28.6
0.60	0.8887	0.2233	37.7
0.50	0.9413	0.2702	46.9
0.40	0.9747	0.3166	56.4
0.30	0.9928	0.3640	66.7
0.25	0.9993	0.4127	78.0
0.10	1.0000	0.4595	89.5

$$I(0, -\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 \frac{\tau I(0, -\tau) - \tau' I(0, -\tau')}{\tau - \tau'} d\tau' +$$

$$+ \left[\frac{3}{2} (1 - \tau) \tau^2 - \frac{1}{2} \right] v(\tau) + I_2(\tau), \quad (13)$$

$$v(\tau) = \frac{\lambda}{4} \int_{-1}^1 \frac{\tau I(0, -\tau) - \tau' I(0, -\tau')}{\tau - \tau'} P_1(\tau') d\tau' +$$

$$+ \frac{9}{16} \lambda \int_{-1}^1 \frac{\tau v(\tau) - \tau' v(\tau')}{\tau - \tau'} (1 - \tau'^2)^2 d\tau', \quad (14)$$

где

$$K(0, -\tau) = \frac{3}{2} v(\tau) (1 - \tau^2), \quad (15)$$

$$I_2(\tau) = \int_0^\infty B_0(\tau) e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta} \quad (16)$$

Так как $I(0, -\eta) = 0$ и $v(\eta) = 0$ при $\eta < 0$, то уравнения (13) и (14) можно переписать в виде

$$I(0, -\eta) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \eta \ln \frac{1+\eta}{1-\eta} \right) - \left| \frac{3}{2} (1-\lambda) \eta^2 - \frac{1}{2} \right| v(\eta) = \\ = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\eta' I(0, -\eta')}{\eta' - \eta} d\eta' + I_2(\eta), \quad (17)$$

$$v(\eta) \left[1 - \frac{9}{16} \lambda \eta \int_{-1}^1 \frac{(1-\eta'^2)^2}{\eta - \eta'} d\eta' \right] - \frac{\lambda}{4} I(0, -\eta) \eta \int_{-1}^1 \frac{P_2(\eta')}{\eta - \eta'} d\eta' = \\ = \frac{\lambda}{4} \int_0^1 \frac{\eta' I(0, -\eta')}{\eta' - \eta} P_2(\eta') d\eta' + \frac{9}{16} \lambda \int_0^1 \frac{\eta' v(\eta')}{\eta' - \eta} (1 - \eta'^2)^2 d\eta'. \quad (18)$$

Система уравнений (17) и (18) не полностью определяет функции $I(0, -\eta)$ и $v(\eta)$, поскольку соответствующая однородная система уравнений имеет решение (см. ниже). Поэтому на функцию $I(0, -\eta)$ и $v(\eta)$ должно быть наложено дополнительное условие. Для получения этого условия подставим в (17) и (18) $\eta = 1/k$, где k — введенная выше постоянная. Она определяется из уравнения

$$\left[\frac{3}{k^2} (1-\lambda) - 1 \right] \frac{\lambda}{8} \int_{-1}^1 \frac{P_2(\eta)}{1 - k\eta} d\eta = \\ = \left(1 - \frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} \right) \left[1 - \frac{9}{16} \lambda \int_{-1}^1 \frac{(1-\eta^2)^2}{1 - k\eta} d\eta \right], \quad (19)$$

получающегося из (10) и (11) путем исключения b_2 .

Сделав указанную подстановку и воспользовавшись равенствами (19), (10) и (15), находим

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\eta I(0, -\eta)}{1 - k\eta} [1 + b_2 P_2(\eta)] d\eta + \\ + \frac{3}{4} \lambda b_2 \int_0^1 \frac{\eta K(0, -\eta)}{1 - k\eta} (1 - \eta^2) d\eta = \frac{1}{k} I_2\left(\frac{1}{k}\right). \quad (20)$$

Вводя обозначения

$$i(\tau) = \frac{1 + b_1 P_1(\tau)}{1 - k\tau}, \quad i^*(\tau) = \frac{3}{2} b_2 \frac{1 - \tau^2}{1 - k\tau}, \quad (21)$$

вместо (20) имеем

$$\frac{k}{2} \int_0^1 [I(0, -\tau) i(\tau) + K(0, -\tau) i^*(\tau)] \tau d\tau = \frac{1}{k} I_0 \left(\frac{1}{k} \right). \quad (22)$$

Соотношение (22) и может служить искомым дополнительным условием. Как следует из сравнения формул (21), (8) и (9), величины $i(\tau)$ и $i^*(\tau)$ представляют собой относительные интенсивности излучения в глубоких слоях среды.

Дополнительное условие (22) можно также получить из результатов работы Х. Дэмке [14].

4. *Проблема Милна.* Система уравнений (17) и (18) может быть решена при разных источниках энергии, находящихся в среде, т. е. при разных функциях $B_0(\tau)$. Сначала мы предположим, что источники энергии расположены на бесконечно большой оптической глубине. Определение поля диффузного излучения в этом случае представляет собой проблему Милна.

При решении проблемы Милна следует положить $B_0(\tau) = 0$, а, значит, и $I_0(\tau) = 0$. В данном случае система уравнений (17) и (18) становится однородной и поэтому при ее решении надо принять какое-либо нормирующее условие, например, $I(0) = 1$.

Система уравнений (17) и (18) может быть легко решена численно. Определение из нее интенсивностей $I(0, -\tau)$ и $K(0, -\tau)$ дает возможность найти и интересующую нас величину

$$p(\tau) = \frac{K(0, -\tau)}{I(0, -\tau)}, \quad (23)$$

т. е. степень поляризации излучения, выходящего из среды под углом $\arccos \tau$ к нормали.

В табл. 2 приведены значения функции $p(\tau)$ при разных k , полученные в результате решения уравнений (17) и (18). Мы видим, что величина $p(0)$ растет с убыванием k . Объясняется это тем, что с уменьшением k возрастает отношение $I(0, -1)/I(0, 0)$. Поскольку же величина $p(\tau)$ определяется в основном последним рассеянием, то на значение величины $p(0)$ существенно влияет тот факт, что в поверхностных слоях интенсивность $I(\tau, -1)$ сравнительно велика, вследствие чего велик вклад рассеяния под углом $\pi/2$ с максимальной поляризацией.

При малых λ , как легко понять, степень поляризации выходящего из среды излучения в условиях проблемы Милна должна быть близкой к степени поляризации в глубоких слоях. Последняя же величина, равная $c(\tau_1)/b(\tau_1)$, определяется с помощью формулы (9) и табл. 1. Уже при $\lambda = 0.5$ обе упомянутые величины мало отличаются друг от друга. Например, значения $p(0)$ соответственно равны 52% и 47%.

Таблица 2

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $p(\tau_1)$ ДЛЯ ЗАДАЧИ МИЛНА

λ	1.0	0.995	0.99	0.98	0.95	0.90	0.85	0.8	0.7	0.6	0.5
0	11.7	12.2	12.6	13.5	16.1	20.3	24.5	28.6	36.6	44.4	52.4
0.1	7.45	7.90	8.35	9.25	12.0	16.4	20.7	25.0	33.3	41.5	49.7
0.2	5.41	5.85	6.30	7.18	9.83	14.2	18.4	22.6	30.7	38.6	46.6
0.3	4.04	4.46	4.88	5.73	8.24	12.3	16.4	20.3	27.8	35.2	42.5
0.4	3.03	3.42	3.81	4.59	6.89	10.6	14.3	17.8	24.6	31.2	37.6
0.5	2.25	2.60	2.95	3.64	5.68	8.94	12.2	15.3	21.1	26.7	32.0
0.6	1.63	1.92	2.22	2.80	4.53	7.31	9.97	12.5	17.3	21.7	26.0
0.7	1.11	1.35	1.58	2.04	3.41	5.58	7.64	9.57	13.2	16.4	19.5
0.8	0.68	0.85	1.01	1.34	2.29	3.79	5.19	6.50	8.90	11.0	13.0
0.9	0.32	0.40	0.49	0.66	1.15	1.93	2.64	3.30	4.41	5.53	6.46
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Проблема Милна рассматривалась уже в первых работах по теории переноса поляризованного излучения [1, 3], причем в них была вычислена функция $p(\tau_1)$ при $\lambda = 1$. В работе [9] содержится график, на котором даны значения величины $p(0)$ при разных λ . Они совпадают (с точностью графика) со значениями этой величины, приведенными в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что при рассматриваемых условиях степень поляризации излучения может быть довольно большой. Однако условия, характерные для проблемы Милна, встречаются редко. Сравнительно близок к этим условиям плоский слой большой оптической толщины, в котором происходит рассеяние по закону Релея и истинное поглощение. Если на одну границу этого слоя падают параллельные лучи, то через другую границу выходит излучение, степень поляризации которого дается табл. 2 с тем большей точностью, чем больше оптическая толщина слоя.

5. *Линейное распределение источников энергии.* Перейдем теперь к случаю, когда источники энергии распределены в среде по линейному закону, т. е.

$$B_2(\tau) = 1 + a\tau, \quad (24)$$

где a — некоторая постоянная. Тогда согласно (16), функция $I_0(\eta)$ дается формулой

$$I_0(\eta) = 1 + a\eta. \quad (25)$$

В данном случае интенсивности излучения $I(0, -\eta)$ и $K(0, -\eta)$ определяются системой уравнений (17) и (18), в которую вместо $I_0(\eta)$ надо подставить выражение (25), при дополнительном условии

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 [I(0, -\eta) f(\eta) + K(0, -\eta) f^*(\eta)] \eta d\eta = \frac{1}{k} \left(1 + \frac{a}{k} \right), \quad (26)$$

вытекающем из (22) и (25).

Упомянутая система уравнений была решена численно при разных η . После этого по формуле (23) была найдена степень поляризации излучения $p(\eta)$. Значения функции $p(\eta)$ приведены в табл. 3—5 при значениях параметра a , равных 0, 1 и ∞ . Соответствующие значения функции $p(\eta)$ обозначены через $p_0(\eta)$, $p_1(\eta)$ и $p_\infty(\eta)$.

Таблица 3
СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $p_0(\eta)$ ПРИ $a=0$

η	1.0	0.95	0.9	0.93	0.95	0.90	0.85	0.8	0.7	0.6	0.5
0	11.7	8.52	7.14	6.12	4.16	2.55	1.74	1.24	0.67	0.37	0.21
0.1	7.45	4.60	3.65	2.52	0.84	-0.33	-0.85	-1.11	-1.26	-1.20	-1.04
0.2	5.41	2.91	2.09	1.10	-0.32	-1.26	-1.63	-1.77	-1.75	-1.56	-1.32
0.3	4.04	1.87	1.16	0.31	-0.89	-1.64	-1.91	-1.98	-1.87	-1.63	-1.35
0.4	3.03	1.19	0.54	-0.14	-1.13	-1.74	-1.93	-1.96	-1.81	-1.56	-1.28
0.5	2.25	0.73	0.23	-0.36	-1.16	-1.66	-1.80	-1.80	-1.63	-1.39	-1.14
0.6	1.63	0.41	0.01	-0.45	-1.10	-1.47	-1.56	-1.54	-1.36	-1.17	-0.95
0.7	1.11	0.21	-0.01	-0.44	-0.92	-1.18	-1.24	-1.22	-1.09	-0.92	-0.74
0.8	0.66	0.08	-0.01	-0.35	-0.67	-0.84	-0.87	-0.85	-0.75	-0.63	-0.51
0.9	0.32	0.02	-0.01	-0.23	-0.36	-0.44	-0.45	-0.44	-0.3	-0.32	-0.26
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Поскольку интенсивности $I(0, -\eta)$ и $K(0, -\eta)$ являются линейными функциями от a , то степень поляризации при произвольном a определяется формулой

$$p = \frac{p_0(p_\infty - p_1) + ap_\infty(p_1 - p_0)}{p_\infty - p_1 + a(p_1 - p_0)}, \quad (27)$$

относящейся к любому η .

Таблица 4

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $\rho_1(\tau)$ ПРИ $g(\tau) = 1 + \tau$

λ	1.0	0.995	0.99	0.98	0.95	0.90	0.85	0.80	0.70	0.60	0.50
0	11.7	11.5	11.3	10.9	9.95	8.66	7.62	6.73	5.29	4.14	3.18
0.1	7.45	7.26	7.10	6.81	6.08	5.15	4.42	3.82	2.87	2.19	1.63
0.2	5.41	5.26	5.13	4.90	4.32	3.60	3.05	2.61	1.94	1.44	1.05
0.3	4.04	3.92	3.81	3.62	3.17	2.61	2.19	1.86	1.36	1.00	0.72
0.4	3.03	2.93	2.85	2.70	2.34	1.91	1.59	1.34	0.97	0.71	0.51
0.5	2.25	2.17	2.11	1.99	1.71	1.38	1.15	0.96	0.69	0.50	0.36
0.6	1.63	1.57	1.52	1.43	1.22	0.98	0.81	0.67	0.48	0.35	0.25
0.7	1.11	1.07	1.03	0.97	0.83	0.66	0.54	0.45	0.32	0.23	0.16
0.8	0.68	0.65	0.63	0.59	0.50	0.40	0.32	0.27	0.19	0.14	0.10
0.9	0.32	0.30	0.29	0.27	0.23	0.18	0.15	0.12	0.08	0.06	0.04
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Таблица 5

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $\rho_2(\tau)$ ПРИ $g(\tau) = \tau$

λ	1.0	0.995	0.99	0.98	0.95	0.90	0.85	0.8	0.7	0.6	0.5
0	11.7	11.9	12.0	12.3	13.1	14.1	14.9	15.5	16.5	17.3	18.0
0.1	7.45	7.62	7.73	8.06	8.77	9.62	10.2	10.6	11.0	11.0	10.5
0.2	5.41	5.57	5.71	5.97	6.53	7.26	7.67	7.90	7.96	7.62	6.93
0.3	4.04	4.18	4.31	4.53	5.04	5.57	5.85	5.98	5.88	5.48	4.87
0.4	3.03	3.16	3.26	3.45	3.86	4.27	4.46	4.52	4.36	3.98	3.47
0.5	2.25	2.36	2.45	2.60	2.92	3.23	3.35	3.37	3.20	2.83	2.47
0.6	1.63	1.71	1.73	1.90	2.15	2.36	2.41	2.41	2.29	2.03	1.72
0.7	1.11	1.18	1.23	1.31	1.49	1.64	1.68	1.67	1.55	1.36	1.15
0.8	0.68	0.72	0.76	0.81	0.93	1.01	1.04	1.02	0.94	0.82	0.69
0.9	0.32	0.34	0.35	0.39	0.43	0.47	0.48	0.47	0.43	0.33	0.31
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

В качестве примера применения формулы (27) допустим, что $\lambda = 0.5$ и $\tau = 0.5$. Тогда, пользуясь таблицами 3—5, получаем

$$\rho = \frac{-1.14 + 1.75a}{1 + 0.71a} \quad (28)$$

При малых λ в согласии с уравнением (17) мы можем вместо $I(0, -\tau)$ взять $I_0(\tau)$, а в уравнении (18) отбросить члены, содержа-

щие $\gamma(\tau_1)$. Тогда для приближенного определения степени поляризации получаем

$$\rho(\tau_1) = \frac{3}{8} \lambda \frac{1 - \tau_1^2}{1 + a\tau_1} \left[\tau_1 (1 + a\tau_1) \int_0^{\tau_1} \frac{P_2(\tau_1')}{\tau_1 + \tau_1'} d\tau_1' - \frac{a}{8} \right]. \quad (29)$$

В случае $\lambda = 0.5$ и $\tau_1 = 0.5$ формула (29) дает

$$\rho = \frac{-0.97 + 1.25a}{1 + 0.5a}. \quad (30)$$

Из сравнения формул (28) и (30) видно, какова погрешность приближенной формулы (29). Разумеется, с уменьшением λ погрешность формулы (29) убывает.

6. *Заключительные замечания.* В заключение заметим, что основные уравнения (2)–(5) относятся к определенной частоте ν . Зависимость от частоты всех величин, входящих в эти уравнения, нами не отмечалась, но она подразумевалась. Естественно, что и степень поляризации $\rho(\tau_1)$, приведенная в табл. 1–5, также зависит от частоты. Эта зависимость входит через посредство параметров λ и a , являющихся, вообще говоря, функциями от ν .

Заметим также, что величина λ , считалась нами постоянной в среде. Эта величина равна

$$\lambda = \frac{\sigma_s}{\sigma_s + \kappa}, \quad (31)$$

где σ_s — коэффициент рассеяния и κ — коэффициент истинного поглощения. Так как эти коэффициенты обусловлены различными механизмами, то величина λ может сильно зависеть от оптической глубины τ_1 . Определение степени поляризации для случая, когда λ является функцией от τ_1 , будет сделано в другой нашей статье.

Ленинградский государственный
университет

POLARIZATION OF SCATTERED LIGHT IN ATMOSPHERES WITH EMBEDDED SOURCES

V. M. LOSKUTOV, V. V. SOBOLEV

Radiative transfer in semi-infinite atmosphere with nonconservative Rayleigh scattering is considered. To determine the emergent intensity

the use is made of the linear integral equations found previously in [3] and [4]. These equations have been solved for several particular forms of source distributions. The degree of polarization has been calculated. The results are given in the form of tables.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chandrasekhar, Ap. J., 103, 351, 1946; 104, 110, 1946; 105, 424, 1947.
2. S. Chandrasekhar, Radiat. Transfer, Oxford, 1950 (русск. пер. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953).
3. В. В. Соболев, Уч. зап. ЛГУ, № 116, 1949.
4. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
5. K. L. Coulson, J. V. Dave, Z. Sekera, Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Rayleigh Scattering, Univ. California Press, Berkeley, 1960.
6. Д. Н. Натунер, Уч. зап. ЛГУ, № 307, 1962.
7. T. W. Schnitz, C. E. Stewart, J. Math. Phys., 11, 2733, 1970.
8. T. W. Schnitz, C. E. Stewart, M. N., 152, 491, 1971.
9. G. R. Bond, C. E. Stewart, Ap. J., 164, 47, 1971.
10. М. Г. Кузьмина, Препринт ИИМ, № 61, 1971.
11. Х. Домке, Астрон. ж., 50, 120, 1973.
12. S. Ueno, Astrophys. Space Sci., 30, 27, 1974.
13. J. B. Kumer, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 1965, 1974.
14. H. Domke, Astron. Nachr., 288, 57, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 524.5, 524.3/4.-32.+524.6

ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СИЛЬНО АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

О. Г. ОНИЩЕНКО

Поступила 22 мая 1978

Пересмотрена 15 декабря 1978

Исследуются дисперсионные свойства плазменных волн в релятивистской плазме с одномерной функцией распределения частиц, распространяющиеся вдоль сильного магнитного поля. Показано, что незатухающие плазменные волны существуют в диапазоне частот $\omega \ll \omega_{ce} \ll \omega_{pe}$. Показано, что в плазме с одномерной ультрарелятивистской максвелловской или степенной функцией распределения существуют слабозатухающие плазменные волны с фазовой скоростью $v_{ph} < c$ и частотой $\omega = \omega_{ce}(1 - \Delta)$, $0 < \Delta < 1$.

Из общих представлений о природе пульсаров следует, что в окрестности нейтронной звезды возможно существование ультрарелятивистской плазмы в сильном магнитном поле. Поэтому проблема генерации и распространения электромагнитных волн в релятивистской плазме, находящейся в сильном магнитном поле, представляет большой интерес [1—4].

Электромагнитные свойства релятивистской плазмы существенно зависят от функции распределения частиц (в релятивистской плазме велика роль пространственной дисперсии). Капланом и Цытовичем [1, 2] было замечено, что вблизи нейтронной звезды могут осуществляться два процесса, в результате которых произвольная функция распределения релятивистских частиц по импульсу быстро становится практически одномерной — вытянутой вдоль магнитного поля B . Первый процесс — одномеризация функции распределения частиц по импульсу в результате потерь на синхротронное излучение и второй — одномеризация функции распределения частиц вследствие сохранения адиабатического инварианта $p_{\perp}^2/B = \text{const}$, где $p_{\perp}$ — поперечная компонента импульса частицы, при движении части-

цы в медленно убывающем магнитном поле. В качестве функции распределения частиц α -сорта по энергии E в [1, 2] предлагается

$$F_{\alpha}(E) = \frac{(\gamma - 1)E_{\alpha}^{1-\gamma}}{(E - E_{\alpha})^1} \begin{cases} 1 & \text{при } E < E_{\text{max}}, \quad E_{\text{max}} \gg E_{\alpha} \gg m_{\alpha}c^2, \\ 0 & \text{при } E > E_{\text{max}}, \end{cases} \quad (1)$$

m_{α} — масса частицы α -сорта, c — скорость света.

Суворовым и Чугуновым [3] в качестве одномерной функции распределения по импульсу p взята функция

$$\Phi_{\alpha}(p) = m_{\alpha}^2 c^2 (m_{\alpha}^2 c^2 + p^2)^{-1/2}. \quad (2)$$

При распределении (2) средняя энергия частиц $\langle E \rangle_{\alpha} = (\pi/2) m_{\alpha} c^2$. Частицы ультрарелятивистские лишь в хвосте распределения. Как показано в [5], если радиационное охлаждение происходит в сильном магнитном поле $B \sim 10^{10} \div 10^{12}$ Гс, то первый процесс одномеризации произвольного изотропного ультрарелятивистского распределения электронов в магнитосфере пульсара более эффективен, чем второй процесс. В этом случае из произвольного ультрарелятивистского изотропного распределения формируется распределение (2) за время $t_0 \sim m_e^2 c^2 / e^2 B^2$, e — заряд частицы α -сорта. Для электронов $t_0 \sim 10^{-15} (10^{12}/B)^2$ секунд.

Из наблюдений, в частности наблюдений излучения пульсара в Крабовидной туманности, есть основания полагать [6], что область, ответственная за излучение в оптическом и рентгеновском диапазонах частот (в этой области происходит радиационное остывание, одномеризация функции распределения электронов из-за синхротронного излучения), лежит вблизи светового цилиндра, где $B \sim 10^6$ Гс. Можно предположить, что в нижних слоях магнитосферы пульсара происходит ускорение частиц до ультрарелятивистских энергий продольным электрическим полем $E_{\parallel}$ и разогрев плазмы, формируется ультрарелятивистское анизотропное — вытянутое вдоль B распределение. В верхних слоях из анизотропного ультрарелятивистского распределения в результате радиационного остывания формируется ультрарелятивистское (релятивистское) практически одномерное распределение.

В данной работе исследуются продольные (плазменные) волны в релятивистской плазме, состоящей из частиц с произвольными одномерными функциями распределения $\Phi_{\alpha}(p)$. Волны распространяются вдоль магнитного поля B . Результаты сравниваются с результатами [2, 3]. Ионы могут быть нерелятивистскими с изотропной функцией распределения. Частицами с положительным зарядом могут быть не только ионы, но и позитроны. Более подробно исследуется случай, когда $\Phi_{\alpha}(p)$ в ультрарелятивистской области спадает по степенному закону $\Phi_{\alpha}(p) \sim p^{-\gamma}$ (соот-

ветствующее распределение по энергии $F_0(E) \sim E^{-\gamma_0}$, а в нерелятивистскую область $\Phi_0(p)$ продолжена так, чтобы была всюду не возрастающей функцией p и средняя энергия $\langle E \rangle_0 \gg m_e c^2$. В качестве функции, обладающей указанными свойствами, наиболее удобным является выражение:

$$\Phi_0(p) = A_0 (m_e^2 c^2 + p^2)^{-1/2} (p + p_0)^{-\gamma_0 + 1} \quad (3)$$

$$\begin{cases} 1 & \text{при } p < p_{\max}, \quad p_{\max} \gg p_0, \gg m_e c, \\ 0 & \text{при } p > p_{\max}. \end{cases}$$

Распределение $\Phi_0(p)$ нормировано на единицу, то есть $\int \Phi_0(p) dp = 1$.

При $\gamma_0 > 1$ коэффициент $A_0 = \frac{p_0^{\gamma_0-1}}{\ln 2 \frac{p_0}{m_e c}}$, если $\gamma_0 = 1$, то $A_0 = \frac{1}{\ln 2 \frac{p_{\max}}{m_e c}}$. Если $\gamma_0 > 2$, то $\frac{\langle E \rangle_0}{m_e c^2} = \frac{1}{\gamma_0 - 2} \frac{p_0}{m_e c} \frac{1}{\ln 2 \frac{p_0}{m_e c}}$, $\frac{\langle E \rangle_0}{m_e c^2} = \ln \frac{p_{\max}}{p_0} \frac{p_0}{m_e c} \frac{1}{\ln 2 \frac{p_0}{m_e c}}$ при $\gamma_0 = 2$, $\frac{\langle E \rangle_0}{m_e c^2} = \frac{1}{\ln 2 \frac{p_{\max}}{m_e c}} \times \times \frac{p_{\max}}{m_e c}$ при $\gamma_0 = 1$. Рассматривается также случай, когда $\Phi_0(p)$ — ультрарелятивистское одномерное распределение Максвелла.

Дисперсионное уравнение для плазменных волн, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля ($k_z = k$, $k_\perp = 0$), в одномерной плазме имеет вид [2, 3] $\eta(\omega, k_z) = 0$, где

$$\eta(\omega, k_z) = 1 + \sum_s \chi_s(\omega, k_z). \quad (4)$$

Выражение для эрмитовой части χ_s можно представить в следующем виде:

$$\operatorname{Im} \chi_s = - \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} m_e c \Phi \frac{p_s V \sqrt{p_s^2 + m_e^2 c^2}}{p_s^2 \left(\frac{k_z^2 c^2}{\omega^2} - 1 \right) - m_e^2 c^2} \frac{d}{dp_s} \Phi_0(p_s) dp_s; \quad (5)$$

$\Phi_0(p_s)$ — одномерное распределение по импульсу p_s частиц α -сорта, $\omega_{ps}^2 = (4\pi N_s e_s^2)/m_s$, N_s — концентрация частиц. Интеграл в (5) вычи-

сяется в смысле главного значения при $k_z c > \omega$, и в обычном смысле при $k_z c < \omega$. Антиэрмитова часть η равна

$$\eta^* = \sum_z \eta_{kz}^*, \quad \eta_{kz}^* = -i\pi \frac{m_e^2 |k_z| c}{\omega^2} \frac{1}{m_e c} p_{rz} \left| \frac{d}{dp} \Phi_z(p) \right|_{p=p_{rz}} \quad (6)$$

$$\begin{cases} 1 & \text{при } |k_z| c > \omega, \\ 0 & \text{при } |k_z| c < \omega, \end{cases}$$

где $p_{rz} = m_e c (\omega / \sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2})$ — импульс частицы, находящейся в резонансе с волной. (Если подставить значение скорости резонансной частицы $v_r = \omega / |k_z|$ и $p = mv / \sqrt{1 - v^2/c^2}$, то получим $p_{rz} = m_e c (\omega / \sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2})$). Если $\omega / \sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2} \gg 1$, то резонансные частицы ультрарелятивистские, то есть $p_{rz} \gg m_e c$. Если $k_z c \rightarrow \omega$, то $p_{rz} \rightarrow \infty$ и $\eta_{kz}^* \rightarrow 0$ для убывающих функций $\Phi_z(p)$. В дальнейшем индекс z у k_z , v_z , p_z для простоты опускаем.

1. *Длинноволновые плазменные колебания и плазменные волны с фазовой скоростью $v_\phi = \omega/k = c$ в одномерной релятивистской плазме.* Выведем дисперсионное уравнение длинноволновых плазменных колебаний. Воспользовавшись (5), можно вычислить эрмитову часть $\eta(\omega, k)$ для одномерной релятивистской плазмы с произвольной функцией распределения частиц в приближении длинных волн:

$$k^2 \langle v^2 \rangle \ll \omega^2. \quad (7)$$

Если плазма ультрарелятивистская ($\langle v^2 \rangle = c^2$), то приближение длинных волн будет иметь вид $k^2 c^2 \ll \omega^2$. В этом случае антиэрмитова часть η и декремент затухания Ландау плазменных колебаний равны нулю. В рассматриваемом приближении (7) η^* имеет вид:

$$\eta^*(\omega, k) = 1 - \sum_z \frac{\omega_{Lz}^2}{\omega^2} \left[\left\langle \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right\rangle_z + 3 \frac{k^2}{c^2} \left\langle v^2 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right\rangle_z \right], \quad (8)$$

где $E = c \sqrt{m^2 c^2 + p^2}$ — энергия частицы. Угловые скобки $\langle \rangle_z$ означают усреднение по одномерной функции распределения $\Phi_z(p)$, то есть $\langle \varphi(p, m, E) \rangle_z = \int \varphi(p, m_z, E_z) \Phi_z(p) dp$. По аналогии с нерелятивистской плазмой назовем плазменной частотой частоту длинноволновых ($k \rightarrow 0$) плазменных колебаний [1, 2],

$$\omega_p^2 = \sum_z \omega_{Lz}^2, \quad \omega_{pz}^2 = \omega_{Lz}^2 \left\langle \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right\rangle_z. \quad (9)$$

Дисперсионное уравнение плазменных колебаний в рассматриваемом приближении

$$\omega^2 = \omega_p^2 \left(1 + 3 \frac{k^2}{\omega^2} \frac{\sum_a \left\langle v^2 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right\rangle_a}{\sum_a \left\langle \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right\rangle_a} \right). \quad (10)$$

Выражение (8) в нулевом приближении по k и, следовательно, выражение для плазменной частоты (9) можно получить из элементарных соображений (см. Приложение 1).

Используя равенство

$$\left\langle v^2 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right\rangle_a = c^2 \left[\left\langle \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right\rangle_a - \left\langle \left(\frac{mc^2}{E} \right)^1 \right\rangle_a^2 \right], \quad (11)$$

можно (10) записать в следующем виде:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3\tilde{\gamma} k^2 c^2, \quad (12)$$

где

$$\tilde{\gamma} = 1 - \frac{\sum_a \left\langle \left(\frac{mc^2}{E} \right)^5 \right\rangle_a}{\sum_a \left\langle \left(\frac{mc^2}{E} \right)^4 \right\rangle_a}. \quad (13)$$

Если плазма нерелятивистская ($E_s \simeq mc^2$), то из (10), (12) следует известное дисперсионное уравнение Власова, $\tilde{\gamma} = \langle v^2 \rangle / c^2 \ll 1$. В случае релятивистского распределения $\tilde{\gamma}$ определяется, в основном, вкладом частиц в нерелятивистской и слабoreлятивистской области и не зависит от ультрарелятивистского «хвоста» распределения.

Рассмотрим плазменные волны с фазовой скоростью $v_\phi = \omega/k = c$. В этом случае $\tilde{\gamma}$ будет иметь вид

$$\tilde{\gamma} = 1 - \frac{\omega_l^2}{\omega^2}, \quad \omega_l^2 = \sum_a \omega_{la}^2, \quad (14)$$

где

$$\omega_{la}^2 = \omega_{La}^2 \left[2 \left\langle \frac{E}{mc^2} \right\rangle_a - \left\langle \frac{mc^2}{E} \right\rangle_a - 2 \frac{p_{\max a}^2}{m_a c} \Phi_a(p_{\max a}) \right]. \quad (15)$$

Если $\tilde{\gamma}_a > 2$, то последним слагаемым в квадратных скобках (15) можно пренебречь. В случае ультрарелятивистской плазмы можно пренебречь вторым слагаемым в квадратных скобках по сравнению с первым.

Подставив распределения (1), (2), (3) в (9), (13), (15), получим соответственно следующие выражения для ω_{pa}^2 , δ и ω_{ia}^2 :

$$\omega_{pa}^2 = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{m_a c^2}{E_{*a}} \omega_{La}^2, \quad \delta = \frac{1}{2}, \quad \omega_{ia}^2 = \frac{2}{\gamma - 2} \frac{E_{*a}}{m_a c^2} \omega_{La}^2; \quad (16)$$

$$\omega_{pa}^2 = \frac{3\pi}{16} v_{La}^2, \quad \delta = \frac{1}{6}, \quad \omega_{ia}^2 = \frac{3\pi}{4} \omega_{La}^2; \quad (17)$$

$$\omega_{pa}^2 = \frac{\pi}{4} \left(\ln 2 \frac{p_{*a}}{m_a c} \right)^{-1} \omega_{La}^2, \quad \delta = \frac{1}{4}, \quad (18)$$

$$\omega_{ia}^2 = \frac{2}{\gamma_a - 2} \left(\ln 2 \frac{p_{*a}}{m_a c} \right)^{-1} \frac{p_{*a}}{m_a c} \omega_{La}^2, \quad \text{при } \gamma_a > 2.$$

Если $\gamma_a = 2$ в распределении (3), то

$$\omega_{ia}^2 = \left[2 \ln \frac{p_{\max a}}{p_{*a}} - 1 \right] \frac{p_{*a}}{m_a c} \omega_{La}^2; \quad (19)$$

если $\gamma_a = 1$, то

$$\omega_{pa}^2 = \frac{\pi}{4} \left(\ln 2 \frac{p_{\max a}}{m_a c} \right)^{-1} \omega_{La}^2, \quad \omega_{ia}^2 = -\frac{\pi}{2} \left(\ln 2 \frac{p_{\max a}}{m_a c} \right)^{-1} \omega_{La}^2, \quad (20)$$

то есть, если $\gamma_a = 1$ для всех сортов частиц, то плазменных волн с $\omega/k = c$ в такой плазме не существует, дисперсионная кривая $\omega(k)$ не пересекает прямую $\omega/k = c$. Выражения для ω_{pa}^2 и ω_{ia}^2 в (16), (17) совпадают с соответствующими выражениями в [2, 3]. В [1, 2] вместо коэффициента $\delta = 1/2$ в дисперсионном уравнении плазменных волн в длинноволновом приближении ошибочно написан коэффициент $\delta = 1/4$. Заметим, что если в (9), (15) подставить одномерное нерелятивистское распределение, то получим

$$\omega_{pa}^2 = \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\langle p^2 \rangle}{m_a^2 c^2} \right) \omega_{La}^2, \quad \omega_{ia}^2 = \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\langle p^2 \rangle}{m_a^2 c^2} \right) \omega_{La}^2, \quad (21)$$

здесь $\langle p^2 \rangle_a / m_a^2 c^2 \ll 1$.

Таким образом, в одномерной релятивистской плазме возможны незатухающие волны с частотой ω [2, 3]:

$$\omega_p < \omega < \omega_L. \quad (22)$$

Чем больше доля релятивистских (ультрарелятивистских) частиц в распределении, тем шире диапазон частот незатухающих плазменных волн. Частота ω_L разделяет незатухающие ($\omega < \omega_L$, $\omega/k > c$) и затухающие

продольные волны ($\omega > \omega_i$, $\omega/k < c$, см. [2]), если такие волны существуют. Как показано в [3], в плазме с функцией распределения (3) продольных волн с частотой $\omega > \omega_i$ ($\omega/k < c$) не существует. Конкретный вид дисперсионного уравнения плазменных волн в области частот $\omega_p < \omega < \omega_i$ и ответ на вопрос о существовании плазменных волн с $\omega > \omega_i$ ($\omega/k < c$) требуют более детального рассмотрения с конкретной функцией распределения частиц.

2. *Плазменные волны в релятивистской одномерной максвелловской плазме.* Релятивистские частицы могут не подчиняться функции распределения Максвелла, т. к. кулоновские столкновения таких частиц крайне редки. Однако из-за того, что «хвост» максвелловского распределения быстро убывает, интеграл в (5) имеет простое асимптотическое разложение, и такое однопараметрическое распределение удобно рассмотреть в качестве иллюстрации.

Подставим в (5) одномерное релятивистское распределение Максвелла:

$$\Phi_1(p) = \frac{1}{m_e c K_1\left(\frac{m_e c^2}{T_e}\right)} \exp\left(-\frac{c \sqrt{m_e^2 c^2 + p^2}}{T_e}\right). \quad (23)$$

$K_1(x)$ — функция МакДональда. T_e — температура в энергетических единицах. В результате элементарных преобразований получим следующее выражение для η^2 :

$$\begin{aligned} \eta^2(\omega, k) = 1 - \sum_i \omega_{Li}^2 K_1^{-1}\left(\frac{m_i c^2}{T_i}\right) \frac{m_i c^2}{T_i} \int_0^\infty \frac{t \sqrt{t^2 - 1}}{k^2 c^2 - (k^2 c^2 - \omega^2) t^2} \times \\ \times \exp\left(-\frac{m_i c^2}{T_i} t\right) dt. \end{aligned} \quad (24)$$

Интеграл в (24)

$$I = \oint_1 \frac{t \sqrt{t^2 - 1}}{1 - \frac{k^2 c^2 - \omega^2}{k^2 c^2} t^2} \exp\left(-\frac{m_i c^2}{T_i} t\right) dt \quad (25)$$

вычисляется в смысле главного значения при $kc > \omega$ и в обычном смысле — при $kc < \omega$. Будем считать, что плазма ультрарелятивистская, то есть $m_e c^2 / T_e \equiv Z \ll 1$, в этом случае $K_1(Z) \simeq Z^{-1}$. Используем результат асимптотического разложения интеграла (25) по параметру Z для волн с $\omega > kc$ (см. Приложение 2), $I \simeq Z^{-1} / (\omega^2 - k^2 c^2)$. Тогда

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 c^2}, \quad \omega_p^2 = \sum_a \omega_{pa}^2 = \sum_a \omega_{La}^2 \frac{m_a c^2}{T_a}. \quad (26)$$

Следовательно, дисперсионное уравнение плазменных волн

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2. \quad (27)$$

Из (26) видно, что плазменная частота ω_p определяется частицами с меньшей температурой T_a , в то время, как в нерелятивистской плазме плазменная частота определяется частицами с меньшей массой — электронами. Дисперсионное уравнение (27) аналогично дисперсионному уравнению для поперечных электромагнитных волн в изотропной нерелятивистской плазме в отсутствие внешнего магнитного поля. Дисперсионное уравнение (27) перестает быть справедливым при $\omega \gg \omega_{pa}$, то есть для волн с $\omega \approx kc$. Для волн с фазовой скоростью $v_\phi = c$ получим:

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega_p^2 = \sum_a \omega_{pa}^2, \quad \omega_{pa}^2 = 2 \frac{T_a}{m_a c^2} \omega_{La}^2. \quad (28)$$

Таким образом, в такой плазме существуют незатухающие продольные волны с дисперсионным уравнением (27) в диапазоне частот $\omega_p < \omega < \omega_L$, где ω_p и ω_L определены в (26) и (28).

Рассмотрим плазменные волны с дисперсионным уравнением

$$kc = \omega (1 + \Delta), \quad |\Delta| \ll 1 \quad (29)$$

так, что выполняется условие

$$\frac{|\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}|}{kc} \frac{T_a}{m_a c^2} \ll 1. \quad (30)$$

Если $kc > \omega$, то $\frac{|\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}|}{kc} \frac{T_a}{m_a c^2} = \frac{T_a}{E_{\text{res}}}$, где $E_{\text{res}} = \frac{m_a c^2}{\sqrt{1 - v_\phi^2/c^2}} = \frac{kc}{|\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}|} m_a c^2$ — энергия частицы, находящейся в резонансе с волной. Таким образом, при выполнении (30) для волн с $v_\phi < c$ резонансные частицы находятся в „хвосте“ распределения. В приближении (30) интеграл (25) имеет разложение (см. Приложение 2)

$$I \simeq 2Z^{-3} \left| 1 + 12 \frac{k^2 c^2 - \omega^2}{k^2 c^2} Z^{-2} \right|. \quad (31)$$

Вклад частиц α -сорта в эрмитову часть η будет:

$$2\eta_\alpha = - \frac{\omega_{pa}^2}{k^2 c^2} \left\{ 1 + 12 \frac{k^2 c^2 - \omega^2}{k^2 c^2} \left(\frac{T_a}{m_a c^2} \right)^2 \right\}. \quad (32)$$

Если условие (30) выполняется для всех сортов частиц, то

$$\begin{aligned} \eta = 1 - \sum_a \frac{\omega_{La}^2}{k^2 c^2} \left\{ 1 + 12 \frac{k^2 c^2 - \omega^2}{k^2 c^2} \left(\frac{T_a}{m_a c^2} \right)^2 \right\} + \\ + i \frac{\pi}{2} \sum_a \frac{\omega_{La}^2}{k^2 c^2 - \omega^2} \frac{kc}{\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}} \left(\frac{kc - \omega}{|kc - \omega|} + 1 \right) \left(\frac{m_a c^2}{T_a} \right)^2 \times \\ \times \exp \left(- \frac{m_a c^2}{T_a} \frac{kc}{\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}} \right). \end{aligned} \quad (33)$$

Из (33) видно, что в рассматриваемом приближении в плазме, состоящей из электронов и ионов, вкладом ионов в γ^* и η^* можно пренебречь ($\omega_{Li}^2 \gg \omega_{Le}^2$ при $T_e/T_i \gg m_e/m_i$). Дисперсионное уравнение плазменных волн имеет вид:

$$\frac{k^2 c^2 - \omega_{Le}^2}{\omega_{Le}^2} = \frac{k^2 c^2 - \omega^2}{k^2 c^2} \cdot 12 \left(\frac{T_e}{m_e c^2} \right)^2. \quad (34)$$

Согласно условию (30) правая часть равенства (34) много меньше единицы, следовательно и $(k^2 c^2 - \omega_{Le}^2)/\omega_{Le}^2 \ll 1$. Если $kc = \omega$, то $\omega = \omega_{Le}$, а если $kc > \omega$, то $\omega > \omega_{Le}$. Таким образом, в ультрарелятивистской одномерной максвелловской плазме существуют продольные волны с частотой $\omega = \omega_{Le}(1 + \Delta)$, $0 < \Delta \ll 1$ и $kc > \omega$. Такие волны будут затухать. Инкремент γ^l ($Im \omega = \gamma^l$) плазменных волн равен

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{Le}} = -6\sqrt{3} \pi \frac{\omega_{Le}^2}{k^2 c^2} \left(\frac{\omega_{Le}}{\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}} \right)^3 \exp \left(-2\sqrt{3} \frac{\omega_{Le}}{\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}} \right) \ll 1. \quad (35)$$

Если плазма состоит из электронов и позитронов с $T_e = T_p$, то в (34), (35) надо вместо ω_{Le}^2 подставить $\omega_d^2 = 2\omega_{Le}^2$. В области частот ω и k , где выполняется условие $(\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}/kc) T_e/m_e c^2 = T_e/E_e \sim 1$, плазменных волн не существует (волны сильно затухают).

3. Плазменные волны в одномерной ультрарелятивистской плазме со степенной функцией распределения. Пусть функция распределения частиц α -сорта имеет вид (3). Рассмотрим плазменные волны, для которых выполняется условие:

$$\lambda_a = \frac{\omega}{\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2}} \frac{m_a c}{p_{\alpha a}} \ll 1 \quad (36)$$

при $\gamma_a > 1$, а при $\gamma_a = 1$ пусть

$$\lambda_{1s} = \frac{m}{V |k^2 c^2 - \omega^2|} \frac{m_s c}{p_{\max s}} \ll 1. \quad (37)$$

Условия (36), (37) выполняются в довольно широком интервале изменения ω и k , так как $m_s c/p_s \ll 1$ и $m_s c/p_{\max s} \ll 1$. Заметим, что при $kc > \omega$, $r_s = p_s/p_{s0}$, $i_{1s} = p_s/p_{\max s}$, где p_{s0} — импульс частицы, находящейся в резонансе с волной. Воспользовавшись результатами асимптотического разложения интеграла в (5) с функцией распределения (3) по малому параметру λ_s (или по параметру i_{1s} при $\gamma_s = 1$), получим:

$$\delta \gamma_s = -\frac{\omega_p^2}{k^2 c^2} \cdot 2 \cdot \left[-1 + \begin{pmatrix} \frac{1}{V \sqrt{1 - c^2 k^2 / \omega^2}} & \text{при } ck/\omega < 1 \\ \frac{1}{i \sqrt{c^2 k^2 / \omega^2 - 1}} & \text{при } ck/\omega > 1 \end{pmatrix} \right], \quad (38)$$

где выражение для ω_p см. (18) или (20). Если (36) (или (37) при $\gamma_s = 1$) выполняется для всех сортов частиц, то

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2} \cdot 2 \cdot \left[-1 + \begin{pmatrix} \frac{1}{V \sqrt{1 - c^2 k^2 / \omega^2}} & \text{при } ck/\omega < 1 \\ \frac{1}{i \sqrt{c^2 k^2 / \omega^2 - 1}} & \text{при } ck/\omega > 1 \end{pmatrix} \right], \quad (39)$$

где $\omega_p^2 = \sum_s \omega_{ps}^2$. Дисперсионное уравнение $\eta(\omega, k) = 0$ в рассматриваемой области ω, k имеет решение только при $ck < \omega$:

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{1 - 4V + \sqrt{1 + 8V}}{2}, \quad (40)$$

где $V = \omega_p^2 / \omega^2$. Из (40) видно, что в рассматриваемой плазме возможны незатухающие продольные волны при $0 < V \leq 1$, то есть возможны волны с частотой $\omega \geq \omega_p$. В приближении $kc/\omega \rightarrow 0$ из (40) можно получить дисперсионное уравнение $\omega^2 = \omega_p^2 + (3/4)k^2 c^2$, как и следует из (12), (18). Для волн с частотой $\omega \gg \omega_p$ ($V \ll 1$) из (40) следует закон дисперсии

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{1}{2} V^2. \quad (41)$$

Но так как при этом должно выполняться условие (36), то (41) справедливо для частот

$$\frac{\omega^4}{\omega^4} \gg 2 \max \left\{ \frac{m_e^2 c^2}{p_{\perp}^2} \right\}. \quad (42)$$

Если плазма состоит из «горячих» (с функцией распределения (3)) электронов и «холодных» ионов, то дисперсионное уравнение плазменных волн будет иметь вид (40), где $V = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{pi}^2}$.

Рассмотрим плазменные волны с дисперсионным уравнением (29), и пусть для частиц α -сорта с $\gamma_\alpha > 2$

$$\gamma_\alpha = \frac{\omega}{|k \cdot c - \omega|} \cdot \frac{m_\alpha c}{p_\alpha} \gg 1. \quad (43)$$

Для волн с фазовой скоростью $v_\phi < c$ условие (43) означает, что резонансные частицы находятся в хвосте распределения ($p_{\alpha\infty} \gg p_{\alpha 0}$). Вклад частиц α -сорта в γ_i будет:

$$\gamma_{\alpha i} = - \frac{\omega_{\alpha i}^2}{\omega^2}, \quad (44)$$

где, согласно (18), $\omega_{\alpha i}^2 = 2i(\gamma_\alpha - 2)(\ln 2(p_{\alpha\infty}/m_\alpha c))^{-1} p_{\alpha\infty}/m_\alpha c \omega_{L\alpha}^2$. Если (43) выполняется для всех сортов частиц, то

$$\gamma_i = 1 - \frac{\omega_i^2}{\omega^2}, \quad \omega_i^2 = \sum \omega_{\alpha i}^2. \quad (45)$$

Дисперсионное уравнение плазменных волн: $k c \approx \omega \approx \omega_i$. Если $\gamma_\alpha \leq 2$, то для того, чтобы было справедливо (45), необходимо, чтобы выполнялось более сильное, чем (43), условие:

$$\gamma_{1\alpha} = \frac{\omega}{|k \cdot c - \omega|} \cdot \frac{m_\alpha c}{p_{\max \alpha}} \gg 1. \quad (46)$$

Рассмотрим подробнее наиболее интересный случай плазменных волн с $\omega/k < c$. Наиболее простой вид дисперсионного уравнения плазменных волн и выражения для инкремента в области ω и k , где выполняется условие $\lambda_e \gg 1$ получается в случае, когда $\gamma_\alpha > 3$. Если $\gamma_\alpha > 3$, то в приближении $\lambda_e \gg 1$ воспользуемся разложением интеграла в (5) с функцией распределения (3) по параметру λ_e^{-1} (λ_e может быть много меньше единицы). В результате разложения получим:

$$\gamma_{1\alpha} = - \frac{\omega_{\alpha i}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{\alpha i}^2}{\omega^2} \frac{4\gamma_\alpha - 9}{2(\gamma_\alpha - 3)} \lambda_e^{-2} + i\gamma_\alpha(\gamma_\alpha - 2) \frac{\omega_{\alpha i}^2}{\omega^2} \lambda_e^{-1} + 2. \quad (47)$$

В электронно-ионной плазме в рассматриваемом приближении (43) вкладом ионов в $\delta\gamma_e^*$ и γ_e^* можно пренебречь (если $p_e/p_i \gg (m_e/m_i)^2$). Дисперсионное уравнение плазменных волн будет аналогично (34):

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} - 1 = \frac{\omega^2 - \omega_{ie}^2}{\omega_{ie}^2} \frac{2(\gamma_e - 3)}{4\gamma_e - 9} \frac{m_e^2 c^2}{p_e^2} \quad (48)$$

Так как по условию $\lambda_e \gg 1$, то $(\omega^2 - \omega_{ie}^2)/\omega_{ie}^2 \ll 1$. Инкремент плазменных волн γ^i с $v_\phi < c$ ($\omega > \omega_{ie}$) в рассматриваемой области ω и k (46) равен:

$$\frac{\gamma^i}{\omega_{ie}} = - \frac{\gamma_e(\gamma_e - 2)}{2} \left(\frac{2(\gamma_e - 3)}{4\gamma_e - 9} \right)^{\frac{\gamma_e - 2}{2}} \left(\frac{\omega^2 - \omega_{ie}^2}{\omega_{ie}^2} \right)^{\frac{\gamma_e - 2}{2}} \ll 1. \quad (49)$$

Если плазма состоит из электронов и позитронов с одинаковыми функциями распределения $\Phi_e(p)$ ($p_e = p_p$, $\gamma_e = \gamma_p$), то дисперсионное уравнение и инкремент будут иметь вид (48) и (49), если в эти выражения вместо ω_{ie}^2 подставить $\omega_i^2 = 2\omega_{ie}^2$.

Если $\gamma_e < 3$, то область ω и k , в которой возможны слабозатухающие волны, должна быть ограничена более сильным, чем при $\gamma_e > 3$, условием: $\lambda_e = \omega / \sqrt{k^2 c^2 - \omega^2} \cdot (m_e c) / p_{max} \leq 1$. Можно показать, что в области ω и k , где $\lambda_e \ll 1$ при $\gamma \leq 3$ плазменных волн не существует (волны сильно затухают). Заметим, что в области, где $\Phi_e(p) \sim p^{-\gamma_e}$ соответствующее распределение по скорости $f(v) \sim \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{\gamma_e - 3}{2}}$, то есть при $\gamma_e < 3$ функция распределения $f(v)$ является возрастающей функцией v .

Приложение 1

Рассмотрим одномерные вдоль оси Z колебания релятивистской плазмы. Плазму будем считать одномерной и стационарной. Столкновениями пренебрегаем. Будем считать, что электрическое поле и скорость частиц α -сорта изменяются во времени по гармоническому закону, то есть $\vec{v}_{Z\alpha} \sim \exp(-i\omega t)$ и $|\vec{v}_{Z\alpha}| \ll c$. Колебания рассмотрим в приближении длинных волн $k \ll G$. Уравнение движения частиц α -сорта

$$m_\alpha \frac{\partial}{\partial t} \frac{v_{T\alpha} + \vec{v}_{Z\alpha}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{T\alpha} + v_{Z\alpha})^2}{c^2}}} = e_\alpha \vec{E}_Z, \quad (\text{П.1.1})$$

где e_s — заряд частицы, v_{Te} — скорость теплового движения частиц. Откуда

$$\frac{m_s \tilde{v}_{zs}}{\left(1 - \frac{(v_{Te} + \tilde{v}_{zs})^2}{c^2}\right)^{3/2}} = e_s \tilde{E}_z. \quad (\text{П.1.2})$$

Так как колебания рассматриваются в линейном приближении ($|\tilde{v}_{zs}| \ll c$), то можно считать, что энергия частиц остается постоянной, $\epsilon_s = (mc^2) / \sqrt{1 - v_{Te}^2/c^2}$. Из (П.1.2) получим выражение для средней скорости частиц s -сорта:

$$\langle \tilde{v}_z \rangle_s = i \frac{e_s}{m_s \omega} \left\langle \left(\frac{mc^2}{\epsilon} \right)^2 \right\rangle_s \tilde{E}_z. \quad (\text{П.1.3})$$

Отсюда плотность тока

$$\tilde{j} = \sum_s e_s N_s \langle \tilde{v}_z \rangle_s = i \sum_s \frac{e_s^2 N_s}{m_s \omega} \left\langle \left(\frac{mc^2}{\epsilon} \right)^2 \right\rangle_s \tilde{E}_z, \quad (\text{П.1.4})$$

т. е. проводимость

$$z = i \sum_s \frac{e_s^2 N_s}{m_s \omega} \left\langle \left(\frac{mc^2}{\epsilon} \right)^2 \right\rangle_s, \quad (\text{П.1.5})$$

откуда

$$\eta = 1 + i \frac{4\pi}{\omega} z = 1 - \sum_s \frac{4\pi N_s e_s^2}{m_s \omega^2} \left\langle \left(\frac{mc^2}{\epsilon} \right)^2 \right\rangle_s. \quad (\text{П.1.6})$$

Если записать по аналогии с холодной плазмой $\eta = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, то получим следующее выражение для плазменной частоты:

$$\omega_p^2 = \sum_s \omega_{Ls}^2 \left\langle \left(\frac{mc^2}{\epsilon} \right)^2 \right\rangle_s, \quad (\text{П.1.7})$$

где ω_{Ls} — ленгмюновская частота.

Приложение 2

Произведем асимптотическое разложение интеграла

$$I(\Delta, z) = \oint_1 \frac{t}{1 \pm \Delta^2 t^2} \frac{\sqrt{t^2 - 1}}{t^2} \exp(-Zt) dt \quad (\text{П.2.1})$$

по параметру $Z \gg 1$. Рассмотрим случай, когда в (П.2.1) берется верхний знак ($\omega > kc$ в (25)). Представим $I(\Delta, Z)$ в следующем виде:

$$I(\Delta, Z) = I_1(\Delta, Z) + I_2(\Delta, Z),$$

$$I_1(\Delta, Z) = \exp(-Z) \int_0^{\infty} \frac{t \sqrt{t^2 + 2t}}{1 + \Delta^2 t^2} \exp(-Zt) dt \quad (\text{П.2.2})$$

$$I_2(\Delta, Z) = \exp(-Z) \int_0^{\infty} \frac{t \sqrt{t^2 - 2t}}{1 + \Delta^2 t^2} \exp(-Zt) dt.$$

Для разложения интегралов $I_1(\Delta, Z)$, $I_2(\Delta, Z)$ в асимптотические ряды по Z воспользуемся методом последовательного разложения [7]. В результате получим:

$$I_1(Z) = \exp(-Z) \frac{Z^{-1}}{\Delta^2} + O(1), \quad (\text{П.2.3})$$

$$I_2(Z) = \exp(-Z) \frac{\ln Z^{-1}}{\Delta^2} + O(1).$$

Таким образом,

$$I = \frac{Z^{-1} \exp(-Z)}{\Delta^2} + O(\ln Z^{-1}). \quad (\text{П.2.4})$$

Разложение (П.2.3), (П.2.4) равномерно применимо, т. е. отброшенная часть ряда (остаток) есть о малое от оставленных членов ряда, если $Z^{-1}\Delta \gg 1$.

Если $Z^{-1}\Delta \ll 1$, то интеграл (П.2.1) можно представить как

$$I = \int_0^1 t \sqrt{t^2 - 1} (1 + \Delta^2 t^2) \exp(-Zt) dt + \\ + \Phi \int_1^{\infty} \frac{t \sqrt{t^2 - 1}}{1 + \Delta^2 t^2} \exp(-Zt) dt, \quad (\text{П.2.5})$$

где $1 > \delta\Delta \gg \Delta Z^{-1}$.

Тогда

$$I = \int_0^1 t \sqrt{t^2 - 1} (1 + \Delta^2 t^2) \exp(-Zt) dt \simeq \\ \simeq \int_1^{\infty} t \sqrt{t^2 - 1} (1 + \Delta^2 t^2) \exp(-Zt) dt = \quad (\text{П.2.6}) \\ = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Z^{-1} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) K_2(Z) + \Delta^2 \frac{4}{\sqrt{\pi}} Z^{-2} \Gamma\left(\frac{5}{2}\right) K_3(Z),$$

$K_n(x)$ — функция МакДональда, $K_n(Z) \approx 1/2(n-1)(2Z^{-1})^n$ при $Z \ll 1$.
Отсюда

$$I \approx 2Z^{-3} - 24\Delta^2 Z^{-5}. \quad (\text{П.2.7})$$

Институт космических
исследований АН СССР

THE PLASMA WAVES IN A RELATIVISTIC STRONGLY ANISOTROPIC PLASMA, PROPAGATING ALONG THE MAGNETIC FIELD

O. G. ONISHCHENKO

The dispersive properties of the plasma waves in a relativistic plasma with a one-dimensional distribution function, propagating along the strong magnetic field are investigated. It is shown that undamped plasma waves exist in the frequency band $\omega_p \ll \omega \ll \omega_L$. It is shown that weakly damped waves with a phase velocity $v_\phi < c$ and a frequency $\omega \approx \omega_L(1 + \Delta)$, $0 < \Delta \ll 1$ exist in a plasma with one-dimensional ultra-relativistic Maxwellian distribution or power one.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Кап.лан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
2. С. А. Кап.лан, В. Н. Цытович, Астрофизика, 8, 441, 1972
3. Е. В. Суворов, Ю. В. Чулунов, Астрофизика, 11, 305, 1975
4. О. Г. Онищенко, Астрон. ж., 52, 278, 1975.
5. Е. В. Суворов, Ю. В. Чулунов, Astrophys. Space Sci., 23, 189, 1973.
6. И. С. Шкловский, Ap. J. Lett., 159, 177, 1970
7. Э. Я. Ризкстынш, Асимптотические разложения интегралов, т. 1, Изд. «Зинатне», Рига, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 524.5, 524.3/4—32+524.6

РАССТОЯНИЯ И ГАЛАКТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. С. ХРОМОВ

Поступила 15 июня 1978

Пересмотрена 25 июля 1978

На основе метода определения расстояний до планетарных туманностей, предложенного в [2], и данных об угловых расширениях 11 объектов построена новая шкала расстояний до планетарных туманностей. Существующие наблюдательные данные позволили определить расстояния до 197 объектов. Новая шкала значительно короче опубликованных ранее и хорошо согласуется со статистическим параллаксом рассматриваемых объектов.

Исследованные галактические планетарные туманности не показывают концентрации к спиральным ветвям и не наблюдаются на расстояниях более 5 кпс от Солнца. Они образуют весьма уплотненную подсистему и не могут рассматриваться как вероятная составляющая населения галактического гало. Планетарные туманности имеют выраженную концентрацию к галактическому центру.

При исследовании системы планетарных туманностей выявляются значительные эффекты наблюдательной селекции, требующие отдельного рассмотрения.

1. *Введение.* Представление о галактической системе планетарных туманностей является важнейшей составной частью общей схемы их происхождения и эволюции. Оно складывается на основе данных о распределении туманностей по небу, их кинематических свойствах и расстояниях. В этой работе мы попытаемся построить такую комплексную картину. В следующей статье этой же серии мы уточним ее путем введения поправок за наблюдательную селекцию и эволюционные эффекты и сделаем ряд выводов о космогонии планетарных туманностей.

2. *Наблюдаемое галактическое распределение планетарных туманностей.* Наблюдаемое распределение астрономических объектов некоторого класса по небу уже содержит в себе сведения об их галактическом распределении.

Общезвестно (см., например, [1], рис. 2), что планетарные туманности концентрируются как к галактическому экватору, так и к направлению на галактический центр. Подавляющее большинство известных объектов этого класса сосредоточено в полосе $|b''| < 20^\circ$ и в интервале долгот $\pm 60^\circ$ от направления на центр Галактики. На этом важном наблюдательном факте основывается общепринятая сейчас гипотеза о том, что планетарные туманности принадлежат к населению галактического диска.

Сопоставляя степень концентрации планетарных туманностей к галактической плоскости с их угловыми размерами, можно получить предварительные выводы о расстояниях до этих объектов. Рис. 1 и табл. 1 показывают, что концентрация планетарных туманностей к галактическому экватору заметно возрастает с уменьшением их видимого углового размера. Следовательно, объекты меньших угловых размеров в среднем находятся на больших расстояниях от Солнца. Простые геометрические соображения подсказывают, что звездообразные планетарные туманности статистически примерно в 5 раз удаленнее, чем объекты с угловыми размерами более $100''$.

Таблица 1

СРЕДНИЕ АБСОЛЮТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ШИРОТЫ
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ РАЗЛИЧНОГО УГЛОВОГО РАЗ-
МЕРА ПО ДАННЫМ [1]

Интервал угловых размеров туманностей в сек. дуги $\Delta\phi''$	$\langle \phi'' \rangle$	$\langle b'' \rangle$	Число объектов
1	2	3	4
$\phi'' < 2-5'$ (звездообразные планетарные туманности)	—	10	242
$5'' < \phi'' < 25''$	10''	12	342
$25 < \phi'' < 50$	38	19	97
$50 < \phi'' < 100$	73	20	54
$> 100''$	300	45	59

Примечания к таблице

- 1 — интервал изменения угловых диаметров планетарных туманностей.
- 2 — $\langle \phi'' \rangle$ — среднее взвешенное значение углового диаметра для данного интервала угловых размеров $\Delta\phi''$.
- 3 — $\langle |b''| \rangle$ среднее значение модуля галактической широты для объектов, диаметры которых лежат в данном интервале $\Delta\phi''$. Величины $\langle |b''| \rangle$ относятся к уровню $0.1 N_{\max}$ гистограмм распределения $N(\Delta\phi'') = f(|b''|)$.
- 4 — Число объектов из [1] в данном интервале $\Delta\phi''$.

Эту оценку, вообще говоря, следует исправить за влияние наблюдательной селекции и эволюционные эффекты, так как на больших расстояниях мы наблюдаем преимущественно объекты большей светимости, то есть

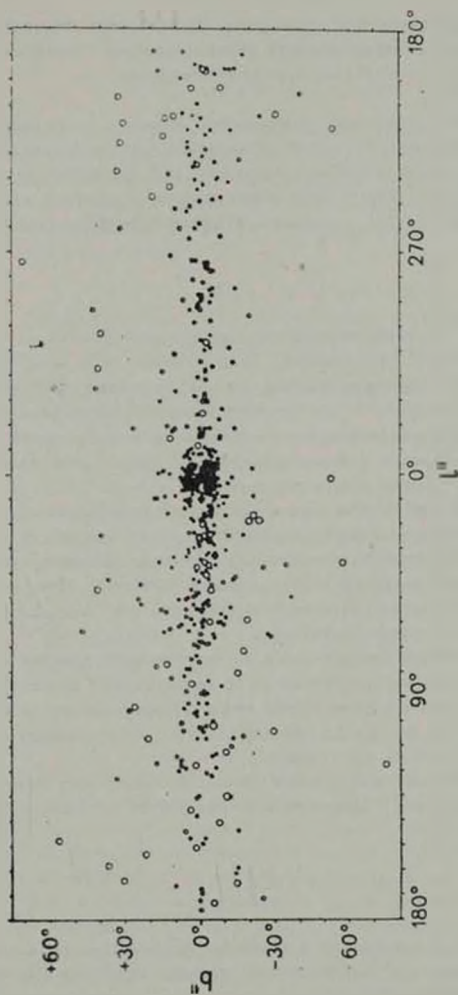


Рис. 1. Наблюдаемое распределение планетарных туманностей различного углового размера в галактических координатах (l'' , b''). Точки — объекты с угловыми диаметрами $< 25''$; малые кружки — объекты с угловыми диаметрами $25'' < \varphi'' < 100''$; большие кружки — объекты с угловыми диаметрами $> 100''$. Асимметрия в распределении планетарных туманностей к западу и к востоку от направления на галактический центр обусловлена сравнительно худшей наблюдательностью южного неба.

систематически более компактные и молодые. Однако эмпирический вывод о том, что угловые размеры являются индикатором расстояний до планетарных туманностей, представляется весьма очевидным.

3. *Расстояния до планетарных туманностей.* Вывод о существовании статистической связи между угловыми размерами и удаленностью планетарных туманностей от галактической плоскости дает независимый аргумент в пользу известного метода построения шкалы расстояний до этих объектов, предложенного в [2]. Основное соотношение этого метода имеет вид:

$$R = k (\varphi'' S^{1.5})^{-1} = kM, \quad (1)$$

где R — расстояние до туманности, φ'' — ее угловой радиус, S — поверхностная яркость и k — постоянная, определяемая при калибровке шкалы. Величину M , зависящую только от наблюдаемых физических характеристик данного объекта, мы назовем модулем расстояний.

Наилучшим способом калибровки шкалы было бы использование тригонометрических параллаксов близких объектов. Однако сколько-нибудь надежные данные такого рода пока отсутствуют.

В некоторых прежних работах шкала расстояний калибровалась с помощью спектральных параллаксов пекулярных ядер нескольких планетарных туманностей. Правомочность этого метода вызывает сомнения, связанные с невозможностью проверки справедливости обычного соотношения спектр—светимость для ядер планетарных туманностей или даже для гипотетических холодных компаньонов этих ядер.

С нашей точки зрения, единственным заслуживающим доверия методом определения абсолютных расстояний до индивидуальных планетарных туманностей пока является использование существующих данных о вековом угловом расширении нескольких объектов, вкупе с измеренными спектроскопически скоростями их расширения.

Критический отбор наблюдательных данных позволил нам получить таким путем расстояния до 11 планетарных туманностей с помощью простого соотношения из [3]:

$$R_{\text{пс}} = 21.1 \frac{V_r}{\Delta\varphi''}, \quad (2)$$

где $R_{\text{пс}}$ — расстояние до туманности в парсеках, V_r (км/с) — радиальная скорость ее расширения, $\Delta\varphi''$ — приращение углового радиуса в секундах дуги за 100 лет. Для вычисления модулей расстояния M для тех же объектов, использовались их поверхностные радиояркосты на частоте 6630 МГц и угловые радиусы основных структур туманностей из работы [12]. Все

использованные данные сведены в табл. 2. Соответствующая калибровочная зависимость показана на рис. 2 и имеет вид:

$$\lg R_{\text{пс}} = \lg k + \lg M = 0.35 + \lg M. \quad (3)$$

Существование отчетливой связи между независимо определенными величинами $R_{\text{пс}}$ и M , отвечающей теоретическому предсказанию, служит еще одним доказательством состоятельности метода определения расстояний до планетарных туманностей с помощью соотношения (1). Точность калибровки, определяемая разбросом точек на рис. 2, может быть порядка ± 0.10 в величине $\lg k$.

Таблица 2

СВОДКА ДАННЫХ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ КАЛИБРОВОЧНОГО
ГРАФИКА НА РИС. 2

№	Объект	$\Delta\sigma$	Ли- температура	V_r (км/с)	Ли- температура	$\lg R$ (пс)	σ	$\lg \frac{S_{\text{эфф}}}{4\pi r^2}$ (Вт/м ² , Гц ср)	$\lg M$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	NGC 245	1.4 ± 0.5	[3]	(20)	—	$2.47^{+0.02}_{-0.01}$	$214''$	-20.38	2.047
2	1535	0.2 ± 0.3	[3]	20	[5]	3.324	21	18.79	2.737
3	3242	1.0 ± 0.4	[3]	19.9	[5]	2.625	24	18.06	2.533
4	3587	2.0 ± 1.0	[3]	22.2	[3]	2.366	180	20.11	2.068
5	6572	1.27 ± 0.13	[3]	17.0	[5]	2.451	20	17.74	2.548
6	6720	0.93	[4]	21.3	[6]	2.832	60	18.76	2.275
7	6853	6.8	[4]	23.0 [7—9]		1.853	480	19.19	1.458
8	7003	0.43 ± 0.26	[3]	12.0	[10]	2.740	15	17.58	2.641
9	7026	0.21 ± 0.15	[3]	40.8	[5]	3.615	8	17.66	2.930
10	7293	3.3 ± 1.4	[3]	(20)	[11]	2.107	350	20.70	1.602
11	NGC 7662	1.76 ± 0.24	[3, 4]	28.5	[5]	$2.89^{+0.02}_{-0.01}$	$22''$	-18.19	2.597

В табл. 3 приведены расстояния до 197 планетарных туманностей, определенные нами с помощью соотношения (3). По характеру наблюдательных данных, использованных для вычисления M , все объекты разделены на 5 категорий, описание которых дано в пояснениях к таблице. Наибольшую точность имеют расстояния до объектов категорий 1, 2 и 4. В табл. 3 приведена также вспомогательная величина $F_{\text{эфф}}$ потока радионизлучения туманностей на частоте 6630 МГц, измеренная или вычисленная по оптическим данным с помощью теоретических или эмпирических формул перехода, а также звездные величины ядер туманностей в системе В, исправленные за межзвездное поглощение; они понадобятся нам позднее, при расчете абсолютной светимости ядер.

Приведенные в таблице величины B_0 исправлены за межзвездное поглощение с помощью достаточно очевидного соотношения, основанного на кривой селективного межзвездного поглощения Уитфорда

$$B_0 = B - 2.86 C, \quad (4)$$

где B_0 и B — истинная и видимая звездные величины, а C — постоянная межзвездного покраснения. Значения C для рассматриваемых планетарных туманностей взяты из [12, 16]. Наблюдаемые B -величины ядер собраны в нашей работе [19].

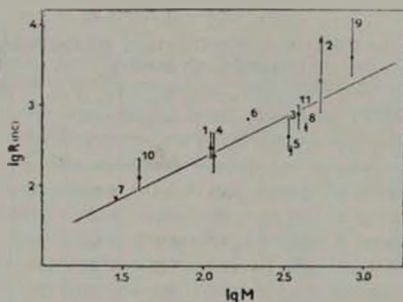


Рис. 2. Калибровочная зависимость для определения коэффициента k в формуле (1) путем сравнения расстояний R_{nc} , определенных по угловым расширениям планетарных туманностей (формула (2), табл. 2) с модулями расстояний M . Цифры соответствуют номерам объектов в табл. 2. Точка 7' показывает положение туманности NGC 6572 с расстояниями, определенными по явно заниженной оценке ее углового расширения в [3]. Калибровочная зависимость имеет вид: $\lg R_{nc} = 0.35 + \lg M$.

В табл. 3 содержатся, по-видимому, практически все планетарные туманности, для которых можно сколько-нибудь уверенно определить расстояния по формуле (3). Полученная шкала расстояний в 1.3 раза короче шкалы [2], в 1.8 раза короче шкалы [20] и в 2.2 раза короче [21], которая, как это было показано в [17], вообще завышена из-за переоценки межзвездного поглощения. Наша шкала оказывается тем более (в 2.7 раза) короче шкалы Кадворса [22], построенной с использованием кинематических данных.

Ввиду таких противоречий необходимо сопоставить полученную шкалу расстояний со статистическим параллаксом планетарных туманностей.

Таблица 3

РАССТОЯНИЯ ДО ГАЛАКТИЧЕСКИХ
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Туманность	$\lg F_{\text{лине}}$ (Вт/м ² , Гц)	$\lg R$ (пс)	B_0	Категория
1	2	3	4	5
NGC 40	-26.34	2.72	10 ⁻³	1
246	26.75	2.39	11.3	1
650-1	26.90	2.71		1
1501	26.69	2.70	13.2	1
1514	26.59	2.40	8.6	1
1535	26.88	3.09	11.3	1
2022	27.02	3.05	14.4	1
2346	27.12	2.91	13.1	1
2371-2	27.11	3.03	14.3	1
2392	26.57	3.08	9.9	1
2438	27.14	2.82	13.5	2
2440	26.46	3.00		1
2452	27.16	3.15	(16.8)	2
2610	27.47	3.21	14.1	2
3132	26.64	2.96	9.5	2
3242	26.08	2.88	11.5	1
3587	26.78	2.42	16.0	1
4361	26.74	2.79	12.7	1
5882	26.44	3.28	10.9	2
6058	27.00	2.99	12.8	1
6072	26.90	2.85	(14.5)	2
6153	26.26	2.81		2
6164-5	24.43	1.65		1
6210	26.48	3.07	10.7	1
6302	25.46	2.78		1
6369	25.71	2.76	10.6	2
6439	27.64	3.59	(16.2)	2
6445	26.49	2.73	(16.8)	1
6537	26.24	3.08		1
6543	26.06	2.88	9.4	1
6563	27.90	3.31	17.4	2
6565	27.41	3.41		2
6567	26.87	3.25	(14.7)	1
6572	25.87	2.90	10.3	1
6578	27.40	3.42	10.1	2
6620	27.15	3.63		4
6629	26.62	3.14	10.2	3
6720	26.22	2.56	14.3	1
6741	26.50	3.33		1
6751	27.46	3.07	13.4	1
6772	27.09	3.01	(15.4)	2
6778	27.95	2.78	(14.1)	1
6781	26.53	2.35	(14.4)	2
6790	26.44	3.51	11.6	1
6803	27.00	3.50	(12.4)	1

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5
NGC 6804	26.87	2.98	13.0	1
6807	27.28	3.36	13.1	1
6818	26.43	3.04	12.0	1
6826	26.42	2.95	10.2	1
6833	26.82	3.27	12.4	1
6853	25.91	2.81	(13.7)	1
6879	27.64	3.61		2
6891	26.77	3.51	(11.4)	1
6884	26.75	3.40		1
6886	26.87	3.45		1
6891	27.02	3.08	(11.4)	1
6894	27.11	2.86	(15.5)	2
6905	26.30	2.77	(11.5)	1
7003	26.67	2.68	11.4	2
7009	26.08	2.99	10.7	1
7026	26.59	3.28	(12.6)	1
7027	25.17	2.88	(7.1)	1
7048	26.05	2.51	(15.4)	1
7139	27.55	2.85	(16.6)	2
7293	25.95	1.85	13.3	2
7354	26.21	2.89		1
NGC 7662	26.22	2.95	10.7	1
I 289	27.00	2.91		2
351	27.42	3.48	14.4	1
I 418	25.80	2.99	9.0	1
II 1747	27.04	3.50	14.9	1
2003	27.59	3.50	13.8	1
2120	27.03	2.94		2
2149	26.58	3.25	9.2	1
2165	26.70	3.37		1
3568	27.07	3.41	12.1	1
4593	26.95	3.19	10.9	1
4634	28.82	3.14		1
4732	27.09	3.63	14.5	1
4776	27.43	3.26	12.7	2
4846	27.30	3.41	13.7	1
4947	27.07	3.69	10.6	1
5117	26.67	3.66	11.8	1
II 5217	27.06	3.42	(13.7)	1
A 1	29.64	3.31		3
2	29.29	3.30		3
3	28.85	3.28		3
4	27.39	3.45		3
5	28.59	2.85		3
6	28.49	2.69		3
7	27.29	2.20		3
8	28.23	3.14		3
10	28.54	3.21		3
11	30.15	2.67		3

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5
A 13	27.87	2.76		3
15	29.29	3.29		3
16	28.59	2.89		3
19	26.69	3.03		3
20	29.01	3.05		3
21	25.73	2.04		3
22	28.25	2.50		3
24	26.63	2.44	17.0	3
25	28.69	2.77		3
26	29.39	3.40		3
28	28.91	2.72		3
29	27.44	2.43		3
30	28.96	2.87		3
31	26.65	2.02		3
32	29.13	2.98		3
33	27.65	2.54	15.4	3
34	27.55	2.50		3
36	27.44	2.35		3
37	28.53	3.10		3
38	27.99	2.95		3
39	28.19	2.66		3
40	28.91	3.48		3
41	29.17	3.16		3
42	29.57	3.26		3
43	28.53	2.91		3
44	28.49	3.20		3
45	27.87	2.49		3
46	28.79	3.12		3
49	28.79	3.25		3
50	28.74	3.28		3
51	28.69	2.85		3
52	29.01	3.25		3
53	28.31	3.19		3
54	29.50	3.23		3
55	28.15	2.93		3
56	28.31	2.69		3
57	28.69	3.32		3
59	28.25	3.03		3
60	29.07	3.03		3
61	28.25	2.64		3
62	27.21	2.74		3
63	29.23	3.32		3
64	28.85	3.14		3
65	28.53	2.84	16.0	3
66	27.87	2.57		3
67	29.33	3.00	18.2	3
68	29.13	3.52		3
70	28.53	2.97		3
71	28.17	2.78	16.8	3

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5
A 72	-27.59	2.82		3
73	29.07	3.08		3
74	27.06	2.23		3
75	29.34	3.13		3
76	29.39	3.51		3
77	27.87	3.10	10 ^m 8	3
78	29.39	2.82		3
79	27.67	2.97	18.2	3
80	27.77	2.81	(19.7)	3
81	28.49	3.06		3
82	28.15	2.89		3
83	29.73	3.27		3
84	26.64	2.70		3
A 86	29.13	3.13		3
Ba 1	27.89	3.11		1
BD + 30° 3639	26.22	2.82	8.5	1
Bl 3-11	24.59	2.76		4
Ca 3-1	26.90	3.48		1
320	27.57	3.37	13.3	1
] 900	26.93	3.21		1
H 1-42	24.62	3.09		4
Hb 5	26.28	3.16		4
Hb 6	26.74	3.38	11.7	2
Hb 12	27.15	3.77	12.7	1
Ho 2-131	26.21	3.29		5
Hu 1-1	27.89	3.66		1
Hu 1-2	27.04	3.47		1
Hu 2-1	26.90	3.60		1
K 2-4	26.47	2.02		2
M 1-1	27.34	3.50	14.3	1
M 1-7	27.77	2.92		1
M 1-26	26.03	3.47	9.0	4
M 1-29	26.95	3.49		4
M 1-32	26.46	3.34		5
M 1-42	26.63	3.35		4
M 1-46	26.52	3.30		4
M 1-48	28.26	3.87		4
M 1-50	27.43	3.67		4
M 1-53	27.76	3.71		4
M 1-54	27.33	3.41		4
M 1-80	27.89	3.44		2
M 2-24	26.56	3.41		4
M 2-33	27.81	3.80		4
M 2-36	26.91	3.49		4
Me 1-1	27.29	3.86		1
Me 2-1	26.94	3.38	13.9	1
Me 2-2	27.55	3.74		1
VV 41	26.56	2.33		2
VV 42	26.88	2.78		2
VV 75	27.62	3.30		2
VV 232	26.82	3.40		2
VV 473	27.05	2.76		2

Примечания к таблице 3

В столбце 5 приведена категория объекта по характеру наблюдательных данных, использованных для вычисления расстояния по формуле (3):

1 — туманности с известными радиопотоками, угловыми размерами и морфологическим типом согласно [18], для которых в [12] рассчитаны поверхностные радиояркосты $S_{\text{эфф}}$.

2 — туманности с известными радиопотоками, угловыми размерами и морфологическим типом, согласно [18], не вошедшие в [12]. Наблюдательные данные о них брались из каталога [13] и некоторых более поздних радиоастрономических обзоров.

3 — слабые планетарные туманности из списка [14] с известными фотографическими поверхностными яркостями в системе Паломарского атласа неба, угловыми размерами и, реже, морфологическим типом. Для перехода к поверхностным радиояркостям использовалось эмпирическое соотношение, полученное в [12]. Межзвездное поглощение не учитывалось из-за отсутствия необходимых данных.

4 — компактные планетарные туманности в направлении на галактический центр из [15] с известными потоками излучения в линии H_α и угловыми размерами. Поправки за межзвездное поглощение брались из [16], а перерасчет исправленных величин $F(\text{H}_\alpha)$ в радиопотоки $F_{\text{эфф}}$ производился с помощью известного теоретического соотношения (см., напр., [17]).

5 — прочие туманности из каталога [1] с известными угловыми размерами и какими-либо наблюдательными данными, позволяющими оценить межзвездное поглощение и радиопоток.

4. *Статистический параллакс планетарных туманностей.* В нашей работе [23] был проведен подробный анализ существующих данных о кинематике галактических планетарных туманностей и исследована надежность получаемых на их основе результатов. Сделан вывод о том, что наибольшего доверия заслуживает статистический параллакс, рассчитанный по τ -компонентам собственных движений планетарных туманностей $\bar{\mu}_\tau$.

Собственные движения известны сейчас для 62 планетарных туманностей (см. также табл. III в [22]); 58 из этих объектов попали в нашу табл. 3. Рассчитывая среднее расстояние до этой группы туманностей и сравнивая соответствующий средний параллакс $\bar{\pi}$ с параллаксом $\bar{\pi}_\tau$ из [23], имеем

$\bar{\pi} = 0.00079$ — по нашей шкале расстояний.

$\bar{\pi}_\tau = 0.00068 \pm 0.00022$ — по τ -компонентам собственных движений тех же объектов.

Очевидно, что в пределах точности калибровки нашей шкалы расстояний (см. рис. 3) и современной точности определения статистического параллакса, полученные значения средних параллаксов $\bar{\pi}$ и $\bar{\pi}_\tau$ хорошо согласуются. Это подтверждает правильность принятого нами абсолютного масштаба шкалы расстояний.

5. *Галактическое распределение планетарных туманностей.* Убедившись в непротиворечивости нашей шкалы расстояний данным о кинематике пла-

нетарных туманностей, сделаем некоторые выводы об их галактическом распределении.

На рис. 3 приведена картина распределения 197 планетарных туманностей из табл. 3 в проекции на галактическую плоскость. Очевидно, что планетарные туманности в непосредственной близости от Солнца распределены примерно однородно. Некоторый дефицит объектов в области галактических долгот $250\text{--}340^\circ$ обусловлен неполнотой обзоров Южного неба.

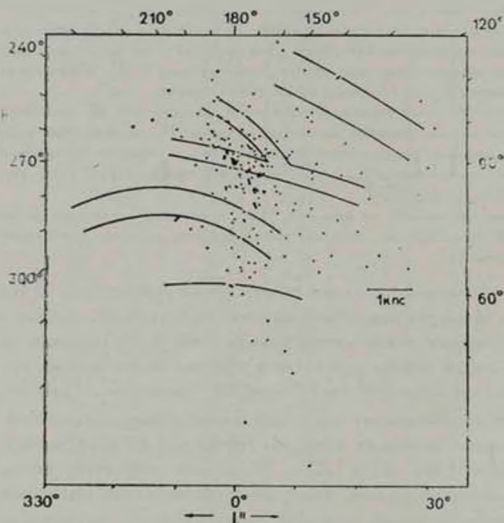


Рис. 3. Распределение планетарных туманностей из табл. 3 в проекции на галактическую плоскость. Картина спиральных ветвей — согласно работе [24].

Наиболее удаленные объекты наблюдаются в направлении галактического центра на расстояниях порядка $5\text{--}6$ кпс. Значит, как и следовало ожидать, наблюдаемые планетарные туманности находятся вне центральных областей Галактики. В противном случае трудно было бы понять, каким образом их оптическое излучение доходит до нас сквозь мощные сгущения межзвездной материи, окружающие ядро Галактики.

Еще одним существенным выводом из рис. 3 является отсутствие сколько-нибудь заметной концентрации планетарных туманностей в спиральных ветвях. Некоторое увеличение поверхностной плотности распре-

деления планетарных туманностей в непосредственной близости от Солнца объясняется наблюдательной селекцией, вследствие которой протяженные объекты из списка [14] обнаруживаются в среднем только на малых расстояниях.

Использованный нами метод определения расстояний до планетарных туманностей требует знания их угловых размеров. Это обстоятельство, вместе с влиянием наблюдательной селекции и слабой фотометрической обследованностью удаленных компактных планетарных туманностей, привело к кажущемуся падению поверхностной плотности их системы в направлении на галактический центр. На самом деле, как это следует из рис. 1 и данных о распределении планетарных туманностей в спиральной галактике М 31 [25], поверхностная плотность должна возрастать к центру Галактики.

Применяя простой графический метод, описанный в [26], можно определить наблюдаемый радиальный градиент поверхностной плотности галактической системы планетарных туманностей.

Метод основан на сравнении чисел планетарных туманностей в двух секторах галактической плоскости—внутреннем и внешнем по отношению к окружности, описанной из центра Галактики через Солнце. Расстояние Солнца от галактического центра принималось равным 9 кпс. Для уменьшения влияния возможной неполноты выборки, мы использовали только те объекты, проекции которых попадали в окружность радиусом 0.8 кпс, списанную вокруг Солнца в галактической плоскости. Всего использовалось 57 туманностей. Полученное в итоге наблюдаемое распределение поверхностной плотности системы планетарных туманностей $\mu(R)$ описывается соотношением

$$\mu(R) = \mu_0 e^{-\alpha R} = 8.1 \cdot 10^2 e^{-0.32R}, \quad (5)$$

где $\alpha = 0.32$ — показатель степени экспоненциального распределения поверхностной плотности, а $\mu_0 = 8.1 \cdot 10^2$ кпс⁻² — поверхностная плотность планетарных туманностей в центре Галактики. Полное число планетарных туманностей в Галактике $N = 2\pi\mu_0/\alpha^2 = 5 \cdot 10^4$, а их местная поверхностная плотность $\mu(\text{Loc}) = 45.3$ кпс⁻².

На рис. 4 показан ход пространственной плотности планетарных туманностей с высотой над галактической плоскостью. Он получен путем подсчета туманностей из табл. 3, попадающих в цилиндр радиусом 0.5 кпс вокруг Солнца, перпендикулярный к галактической плоскости.

Как обычно, эмпирическая зависимость пространственной плотности объектов от высоты над галактической плоскостью оказывается промежуточной между экспоненциальным и нормальным распределениями. В нашем случае она характеризуется следующими параметрами:

$$Z_{0.1} = 0.2 \text{ кпс.}$$

$$\langle |Z| \rangle = 0.13 \text{ кпс.}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \lg v}{\partial Z} &= -4.34 \text{ кпс}^{-1} \\ v_Z &= v_0 e^{-10Z} \\ v_0 &= 4 \cdot 10^3 \text{ кпс}^{-3} \end{aligned} \right\} \text{— для экспоненциального распределения,}$$

$$D(Z) = (0.1)^2 \text{ кпс}^2 \text{— для нормального распределения.}$$

Здесь v_Z — пространственная плотность планетарных туманностей на кпс³; v_0 — наблюдаемая пространственная плотность в галактической плоскости, Z — высота над галактической плоскостью в кпс.

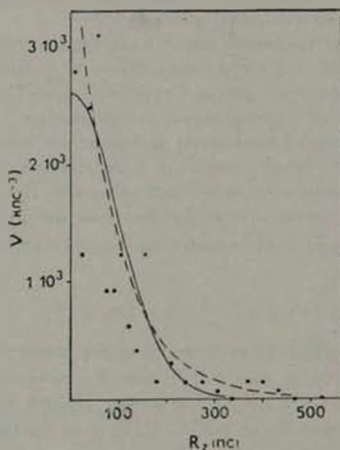


Рис. 4. Зависимость пространственной плотности ближайших планетарных туманностей от расстояния над галактической плоскостью. Пунктирная линия — экспоненциальная зависимость $v_Z = 4 \cdot 10^3 e^{-10Z}$. Сплошная линия — нормальное распределение с дисперсией $(0.1 \text{ кпс})^2$.

$Z_{0.1}$ — высота над галактической плоскостью, соответствующая плотности $v_Z = 0.1 v_0$. $D(Z)$ — дисперсия нормального распределения $v_Z = \bar{v}(Z)$. Солнце считается лежащим в галактической плоскости.

Как показывает рис. 4, простые теоретические зависимости плохо представляют наблюдаемое распределение точек, имеющее значительный

разброс. Распределение V_z оказалось вполне симметрично относительно $Z = 0$. Некоторая депрессия точек на рис. 4 вблизи $Z = 0$ отражает дефицит планетарных туманностей, наблюдаемых вблизи галактической плоскости, что, очевидно, есть следствие значительного межзвездного поглощения, препятствующего обнаружению планетарных туманностей даже в непосредственной близости от Солнца.

Полученные результаты вполне определенно говорят о том, что планетарные туманности образуют весьма уплощенную систему и должны практически отсутствовать в галактическом гало.

Сравнивая данные о распределении планетарных туманностей по Z -координате с их кинематическими характеристиками, выведенными в [23], мы получаем примечательное совпадение. Так, согласно теоретическим представлениям звездной динамики [27], среднему удалению от галактической плоскости, равному 0.13 кпс, должна соответствовать средняя скорость объектов по Z -координате при пересечении ими галактической плоскости $\langle |V_{z0}| \rangle = 10$ км/с. В работе [23] для 348 планетарных туманностей с известными лучевыми скоростями получено $\langle |V_z| \rangle = 6$ км/с; заметим, что по физическому смыслу $\langle |V_z| \rangle = \lim \langle |V_{z0}| \rangle$. Вероятно, соответствие рассмотренных выше пространственных и кинематических характеристик может считаться дополнительным доводом в пользу построенной нами шкалы расстояний.

Астрономический совет
АН СССР

THE DISTANCES AND THE GALACTIC DISTRIBUTION OF THE PLANETARY NEBULAE

G. S. KHROMOV

The new distance scale for the planetary nebulae is constructed on the basis of the method of the determination of their distances suggested in [2] together with the data on the angular expansion for 11 nebulae. The scale includes 197 objects with observational data complete enough for the distance to be determined. The new scale is remarkably shorter, than the others published and is well compatible with the statistical parallax data.

The planetary nebulae with the distances determined do not show any concentration in the spiral arms and are distributed within 5 kps from the Sun. They form a rather flattened subsystem and cannot be treated as the possible component of the galactic halo; the degree of their concentration to the galactic center is high.

Strong effects of the observational selection become evident in the process of the study of the planetary nebulae system; their special analysis is needed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Perek, L. Kohoutek, Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, Prague, 1967.*
2. *И. С. Шкловский, Астрон. ж., 33, 222, 1956.*
3. *M. Liller, B. Welther, W. Liller, Ap. J., 144, 280, 1966.*
4. *О. Н. Орлова, Астрон. ж., 49, 1164, 1972.*
5. *О. С. Wilson, Ap. J., 111, 279, 1950.*
6. *А. Аллер, У. Аллер, Планетарные туманности, Мир, М., 1971.*
7. *J. Meaburn, Astron. Astrophys., 13, 478, 1971.*
8. *A. C. Danks, Astrophys. Space Sci., 14, 480, 1971.*
9. *В. Т. Дорошенко, Астрон. ж., 48, 455, 1971.*
10. *W. Ford, V. Rubin, Astrophys. Lett., 8, 67, 1971.*
11. *G. Garraza, G. Courtes, R. Louise, Planetary Nebulae, Dordrecht-Holland, 1968, p. 249.*
12. *Г. С. Хромов, Астрон. ж., 53, 961, 1976.*
13. *L. Higgs, Catalogue of Radio Observations of Planetary Nebulae and Related Optical Data, Nat. Res. Council of Canada, 1971.*
14. *G. O. Abell, Ap. J., 144, 259, 1966.*
15. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докунаева, В. П. Архипова, Астрон. ж., 52, 264, 1975.*
16. *J. B. Kaler, Ap. J., Suppl. ser., 31, 517, 1976.*
17. *Г. С. Хромов, Астрон. ж., 53, 762, 1976.*
18. *G. S. Khramov, L. Kohoutek, Planetary Nebulae, Dordrecht-Holland, 1968, p. 227.*
19. *А. С. Пилютин, Г. С. Хромов, Астрон. ж., 58, 631, 1979.*
20. *C. R. O'Dell, Ap. J., 135, 371, 1962.*
21. *J. H. Cahn, J. B. Kaler, Ap. J., Suppl. ser., 22, 319, 1974.*
22. *K. M. Cudworth, A. J., 79, 1384, 1974.*
23. *М. Н. Куоса, Г. С. Хромов, Астрофизика, 15, 105, 1979.*
24. *R. M. Humphreys, A. J., 75, 602, 1970.*
25. *H. C. Ford, Planetary Nebulae, Dordrecht, Holland—Boston, U.S.A., 1978, p. 19.*
26. *D. Allott, C. Cruz-Gonzalez, M. Peimbert, Ap. J., 205, 74, 1976.*
27. *J. H. Oort, Galactic Structure, Chicago, 1965, p. 455.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 524.5

РАСЧЕТ ИОНИЗАЦИИ И ЛИНЕЙЧАТОГО ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ТУМАННОСТИ Т ТАУ

В. В. ГОЛОВАТЫЙ, И. В. ШПЫЧКА, О. С. ЯЦЫК

Поступила 12 декабря 1978

Рассчитана ионизация атомов H, He, O, N, Ne, S и вычислен эмиссионный линейчатый спектр ряда моделей туманности Т Тау. Модели различались параметрами F_0 и α , характеризующими энергетический L_c -спектр источника Т Тау, а также оптической толщиной туманности τ_{L_c} . Химический состав туманности Т Тау принят близким к нормальному содержанию элементов в газовых туманностях. Показано, что наилучшее согласие с наблюдениями достигается для модели оптически толстой туманности ($\tau_{L_c} \geq 1$), находящейся на расстоянии 0.5 от Т Тау, при значениях концентрации атомов водорода $N(H) \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $F_0 = 6 \cdot 10^{-29} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$ (на расстоянии Земли), $\alpha = -3.8$, полученных нами ранее [3]. Сделан вывод, что найденный L_c -спектр справедлив в области λ 912—250 Å, затем он становится более крутым и в области $\lambda < 228$ Å сильно падает с уменьшением длины волн.

1. Введение. Анализ эмиссионного линейчатого спектра (ЭЛС) туманности Т Тау [1, 2] позволяет предположить, что механизм возбуждения ее свечения радиативный. Источник L_c -квантов при этом находится внутри туманности и, видимо, связан с самой Т Тау. Нами были определены параметры $F_0 \approx 6 \cdot 10^{-29} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$ и $\alpha \approx -3.8$, характеризующие распределение энергии этого источника за лаймановским пределом [3]. Заметим, что указанные значения F_0 и α справедливы только в диапазоне длин волн λ 912—228 Å, то есть там, где в основном светятся атомы H⁰ и He⁰ (ионы He⁺ в туманности не наблюдаются). На рис. 1 показано «сшивание» найденного L_c -спектра с исправленным за межзвездное поглощение $A_V \approx 1.0$ непрерывным спектром Т Тау в видимой и инфракрасной областях, наблюдаемые потоки для которых взяты из работ [4, 5]. Согласие этих спектров, как видно, хорошее и, возможно, указывает на то, что

их природа одна и та же. Но прежде чем делать какие-либо выводы о механизме свечения Т Тау или о механизме возбуждения свечения туманности, необходимо проверить достоверность найденных значений F_ν и α . В ра-

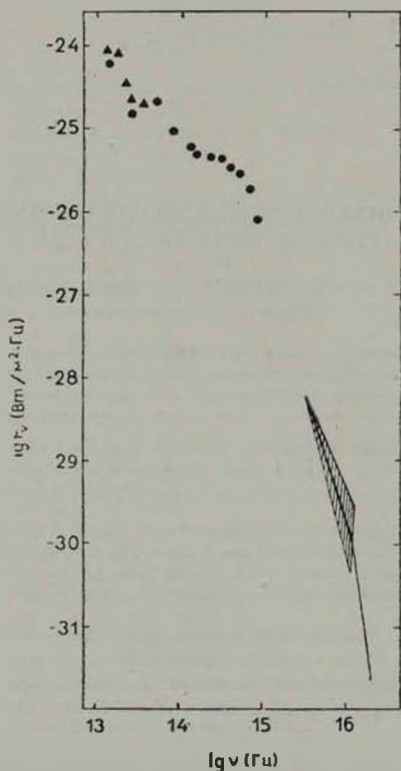


Рис. 1 Энергетический спектр источника Т Тау в инфракрасной, видимой и L_α -областях. Штриховая линия указывает на увеличение крутизны энергетического спектра в области $\lambda < 228 \text{ \AA}$. Заштрихованной областью отмечена неопределенность в значениях F_ν .

боте [3] было показано, что эти параметры хорошо объясняют наблюдаемую ионизацию кислорода в туманности и электронную температуру в ней. Однако более важной проверкой достоверности этих параметров является

объяснение с их помощью всего наблюдаемого линейчатого спектра туманности, а также других ее характеристик. Такая попытка предпринята в этой работе.

Найденные значения F_0 и α позволили рассчитать конкретные модели туманности Т Тау и вычислить их ЭЛС, сравнение которого с наблюдаемым спектром туманности позволит уточнить величины F_0 и α . Такие расчеты, как известно, осуществляются совместным решением уравнений ионизационного равновесия и энергетического баланса. Основой для этих вычислений послужили опубликованные Шварцем [2] результаты спектрофотометрии туманности, полученные автором на 2.1 и 5-м телескопах.

2. Уравнения ионизационного равновесия и энергетического баланса. Вывод уравнений, а также метод расчета ионизации атомов в низкотемпературной газовой среде подробно рассмотрен в работах [6, 7].

В случае $\alpha_L \ll 1$ уравнения ионизационного равновесия в общем виде запишутся так:

$$\frac{A_{i+1}}{A_i} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0(A_i) \sigma_0(A_i)}{N_e h \sum_j C_i(A_{i+1})} \int_0^\infty x^{2+k-1} dx, \quad (1)$$

где R — расстояние от Земли до Т Тау; r — расстояние от Т Тау до внутренней границы туманности; $F_0(A_i)$ — поток излучения от источника Т Тау на расстоянии Земли у пределов главных серий атомов A_i , выраженный в эрг/см²·с·Гц; $C_i(A_{i+1})$ — коэффициент рекомбинации, просуммированный по всем уровням; σ_0 — эффективное сечение поглощения у пределов главных серий соответствующих атомов; N_e — концентрация электронов в 1 см³; k — показатель, учитывающий зависимость α от частоты; h — постоянная Планка. Здесь также принято обозначение $x = \nu/\nu_0(A_i)$.

Есть, однако, основания полагать [3], что оптическая толщина туманности в частотах лаймановского континуума большая, но, видимо, не настолько, чтобы в расчетах необходим был точный учет диффузного L_ν -излучения. Мы учли его приближенно [7]. Здесь, очевидно, следует привести те окончательные выражения, по которым проводились расчеты.

Так как относительное обилие тяжелых элементов невелико, то непрозрачность газа в туманности для случая $\alpha_L \gg 1$, естественно, определяется только атомами Н и He. В интервале длин волн λ 912—504 Å она определяется только атомами Н⁰, а в диапазонах λ 504—228 Å и λ 228—100 Å — атомами Н⁰, He⁰ и Н⁰, He⁰, He⁺ соответственно. Граница третьего интервала λ 100 Å обусловлена тем, что в этом районе начинается эффективное поглощение ионами O⁺⁺, O⁺⁺ и др. [8]. Тогда оптические толщины в каждом из интервалов запишутся так:

$$912-504 \text{ \AA} - \tau_x^{\cdot\cdot}(\text{H}^0) = \tau_0^{\cdot\cdot}(\text{H}^0) x^{-3};$$

$$504-228 \text{ \AA} - \tau_x^{\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0) = \tau_0^{\cdot\cdot}(\text{He}^0) x^{-2.3} + 0.17 \tau_0^{\cdot\cdot}(\text{H}^0) x^{-3}; \quad (2)$$

$$228-100 \text{ \AA} - \tau_x^{\cdot\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+) = \tau_0^{\cdot\cdot\cdot}(\text{He}^+) x^{-3} + 0.16 \tau_0^{\cdot\cdot}(\text{He}^0) x^{-2.3} + \\ + 0.015 \tau_0^{\cdot\cdot}(\text{H}^0) x^{-3},$$

где τ_0 — оптическая толщина туманности непосредственно за лаймановским пределом, обусловленная атомами сорта Z (последние указаны в скобках), а $x = \nu/\nu_0(Z)$. Количество штрихов здесь и в дальнейшем указывает на принадлежность к соответствующему интервалу длин волн. Для упрощения расчетов и без особой потери точности можно принять суммарную зависимость оптической толщины от x : $\tau_x^{\cdot\cdot} \sim x^{-2.3}$, а $\tau_x^{\cdot\cdot\cdot} \sim x^{-3}$.

Таким образом, для атомов, граница поглощения которых находится в интервале 912—504 Å, уравнения ионизационного равновесия имеют следующий вид:

$$\frac{A_{i+1}}{A_i} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0(A_i) \tau_0^{\cdot\cdot}(A_i)}{N_e h \left[\sum_z C_i(A_{i+1}) + C_1 e^{-\tau_0^{\cdot\cdot}} \right]} \left\{ \int_1^a x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot}(\text{H}^0)} dx + \right. \\ \left. + \left[\frac{\tau_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)}{\tau_0^{\cdot\cdot}(A_i)} \right] \left\| \frac{\tau_0^{\cdot\cdot}}{\nu_0(A_i)} \right\|^a \int_1^{2.21} x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0)} dx + \right. \\ \left. + \left[\frac{\tau_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)}{\tau_0^{\cdot\cdot}(A_i)} \right] \left\| \frac{\tau_0^{\cdot\cdot\cdot}}{\nu_0(A_i)} \right\|^a \int_1^{2.78} x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+)} dx \right\}. \quad (3)$$

Аналогичные выражения запишутся и для атомов, граница поглощения которых находится в интервале длин волн 504—228 Å и 228—100 Å:

$$\frac{A_{i+1}}{A_i} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0(A_i) \tau_0^{\cdot\cdot}(A_i)}{N_e h \left[\sum_z C_i(A_{i+1}) + C_1 e^{-\tau_0^{\cdot\cdot}} \right]} \left\{ \int_1^b x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0)} dx + \right. \\ \left. + \left[\frac{\tau_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)}{\tau_0^{\cdot\cdot}(A_i)} \right] \left\| \frac{\tau_0^{\cdot\cdot\cdot}}{\nu_0(A_i)} \right\|^a \int_1^{2.78} x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+)} dx \right\}; \quad (4)$$

$$\frac{A_{i+1}}{A_i} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i) \tau_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)}{N_e h \left[\sum_z C_i(A_{i+1}) + C_1 e^{-\tau_0^{\cdot\cdot\cdot}} \right]} \int_1^c x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+)} dx,$$

где $\sum_i C_i$ — коэффициент рекомбинации, просуммированный по всем уровням, начиная со второго; C_1 — коэффициент рекомбинации на первый уровень. Верхние пределы интегрирования a, b, c в уравнениях (3), (4) соответственно равны $v_0/v_0(A_i)$, $v_0''/v_0''(A_i)$ и $3 \cdot 10^{10}/v_0''(A_i)$, а v_0' и v_0''' — начала второго и третьего интервалов. В остальных случаях интегрирование ведется по ширине интервалов.

При выводе уравнений (3) и (4) предполагалось, что атомы H^0 поглощают излучение λ 912–103 А, атомы He^0 — λ 504–100 А, а ионы He^+ — λ 228–100 А. Распределение энергии в спектре источника Т Тау в области $\lambda < 228$ А нам неизвестно, поэтому в расчетах мы приняли, что его характер в этом диапазоне является продолжением найденного L_{α} -спектра.

Модель оптически тонкой туманности нами все же рассматривалась, так как это позволило правильно оценить те параметры, с которыми затем рассчитывалась ионизация атомов в случае $n_e \geq 1$. Кроме того, это дало возможность изучить влияние дисперсии ионизации и α на ЭЛС туманности.

Энергетический баланс свободных электронов подробно рассматривался В. И. Проником [9]. По условию баланса средняя энергия электронов, образовавшихся в туманности при ионизации Н и He (энергия нагрева), равна потерям энергии на возбуждение запрещенных линий разных ионов, ионизацию и возбуждение H^0 электронным ударом, а также излучение при свободно-свободных и свободно-связанных переходах (энергия охлаждения):

$$E = E_{H^+} + E_{H^+} + E_{He^+} + E_{He^+} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с.} \quad (5)$$

Другими возможными источниками нагрева или охлаждения газа в туманности мы пренебрегли. Поскольку основную долю энергии свободные электроны получают во время ионизации атомов, то главным источником образования и нагрева электронов является L_{α} -излучение. При этом основным поставщиком электронов, несомненно, являются Н и He.

Начальная энергия свободных электронов, получаемая ими при ионизации H^0 , He^0 и He^+ , запишется в виде

$$E = N_e [E(H^0) H^+ \sum_i C(H^+) + E(He^0) He^+ \sum_i C(He^+) + \\ + E(He^{++}) He^{++} \sum_i C(He^{++})] \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с,} \quad (6)$$

где $E(Z)$ — энергия электронов, образовавшихся при ионизации H^0 , He^0 или He^+ , а H^+ и He^{++} — плотность соответствующих ионов в

1 см^3 . Усреднение энергий производилось по количеству соответствующих актов ионизаций, равному числу всех рекомбинаций.

Выражения для средней энергии электронов, образовавшихся при ионизации H и He, приведены в работе [7], а выражения для потерь энергии на различные процессы охлаждения — в [10]. Заметим лишь, что при определении суммарной энергии, расходуемой электронами на возбуждение запрещенных линий, здесь учитывались также потери энергии на возбуждение небулярных линий [O I] и [Ne III].

Уравнения ионизационного равновесия и энергетического баланса дополняют условия

$$\sum A_i = A = \text{const}, \quad (7)$$

$$\text{H}^+ + \text{He}^+ + 2\text{He}^{++} = N_e,$$

где A — полное число атомов данного химического элемента в 1 см^3 .

Метод расчета ионизации и вычисления ЭЛС в случае $\tau_{L_i} \ll 1$ подробно изложен в [10], а для случая $\tau_{L_i} \gg 1$ — в [6, 7]. При $\tau_{L_i} \gg 1$ ионизация рассчитывалась последовательным вычислением ее для тонких плоскопараллельных слоев, на которые разбивалась туманность. При вычислении степени ионизации на границе первого слоя принималось $\tau = 0$. После этого определялось обилие различных атомов A_i в этом слое и по известной формуле $\tau(Z) = Z \tau(Z) d$ (d — толщина слоя, а Z относится к H^0 , He^0 или He^{++}) находилась его оптическая толщина $\tau_0(Z)$ и, соответственно, степень ионизации на границе следующего слоя. Так продолжалось до тех пор, пока все ионы H и He не переходили в нейтральное состояние ($\text{H}^+/\text{H}^0 < 10^{-3}$) и суммарная оптическая толщина слоев не была достаточно большой ($\tau_0(\text{H}^0) \sim 70$ [3]). Это, заметим, давало возможность оценить также линейные размеры туманности. В результате расчета ионизации атомов находилось распределение ионов A_i , а также N_e и T_e по толщине туманности.

Для перехода от относительного обилия ионов $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ и $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ к интенсивностям соответствующих рекомбинационных линий использовались известные соотношения [11]:

$$\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} = a \frac{I_{\text{He I}}}{I_{\text{H}_\beta}}, \quad (8)$$

$$\frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+} = 0.084 \frac{I_{\text{He II}}}{I_{\text{H}_\beta}},$$

где $a = 2.03, 0.724$ и 4.27 для $\lambda 4471 \text{ He I}$, $\lambda 5876 \text{ He I}$ и $\lambda 7065 \text{ He I}$ соответственно.

Относительные интенсивности запрещенных линий вычислялись по аналогичным формулам:

$$\frac{I_{\text{запр}}}{I_{\text{H}\alpha}} = \frac{A_i}{H} \vartheta(N_e, T_e), \quad (9)$$

где $\vartheta(N_e, T_e)$ — специальная функция, численные значения которой для каждой из линий приведены в работе [12]. Мы использовали те же значения $\vartheta(N_e, T_e)$ [13], полученные с уточненными величинами вероятностей спонтанных переходов A и параметров удара $\mathcal{U}$.

Средневзвешенные значения обилий ионов A_i , необходимые для определения среднего ЭЛС, находились по формуле $A_i = \frac{\sum A_i N_i}{\sum N_i}$, где суммирование проводилось по всем слоям, на которые разбивалась туманность. Это же выражение использовалось для определения средневзвешенного значения N_e . Необходимые для вычисления ЭЛС средние значения электронной температуры для каждого из ионов соответствовали T_e на той глубине туманности, где свечение данной линии было максимальным.

Все вычисления проводились на ЭВМ «М-222» Львовского университета.

3. *Результаты вычислений и их обсуждение.* Рассчитывалась ионизация атомов H, He, O, N, Ne и S, то есть тех, линий которых наблюдаются в туманности. Эффективные сечения атомов O, N, Ne, необходимые для расчета ионизации, взяты из работы [14], а для S — из [15]. Для водорода и гелия принято: $\sigma(\text{H}^0) = 6.3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$; $\sigma(\text{He}^0) = 8.0 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma(\text{He}^+) = 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Коэффициенты радиативной рекомбинации для O, N, Ne и S взяты из работы [16], а для H и He — из [17].

Химический состав газа был принят нормальным: $\text{He}/\text{H} = 0.19$; $\text{O}/\text{H} = 5.9 \cdot 10^{-4}$; $\text{N}/\text{H} = 2.4 \cdot 10^{-4}$; $\text{Ne}/\text{H} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ и $\text{S}/\text{H} = 0.5 \cdot 10^{-4}$. Мы задавались обилием водорода H, а содержание других элементов определялось принятым химическим составом туманности. Величина H подбиралась так, чтобы найденное в результате расчетов значение N_e при заданном химическом составе было близко к наблюдаемому. В результате оказалось, что величина H примерно равна 10^4 см^{-3} .

Для проведения расчетов необходимо знать величину F_0 на внутренней границе туманности. Расстояние r туманности от Т Тау неизвестно (на имеющихся фотографиях Т Тау [2] туманность не отделяется от звезды), поэтому первычисление F_0 было сделано для случаев $r = 2'', 1''$ и $0.5''$. Оптимальное значение r затем выбиралось из условия, чтобы линейные размеры туманности d , полученные в результате расчета ионизации в случае $\tau_{\text{L}} = 1$, были близки к ее наблю

даемым размерам. Таким образом, расчет ионизации проводился при $F_0 = 6.35 \cdot 10^{-16}$, $2.54 \cdot 10^{-13}$ и $1.02 \cdot 10^{-14}$ эрг/см²·с·Гц, что соответствует величине $r = 2''$, $1''$ и $0.5''$. При этом величина α принималась равной -2 , -3 , -3.8 и -6 , что позволило проследить, как дисперсия α влияет на ионизацию и, следовательно, на ЭЛС туманности.

С наблюдениями сравнивались ЭЛС, N_e , T_e и размеры туманности d . Соответствующие величины представлены в табл. 1, где во второй колонке приведены наблюдаемые [2] параметры туманности, а в последующих — вычисленные для различных моделей. Модели, как упоминалось выше, различались значениями F_0 на внутренней границе туманности, ее оптической толщины, а также значениями спектрального индекса. Заметим, что величина d , соответствующая $r = 2''$ и $1''$, оказалась значительно меньше наблюдаемых размеров туманности и эти модели в таблицу не включены.

Анализ приведенных в таблице данных показал, что наилучшее согласие с наблюдениями достигается для модели оптически толстой туманности, находящейся на расстоянии $\sim 0.5''$ от Т Тау и при $\alpha = -3.8$. Выявленное при этом расхождение вычисленного и наблюдаемого значений интенсивности линии $\lambda 4959 + 5007$ [O III/H] можно, видимо, объяснить тем, что энергетический L_e -спектр источника Т Тау в области длин волн $\lambda \lesssim 228$ А на самом деле значительно круче принятого нами и, как отмечалось вначале, справедливого только в области $\lambda 912-228$ А. Что же касается различия в интенсивностях линий [O I] и [N I], то трудности в их объяснении являются общезвестными (они имеются и при интерпретации физических условий в планетарных туманностях). Имеющиеся же расхождения других эмиссионных линий можно объяснить неточностью принятого химического состава туманности.

Изменение N_e , T_e и ионизации различных элементов с глубиной в туманности для принятой модели показано на рис. 2, а соответствующее распределение излучения в каждой из линий — на рис. 3. Видно, что свечение туманности в эмиссионных линиях простирается почти до $1.5 \cdot 10^{16}$ см. Эта величина немного меньше наблюдаемых размеров туманности, но такое расхождение, видимо, легко можно объяснить принятым нами способом учета диффузного излучения. Как показано в работе [18], более точный учет последнего увеличивает зону свечения. Вполне вероятно, что точный учет диффузного излучения улучшит и согласие линейчатых спектров.

4. **Заключение.** Таким образом, с помощью найденных нами в работе [3] значений F_0 и α можно объяснить все наблюдаемые параметры туманности. Это подтверждает сделанное выше предположение о том, что радиативные процессы в возбуждении свечения туманности Т Тау являются преобладающими. Найденный характер энергетического L_e -спектра спра-

ВЫЧИСЛЕННЫЙ ЭМИССИОННЫЙ ЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР ТУМАННОСТИ Т ТАУ

Линия	$A_{\nu=1,0}$ I_{ν}/H_{β}	$\tau_{\nu} \ll 1$								$\tau_{\nu} \gtrsim 1$		
		2'				0.5"				0.5"		
		$x = -6$	$x = -3.8$	$x = -3$	$x = -2$	$x = -6$	$x = -3.8$	$x = -3$	$x = -2$	$x = -3.8$	$x = -3$	$x = -2$
[O II] 3727+29	1.71	0.52	1.54	1.75	2.52	1.23	1.06	1.02	0.80	1.49	1.44	0.72
[Ne III] 3859-3368	0.078	0.0003	0.02	0.08	0.47	0.02	0.33	1.06	3.98	0.15	0.32	1.18
[S II] 4068+76	0.67	0.12	0.28	0.36	0.48	0.19	0.10	0.07	0.09	0.21	0.20	0.0.3
[O III] 4353	—	$2 \cdot 10^{-5}$	0.001	0.005	0.04	0.001	0.02	0.1	0.69	0.014	0.11	0.11
He I 4171	—	0.03	0.07	0.05	0.06	0.08	0.09	0.07	0.04	0.054	0.078	0.089
He II 4585	—	0.0001	0.005	0.03	0.14	0.004	0.13	0.43	1.36	0.014	0.043	0.18
H α 4861	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
[O III] 4759+5067	0.30	0.04	0.93	2.85	10.6	0.95	8.59	17.4	35.4	4.68	4.75	22.7
[N I] 5198+5200	0.22	0.01	0.01	0.01	0.01	0.001	0.0003	0.0003	0.0003	0.006	0.0001	0.0021
[N II] 5755	(0.05)	0.01	0.03	0.03	0.05	0.02	0.02	0.03	0.079	0.040	0.046	0.017
He I 5876	(0.10)	0.09	0.19	0.22	0.23	0.23	0.24	0.21	0.10	0.12	0.22	0.25
[O I] 6300+63	1.71	0.04	0.06	0.04	0.03	0.005	0.002	0.001	0.0003	0.001	0.0005	0.0082
[N II] 6548+94	1.87	2.72	4.67	4.92	5.05	3.38	2.06	1.66	1.59	5.33	3.70	0.59
[S II] 6717+31	2.77	0.71	1.16	1.43	0.92	0.86	0.35	0.17	0.15	0.84	0.56	0.18
He I 7055	0.07	0.015	0.03	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.02	0.03	0.037	0.042
[O II] 7319+30	$\begin{matrix} \tau > 0.16 \\ \tau < 0.4 \end{matrix}$	0.01	0.05	0.08	0.14	3.68	0.05	0.07	0.12	0.10	0.122	0.045
N_e ; 10^3 cm^{-3}	~ 10	9.8	10.7	11.0	11.4	11.6	11.9	12.2	13.0	10.0	10.8	11.0
T_e ; 10^3 K	$7 \div 9$	5.9	7.0	7.6	8.9	6.8	8.2	10.0	16.6	8.0	9.0	10.0
d ; 10^{16} cm	~ 2.0	—	—	—	—	—	—	—	—	1.25	1.50	2.2

ведая в области длин волн от $\lambda = 912$ до $\lambda = 250$ А. Затем он становится более крутым и в области $\lambda < 228$ А, очевидно, резко падает с уменьшением длины волны. На это указывает и слабая интенсивность или даже отсут-

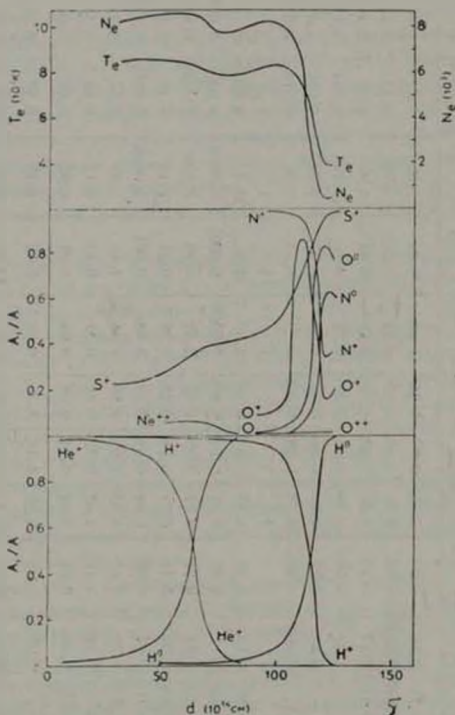


Рис. 2. Изменение электронной плотности, температуры и ионизации атомов с толщиной туманности Т Тау.

ствие в туманности эмиссионных линий ионов с большим потенциалом ионизации. Такой характер L_c -спектра, в частности, свидетельствует о том, что в рентгеновском диапазоне Т Тау не должна светиться. Теперь, естественно, возникает вопрос о механизме образования L_c -излучения в объекте столь позднего спектрального класса, каким является Т Тау. Имеющиеся

сведения о характере энергетического L -спектра источника Т Тау позволят теперь рассмотреть этот вопрос количественно, принимая во внимание и спектральное распределение энергии. Эти результаты вместе с данными о

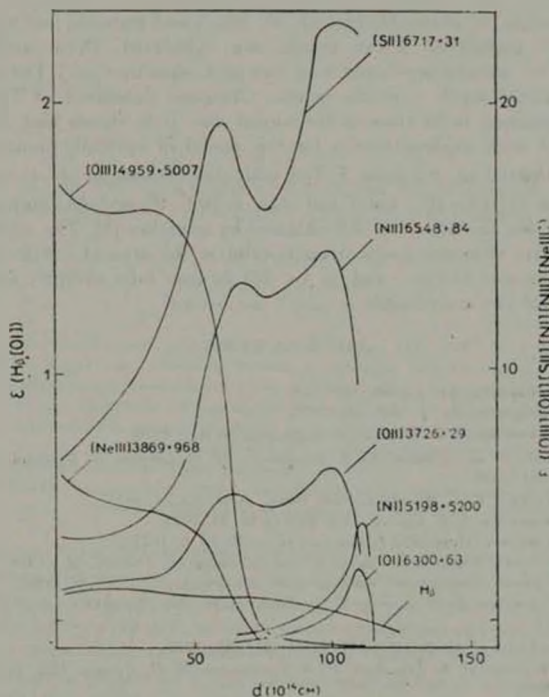


Рис. 3. Изменение объемной светимости газа в различных линиях с толщиной туманности (единицы излучения произвольные). Для линии H_β и λ 6300+63 [OI] масштаб по вертикальной оси увеличен в 10 раз.

свечении Т Тау в радио, ИК и видимом диапазонах позволят глубже изучить проблему механизма излучения звезды. Результаты такого анализа предполагается опубликовать в следующей работе.

Львовская астрономическая
обсерватория

CALCULATION OF IONIZATION AND LINE EMISSION OF T TAU NEBULA

V. V. GOLOVATYJ, I. V. SHPYCHKA, O. S. YATSYK

Ionization of atoms H, He, O, N, Ne, S and emission line spectrum for some models of T Tau nebula are calculated. These models are different in parameters F_0 and α of energy L_ν -spectrum of T Tau source, and in optical depth τ_ν of the nebula. Chemical abundance of T Tau nebula is assumed to be close to the normal one. It is shown that the best agreement with observations is for the model of optically thick nebula ($\tau_\nu \geq 1$) situated at 0.5 from T Tau with the values of H atoms concentration $N(H) \simeq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $F_0 = 6 \cdot 10^{-29} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ (at the distance of the Earth), $\alpha = -3.8$ obtained by us earlier [3]. The conclusion is made that obtained L_ν -spectrum is valid in the area of $\lambda 912\text{--}250 \text{ \AA}$, then it becomes steeper, and in $\lambda < 228 \text{ \AA}$ area falls abruptly with the decrease of the wavelength.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Schwartz, Ap. J., 191, 419, 1974.
2. R. D. Schwartz, Ap. J., 195, 631, 1975.
3. В. В. Головатый, И. В. Шпычка, *Астрофизика*, 12, 613, 1976.
4. F. J. Low, H. L. Johnson, D. E. Kleinman, A. S. Latham, S. L. Gessel, Ap. J., 160, 531, 1970.
5. C. L. Imhoff, E. E. Mendoza, Rev. Mexic. Astr. Ap., 1, 1974.
6. В. В. Головатый, В. И. Проник, *Изв. КрАО*, 48, 47, 1973.
7. В. В. Головатый, *Цирк. АО Львовского ун-та*, № 47, 8, 1972.
8. Г. С. Храмов, Автореферат кандидатской диссертации, ГАИШ, М., 1965.
9. В. И. Проник, Автореферат кандидатской диссертации, ГАИШ, М., 1960.
10. В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Яцык, *Цирк. АО Львовского ун-та*, № 51, 3, 1976.
11. M. Brocklehurst, M. N., 153, 471, 1971; 157, 211, 1972.
12. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. К. Годовников, В. И. Проник, *Изв. КрАО*, 39, 47, 1969.
13. В. В. Головатый, О. Жуков, *Проблемы космической физики*, № 9, 1974.
14. M. Seaton, Rev. Mod. Phys., 30, 979, 1959.
15. J. Silk, R. Brown, Ap. J., 163, 455, 1971.
16. S. M. Aldrevandi, D. Peguinot, *Astr. Astrophys.*, No. 25, 137, 1973.
17. A. Burgess, M. Seaton, M. N., 120, 121, 1960.
18. В. В. Головатый, *Цирк. АО Львовского ун-та*, № 48, 6, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.035+523.8

СОБСТВЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОЙ УГЛЕРОДНОЙ ЗВЕЗДЫ IRC+10216 (CW LEO)

Н. А. СИЛАНТЬЕВ, Г. В. ХОЗОВ

Поступила 3 августа 1978

Пересмотрена 7 февраля 1979

Показано, что большая собственная поляризация (18—25% на $\lambda \leq 0.9$ мкм) IRC+10216 может быть объяснена на основе рассеяния света звезды на ориентированных частицах в околозвездном пространстве. Рассмотрены три механизма ориентации пылевых частиц: парамагнитная релаксация, световое давление и ориентация газовым потоком. Парамагнитная релаксация вблизи фотосферы звезды при полях свыше 35° Гс является наиболее вероятной с точки зрения времени выстраивания частиц по сравнению с дезориентирующим тепловым движением газа.

Циклическая переменность степени поляризации объясняется изменением размеров пылинки при их частичном испарении в фазах максимального блеска объекта.

Наличие большой собственной поляризации ИК-излучения IRC+10216 установлено на основании факта ее наблюдаемой переменности [1—4]. Переменность в сочетании с наблюдаемой зависимостью степени от длины волны дает основание считать, что поляризация излучения объекта возникает непосредственно в системе звезда—оболочка. Яркость объекта в визуальных лучах мала (слабее 18^m), поэтому наблюдения блеска и тем более поляризации IRC+10216 в коротковолновой области ограничены $\lambda = 0.6$ мкм. В связи с этим все суждения о переменной поляризации этого объекта относятся в основном к ИК-излучению.

В течение 1971—1977 гг. в Астрономической обсерватории Ленинградского университета проводились фотометрические и поляризационные наблюдения IRC+10216 с целью выявления характера временных изменений поляризации и связи ее с блеском. Полученные результаты в совокупности с эпизодическими измерениями других наблюдателей и легли в основу обсуждения возможных причин возникновения поляризации в данном объекте.

1. *Наблюдательные данные.* Изменения блеска IRC+10216 в цвете К (2.2 мкм) носят характер, соответствующий долгопериодической переменности типа Миры Кита [2—4, 8]. Наши наблюдения в течение семи лет позволили оценить период звезды точнее, чем это делалось раньше [8]:

$$\text{Max. JD} = 2441710 \pm 630 \text{ E.}$$

С периодом $P = 630 \pm 10$ дней удовлетворительно согласуются также средние кривые блеска объекта в цветах R и I. Заместного сдвига фазы в разных цветах не обнаружено. Установление значений периода и момента максимума позволило определить фазы всех имеющихся у нас измерений поляризации в цветах R, I, K, а также единичных поляризационных наблюдений Шола и Целлиера [1], Дика [9] и Каппса и Дика [10]. На рис. 1

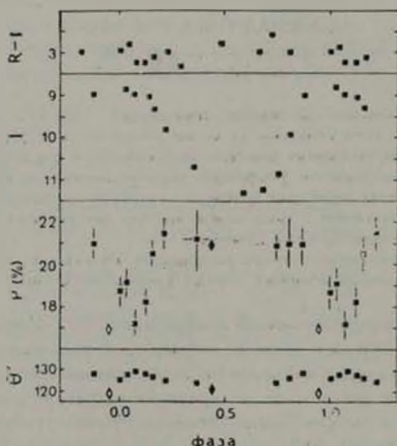


Рис. 1. Средние фазовые зависимости блеска и поляризации IRC+10216 в спектральной полосе I (0.9 мкм). Наблюдения: ■ — АР ЛГУ; ♦ — Шол, Целлиер (1970); ○ — Дик, Шол (1971).

приводятся средние фазовые зависимости параметров поляризации IRC+10216 в цвете I, для которого у нас имеется наиболее полный ряд наблюдений. Каждая точка на графике включает по крайней мере по два измерения, относящихся к одному или разным периодам. Ошибки и временные интервалы усреднений даны на рисунке вертикальными и горизонтальными линиями, соответственно. В верхних секциях рисунка приводятся средняя кривая блеска в I и фазовая зависимость показателя цвета R—I.

Анализ фазовых зависимостей блеска и поляризации IRC+10216 свидетельствует о следующем:

1. Кривые блеска в R и I, а также в K (на рисунке не представлена) соответствуют характеру переменности, свойственной миридам. В рассмотренном спектральном диапазоне амплитуда изменений слабо зависит от длины волны ($\Delta R = 2^m65$; $\Delta I = 2^m60$; $\Delta K = 2^m45$).

2. Степень поляризации меняется периодически, однако эти изменения носят скачкообразный характер на определенных фазовых интервалах. Поляризация в полосе I в небольшом интервале фаз вблизи максимума (0.9—0.1) минимальна, $18 \pm 1\%$; вблизи фазы 0.1 приблизительно за 20—40 дней степень поляризации возрастает до $21 \pm 1\%$ и остается постоянной вплоть до фаз 0.85—0.90, а затем также быстро уменьшается.

3. Позиционный угол плоскости преимущественных колебаний, по-видимому, не меняется со временем; отклонение от среднего ($\sim 127^\circ$) составляет не более $\pm 2^\circ$, что практически не превышает среднеквадратической ошибки единичного наблюдения.

Используя все наши наблюдения в цветах R, I, K [2—7] и наблюдения других авторов [1, 9, 10], мы построили зависимости поляризации от длины волны, усредненные для двух интервалов фаз: от 0.9 до 0.1 и от 0.1 до 0.9. При этом считалось, что поведение поляризации во времени на всех других длинах волны такое же, как и на $\lambda = 0.9$ мкм (в полосе I), т. е. степень поляризации меняется скачкообразно. Полученные зависимости (рис. 2) указывают на то, что ход $p(\lambda)$ при $\lambda > 1$ мкм, по-видимому, не меняется со временем; изменяется только степень поляризации примерно на одну и ту же величину ($\sim 3\%$). На $\lambda < 1$ мкм вблизи максимума блеска объекта (фазы 0.9—0.1) $p(\lambda) \sim \lambda^{-1}$, в то время как в интервале 0.1—0.9 наклон $p(\lambda)$ значительно уменьшается и даже становится меньше, чем при $\lambda > 1$ мкм (кривая 1).

Следует подчеркнуть, что подобная величина степени поляризации на $\lambda = 0.9$ мкм и описанный выше характер изменений ее с фазой отмечаются впервые для ИК долгопериодических переменных типа Миры Кита.

Интерпретация. Большая поляризация излучения объекта ($\sim 25\%$ на $\lambda = 0.65$ мкм) может быть объяснена либо на основе релеевского рассеяния на малых частицах, либо на основе прохождения и рассеяния в ориентированной среде.

1. *Невозможность объяснения большой наблюдаемой поляризации рассеянием на неориентированных пылинках.* Если отвлечься от зависимости поляризации от длины волны излучения, поляризацию $\sim 25\%$

можно получить при однократном рассеянии на малых частицах в резко несферичной оболочке в виде окружающего центральный источник излучения диска, видимого с ребра; при этом прямо проходящее излучение от звезды должно быть заметно ослаблено. Максимальное значение поляризации достигается при полном затмении звезды и равно, как известно, 33.3%

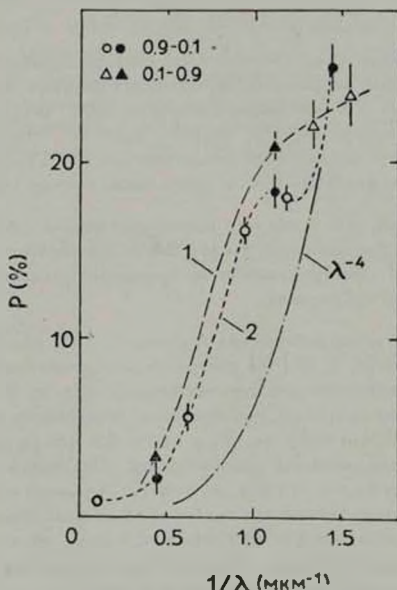


Рис. 2. Зависимости поляризации IRC+10216 от длины волны для разных фазовых интервалов. Наблюдения: $\bullet, \blacktriangle$ — АО ЛГУ; $\circ, \triangle$ — Шол, Целлиер (1970); Дик, Шол (1971); Каппс, Дик (1972).

[11, 12]. Отметим, что формулы однократного рассеяния можно применять к оболочке, оптическая толщина которой в плоскости экватора может быть больше единицы, а оптическая толщина в перпендикулярном направлении меньше единицы. Для наблюдателя такая оболочка будет выглядеть в виде «двояковыпуклой линзы». В подобной оболочке не может образоваться режим многократного рассеяния, т. к. кванты с подавляющей вероятностью после первого же рассеяния выходят из оболочки в перпендикулярном к экватору направлении.

Трудно сжидать, что теоретический предел поляризации в 33.3% может быть наблюдаем. Для этого необходимо выполнение всех условий: а) оболочка имеет форму диска, удаленного от звезды, находящейся в центре; б) оболочка видна с ребра; в) все частицы оболочки имеют релеевские размеры; г) оптическая толщина оболочки для прямо проходящего излучения звезды больше единицы. Нарушение хотя бы одного из этих условий резко уменьшит наблюдаемую поляризацию. Величина поляризации IRC+10216, равная 25%, близка к предельному значению и поэтому она не может быть получена только в результате рассеяния в рассмотренной оболочке.

Даже если принять все вышеназванные условия выполненными, то все равно невозможно в рамках релеевского рассеяния объяснить наблюдаемую зависимость степени поляризации от длины волны. Учитывая, что при релеевском рассеянии $\tau \sim \lambda^{-4}$, для объяснения наблюдаемой спектральной зависимости $p(\lambda)$ необходимо принять $\tau(\lambda)$ резко возрастающей с ростом длины волны излучения. Это противоречит известным результатам теории рассеяния света, согласно которой сечения рассеяния должны быть либо примерно постоянными (в областях, где $2\pi a/\lambda \gg 1$), либо уменьшаться с увеличением длины волны ($2\pi a/\lambda \leq 1$).

Измерение размеров источника инфракрасного излучения IRC+10216 методом покрытия Луной [13], а также и сам факт интенсивного инфракрасного излучения показывают, что центральный источник излучения окружен обширной пылевой оболочкой ($\tau \gg 1$ [16]). Наиболее вероятными для случая углеродной звезды являются графитовые пылинки. Для таких, даже достаточно малых частиц ($a \approx 0.1-0.2$ мкм) не выполняется условие релеевского рассеяния $2\pi a|m|/\lambda \ll 1$, где m — показатель преломления вещества. А при $2\pi a|m|/\lambda \gtrsim 1$ падающее излучение индуцирует в частице кроме электрического дипольного момента также другие мультипольные моменты (квадруполь, магнитный диполь и т. д.). Это приводит к значительному уменьшению поляризации рассеянного излучения. Для частиц с сильным поглощением (типа графитовых) степень поляризации рассеянного излучения примерно в два раза меньше релеевского значения. Таким образом, однократным рассеянием света на графитовых частицах в сферически несимметричной оболочке заведомо невозможно объяснить наблюдаемую степень поляризации ($\sim 20-25\%$).

2. Поляризация излучения на ориентированных частицах в оболочке IRC+10216. В предыдущем разделе мы показали, что большая величина наблюдаемой поляризации излучения объекта и ее спектральная зависимость не могут быть всецело объяснены только рассеянием света на неориентированных частицах в несферической оболочке. По-видимому, значи-

тельная доля наблюдаемого поляризованного излучения IRC+10216 (а, возможно, и все) обязана прохождению света от звезды через слой ориентированных частиц.

Рассмотрим вначале слой однородно ориентированных частиц. Пусть τ_1 — оптическая толщина этого слоя для света, линейно поляризованного в некоторой плоскости с осью ориентации $\vec{n}$ и направлением распространения излучения $\vec{l}$; τ_2 — аналогичная величина для света, линейно поляризованного перпендикулярно этой плоскости. Обозначим также через $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ разность фаз волн с параллельной и перпендикулярной поляризацией. Согласно [14, 15, 22] общие формулы для параметров Стокса излучения, прошедшего слой аксиально ориентированной (точнее, выстроенной) среды, имеют вид:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau_1} + e^{-\tau_2}) + \frac{1}{2} Q_0 (e^{-\tau_1} - e^{-\tau_2}); \\ Q &= \frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau_1} - e^{-\tau_2}) + \frac{1}{2} Q_0 (e^{-\tau_1} + e^{-\tau_2}); \\ U &= (U_0 \cos \Phi + V_0 \sin \Phi) e^{-1/2(\tau_1 + \tau_2)}; \\ V &= (V_0 \cos \Phi - U_0 \sin \Phi) e^{-1/2(\tau_1 + \tau_2)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь I_0 , Q_0 , U_0 , V_0 — параметры Стокса входящего в слой излучения, причем по определению $I = I_1 + I_2$ и $Q = I_1 - I_2$. Первая пара уравнений (1) описывает, так называемый, линейный дихризм выстроенной среды. Напомним, что в выстроенной среде ансамбль ориентированных частиц обладает плоскостью симметрии, перпендикулярной оси симметрии. В такой среде могут независимо распространяться волны (нормальные), линейно поляризованные в плоскости (rh) и перпендикулярно к этой плоскости. Обозначим показатели преломления этих волн через m_1 и m_2 , соответственно. Распространение волны $\vec{E}$, линейно поляризованной под некоторым углом φ к плоскости (rh), не равным 0° и 90° , можно представить как распространение когерентных волн $E_1 = E \cos \varphi$ и $E_2 = E \sin \varphi$ с показателями преломления m_1 и m_2 . Разность фаз этих волн $\Phi = \text{Re}(m_1 - m_2)(\omega/c)l$ на пути l приводит к эллиптической поляризации результирующей волны, выходящей из слоя. Вторая пара уравнений (1) описывает интерференционные эффекты в выстроенной среде (линейное двулучепреломление). Отметим, что уравнения (1) пригодны для любых выстроенных сред, состоящих из частиц любого размера.

Для разреженной среды, состоящей из частиц, малых по сравнению с длиной волны излучения, можно написать явные формулы для $m_{\perp}$ и $m_{\parallel}$ [14, 15]:

$$\begin{aligned} m_{\perp}(\eta) &= m_{\perp} + \pi N_0 (1 - 3w_z) (\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}) \sin^2 \eta; \\ m_{\parallel}(\eta) &= m_{\parallel} = 1 + \pi N_0 [(1 + w_z) \beta_{\perp} + (1 - w_z) \beta_{\parallel}]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь N_0 — концентрация частиц, $\beta_{\perp} = \beta_{xz}$ и $\beta_{\parallel} = 1/2(\beta_{xx} + \beta_{yy})$ — продольная и поперечная поляризуемости частицы, η — угол между направлением ориентации и направлением распространения волны η ; $w_z = \langle \cos^2 \theta_c \rangle$ — среднее значение квадрата косинуса угла θ_c между осью z , фиксированной в частице, и направлением ориентации $\bar{h}$.

В (1) предполагается, что направление ориентации одно и то же по всему слою. Направление ориентации может изменяться в слое в зависимости от изменяющихся факторов, определяющих ориентацию, — магнитного поля, газового или светового потоков. Слой с изменяющимся направлением ориентации эффективно можно заменить на два слоя, каждый со своим направлением ориентации $\bar{h}_1$ и $\bar{h}_2$. Обозначим угол между плоскостями $(\bar{n}\bar{h}_1)$ и $(\bar{n}\bar{h}_2)$ через τ . Неполаризованное излучение, пройдя первый слой, приобретает линейную поляризацию $Q^{(1)} = (1/2) I_0 (e^{-\tau^{(1)}} - e^{-\tau_{\perp}^{(1)}})$. Относительно осей координат, связанных с $\bar{h}_2$, излучение, падающее на второй слой, имеет следующие параметры Стокса:

$$\begin{aligned} I^{(1)} &= \frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau^{(1)}} + e^{-\tau_{\perp}^{(1)}}); & Q^{(1)} &= \frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau^{(1)}} - e^{-\tau_{\perp}^{(1)}}) \cos 2\tau; \\ U^{(1)} &= \frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau^{(1)}} - e^{-\tau_{\perp}^{(1)}}) \sin 2\tau; & V^{(1)} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

После прохождения второго слоя имеем:

$$\begin{aligned} I^{(2)} &= \frac{1}{4} I_0 (e^{-\tau^{(1)}} + e^{-\tau_{\perp}^{(1)}}) (e^{-\tau^{(2)}} + e^{-\tau_{\perp}^{(2)}}) + \\ &+ \frac{1}{4} I_0 (e^{-\tau^{(1)}} - e^{-\tau_{\perp}^{(1)}}) (e^{-\tau^{(2)}} - e^{-\tau_{\perp}^{(2)}}) \cos 2\tau; \\ Q^{(2)} &= \frac{1}{4} I_0 (e^{-\tau^{(1)}} + e^{-\tau_{\perp}^{(1)}}) (e^{-\tau^{(2)}} - e^{-\tau_{\perp}^{(2)}}) + \\ &+ \frac{1}{4} I_0 (e^{-\tau^{(1)}} - e^{-\tau_{\perp}^{(1)}}) (e^{-\tau^{(2)}} + e^{-\tau_{\perp}^{(2)}}) \cos 2\tau; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
 U^{(2)} &= \frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau_1^{(1)}} - e^{-\tau_1^{(2)}}) \sin 2\varphi \cos \Phi^{(2)} e^{-1/2(\tau_1^{(2)} + \tau_1^{(2)})}; \\
 V^{(2)} &= -\frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau_1^{(1)}} - e^{-\tau_1^{(2)}}) \sin 2\varphi \sin \Phi^{(2)} e^{-1/2(\tau_1^{(2)} + \tau_1^{(2)})}.
 \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\Phi^{(2)} = \Phi_1^{(2)} - \Phi_2^{(2)}$ — разность фаз волн во втором слое, приводящая к эллиптической поляризации результирующей волны. Максимальное значение круговая поляризация будет иметь, когда плоскости $(\hat{n}h_1)$ и $(\hat{n}h_2)$ составляют между собой угол 45° . Для сильно поглощающих частиц типа графитовых [16, 17], $\text{Im}(m) \approx \text{Re}(m)$, т. е. разность фаз Φ и разность оптических толщин $(\tau_1 - \tau_2)$ могут иметь одинаковый порядок величины. Если разность фаз $\Phi^{(2)}$, а также величины $\frac{1}{2} |\tau_1^{(1)} - \tau_1^{(2)}| \ll 1$, $\frac{1}{2} |\tau_1^{(2)} - \tau_1^{(2)}| \ll 1$, то для степени круговой поляризации $p_V = V/I$ получаем выражение

$$p_V = \frac{V}{I} = \frac{1}{2} (\tau_1^{(1)} - \tau_1^{(2)}) (\Phi_1^{(2)} - \Phi_1^{(1)}) \sin 2\varphi. \quad (5)$$

Для случая малых ориентированных частиц, используя (3), получим

$$p_V = \frac{1}{4} (\tau_1^{(1)} - \tau_1^{(2)}) (\tau_1^{(2)} - \tau_1^{(2)}) \frac{\text{Re}(\beta_1 - \beta_2)}{\text{Im}(\beta_1 - \beta_2)} \sin 2\varphi. \quad (6)$$

Для эллипсоидов из графита отношение $\text{Re}(\beta_1 - \beta_2)/\text{Im}(\beta_1 - \beta_2)$ при вытянутости или сплюснутости в два раза соответственно равно 1.57 и 2.23 при $\lambda = 1$ мкм и равно 3 и 4.04 при $\lambda = 2.2$ мкм.

Таким образом, максимально возможное значение степени круговой поляризации приблизительно равно квадрату линейной поляризации $p_{V_{\max}} \approx p_L^2$. Эта величина в случае IRC+10216 достигает при $p_L = 21\%$ (на $\lambda = 0.9$ мкм) значения $p_{V_{\max}} \approx 4.5\%$. Обнаружение круговой поляризации для данного объекта, во-первых, явилось бы подтверждением правильности обсуждаемого механизма, обуславливающего наблюдаемую линейную поляризацию, и, во-вторых, позволило бы оценить степень неоднородности ориентации в оболочке.

Если центральный источник излучения окружен оптически толстой для видимого света пылевой оболочкой, то значительная доля линейно поляризованного излучения на $\lambda < 1$ мкм возникает при прохождении его прямо на наблюдателя через ориентированную среду с $(\tau_1 - \tau_2) = 0.4$. Согласно развиваемым моделям IRC+10216 (см. [8, 13]) в инфракрасном диапазоне (в зависимости от длины волны) пылевая оболочка может быть опти-

чески тонкой. В этом диапазоне волн поляризация излучения частично обусловлена прохождением в ориентированной среде и частично возникает в результате рассеяния на оптически тонкой оболочке. В области длин волн от 2 до 1 мкм кривые степени поляризации хорошо соответствуют зависимости от λ сечения экстинкции света на графитовых пылинках с радиусом $a \approx 0.1$ мкм [16].

3. Возможные механизмы ориентации частиц в пылевой оболочке IRC + 10216. Рассмотрению общей теории и различных механизмов ориентации пылевых частиц посвящены работы [18, 19]. В настоящее время предложено три механизма ориентации частиц в космических условиях. При обсуждении этих механизмов будем принимать во внимание, что, как следует из наблюдений [13], вблизи центрального источника излучения IRC + 10216 имеются две оболочки — внутренняя с температурой $T_d \approx 650$ К и внешняя с температурой $T_d \approx 370$ К. Фотосферная температура звезд 1200—1800 К, а концентрация пыли и газа спадают как r^{-2} .

3.1. Механизм парамагнитной релаксации (механизм Дависа—Гринштейна [20]). Пылинка, находящаяся в магнитном поле $\vec{B}$, приобретает магнитный момент $\mu_B = V/B$, где V — объем пылинки, а $\chi = \chi' + i\chi''$ — магнитная проницаемость вещества пылинки. Характерное время ориентации $t_B \sim J(V\chi''B^2)^{-1}$, где J — угловой момент пылинки. Обычно принимают, что вращательная энергия пылинки равна тепловой, то есть $J^2/2I = (3/2)kT$ ($I \approx ma^2$ — момент инерции пылинки с массой m и характерным размером a). Из этого условия находим $J = 4 \cdot 10^{-18} \times \chi a^{5/2} T^{1/2}$ эрг·с. Во всех оценках здесь и далее полагаем a в мкм, T — в градусах, B — в гаусах; плотность вещества пылинки считаем равной 1 г/см³. Для оценок принимаем в соответствии с [17] $\chi'' \approx (10^{-10} - 10^{-12}) \Omega/T_d$, где Ω — частота вращения пылинки ($\Omega \approx J/T_d$), T_d — температура пылинки. В результате получаем

$$t_B \approx (10^2 - 10^4) T_d a^2 / B^2 \text{ секунд.} \quad (7)$$

Здесь и в дальнейшем (при рассмотрении других механизмов) будем оценивать времена ориентации для двух случаев локализации областей, ответственных за поляризацию, — в оболочке, на расстояниях значительно больших радиуса звезды ($r \gg R_*$), и вблизи фотосферы ($r \approx R_*$); при этом считаем $k_B \approx 10^{13}$ см.

Для механизма парамагнитной релаксации в обоих случаях

$$t_B \approx (10^3 - 10^5) / B^2 \text{ секунд.} \quad (8)$$

3.2. Ориентация световым давлением. Время ориентации при этом механизме определяется по формуле

$$t_r \approx 10 / (La^2 Q_s)^{-1} cr^2, \quad (9)$$

где L — светимость центрального источника, Q_s — фактор эффективности рассеяния. Полагая $L = 10^{34}$ эрг/с, $Q_s \approx 1$, $r \approx 0.9$ мкм и $a = 0.1$ мкм, получим для двух случаев: $t_r \approx 1$ с (при $r \approx R_p$) и $t_r \approx 10^1$ с (при $r \approx 100 R_p$). Следует заметить, что оценки по формуле (9) соответствуют идеальным условиям, при которых все ориентируемые световым давлением пылинки обладают спиральностью, то есть они не имеют плоскости симметрии, и шаг спирали равен длине волны. Для реальных условий, по-видимому, следует к формулу (9) внести некоторый коэффициент, увеличивающий оценки времени ориентации в 10—100 раз. Итак, времена ориентации световым давлением составляют ~ 10 — 12^2 с (для $r \approx R_p$) и $\sim 10^1$ — 10^6 с (для $r \gg R_p$).

3.3. Ориентация газовыми потоками. Теория ориентации частиц пыли газовыми потоками [18] с концентрацией газа n_g и скоростью потока относительно пылинок $V_{отн}$ приводит к следующей оценке времени ориентации t_g :

$$t_g \approx j^2 (n_g m_g V_{отн}^3 a^4)^{-1} \approx 10^{25} a T (n_g V_{отн}^3)^{-1}, \quad (10)$$

где m_g — масса молекулы газа ($\sim 10^{-24}$ г). При концентрации газа вблизи фотосферы $n_g = 10^{14}$ см $^{-3}$ и относительной скорости 10^4 — 10^5 см/с [19], время ориентации газовым потоком $t_g \approx 10$ — 10^1 с. Соответственно, вдали от звезды, при $n_g = 10^{10}$ см $^{-3}$, $t_g \approx 10^3$ — 10^5 с.

Формула (10) может быть использована также для оценки времени дезориентации тепловым движением газа, если под n_g и $V_{отн}$ понимать плотность и тепловую скорость газа. Мы видим, что время дезориентации при $n_g \approx 10^{14}$ см $^{-3}$ и $V_{тепл.} \approx 10^3$ см/с будет порядка 1 с. Вдали от звезды при $n_g \approx 10^{10}$ см $^{-3}$ время дезориентации равно 10^3 — 10^5 с.

Из сравнения времен ориентации при разных механизмах с временами дезориентации тепловым движением газа следует, что ни ориентация световым давлением, ни ориентация газовым потоком не могут быть приняты, так как инерционность процессов выстраивания пылинок оказывается соизмеримой или даже превосходит инерционность дезориентирующего фактора.

В случае ориентации механизмом парамагнитной релаксации сравнение t_B с временами дезориентации в фотосфере и в оболочке приводит к

значениям магнитных полей $B \approx 35^3$ Гс вблизи фотосферы и $B \approx (1 - 10)$ Гс при $r \gg R_p$. В последнем случае экстраполяция магнитного поля по дипольному закону приводит на поверхности звезды к значениям $10^4 - 10^5$ Гс, что представляется маловероятным.

Таким образом, наиболее вероятным механизмом ориентации пылевых частиц, определяющим наблюдаемую поляризацию в случае IRC+10216, является парамагнитная релаксация непосредственно в околозвездных (прифотосферных) слоях оболочки.

4. *Переменность поляризации.* В рамках рассматриваемой модели IRC+10216 наиболее вероятной причиной наблюдаемых периодических изменений степени поляризации при сохранении позиционного угла являются изменения размеров пылевых частиц. Как следует из [16] рассеяние и поглощение для графитовых частиц разных размеров различны и зависят от длины волны. Даже небольшого уменьшения размеров пылинок (на 15—20%) достаточно, чтобы эффективное сечение рассеяния уменьшилось почти в 2 раза при $\lambda > \lambda_{кр.}$, что вполне объясняет наблюдаемое падение поляризации объекта на фазах максимального блеска, причем ход $p(i)$ не должен меняться.

Из рис. 2 следует, что $p(\lambda)$ во всем рассмотренном интервале длин волн для двух фазовых интервалов различаются. В области $\lambda < 0.9$ мкм кривые 1 и 2 подобны; поэтому кривая 2, в соответствии с [16] свидетельствует о прохождении света через среду ориентированных частиц с размером, несколько меньшим 0.1 мкм ($\sim 0.07 - 0.08$ мкм). В области $\lambda > 0.9$ мкм поляризованное излучение можно представить в виде суммы двух компонент: а) практически не меняющейся с λ компонентой ($\sim 18\%$); она соответствует аналогичному поведению сечения сечения стинкции на пылинках с $a \approx 0.1$ мкм, б) компоненты с $p(\lambda) \sim \lambda^{-4} + \lambda^{-3}$ (по величине составляющей $\sim 5 - 6\%$); она определяется прохождением света через среднюю часть частиц с размерами, близкими к релеевским.

Кривая 2 по сравнению с кривой 1 соответствует изменению температуры фотосферы на $100 - 200^\circ$. При $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, как показано в [21], при температуре ~ 1800 К существует плато на фазовой диаграмме конденсации графитовых частиц в фотосфере углеродной звезды. В области плато даже малые изменения температуры приводят к резко различающимся состояниям пыли в фотосфере. Представляется вполне вероятным, что в фазах блеска, соответствующих кривой 1, функция распределения частиц пыли по размерам имеет максимум вблизи $a \approx 0.1$ мкм при пренебрежимо малом количестве частиц, близких по размерам к релеевским. В период максимума блеска (кривая 2) повышение температуры приводит к изменению функции распределения пылевых частиц таким образом, что доля релеевских частиц становится заметной, хотя средний размер изменяется

незначительно (примерно на 15—20%). Это, по-видимому, и объясняет различие форм кривых 1 и 2.

Заключение. Анализ поляризационных наблюдений IRC+10216 показал, что для объяснения большой поляризации объекта необходима выстроенность частиц в оболочке, через которую к наблюдателю проходит изначально неполяризованное излучение от звезды. Из рассмотренных механизмов ориентации парамагнитная релаксация вблизи фотосферы при сравнительно больших полях ($B \geq 35^3$ Гс) является наиболее очевидной с точки зрения скорости выстраивания частиц по сравнению с дезориентирующим фактором теплового движения газа. Подтверждение наличия магнитного поля могут дать наблюдения циркулярной поляризации, которая по нашим оценкам может достигать 3—4% в случае IRC+10216.

Периодическая переменность степени поляризации объекта является результатом изменения размеров пылинок при их частичном испарении в фазах максимального блеска объекта.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
Ленинградский государственный
университет

INTRINSIC POLARIZATION OF RADIATION OF THE INFRARED CARBON STAR IRC +10216 (CW LEO)

N. A. SILANT'EV, G. V. KHOZOV

It is shown that large polarization (18—25% at $\lambda \leq 0,9 \mu m$) of IRC +10216 may be produced by scattering of the starlight by aligned particles in the circumstellar environment. Three mechanisms of alignment due to paramagnetic relaxation radiative pressure and gas outflow are considered. The paramagnetic relaxation in the case of stellar magnetic fields higher than 35^3 gauss is the most probable mechanism considering the time of alignment of particles with desorientation by thermal gas.

Cyclic variability of the degree of polarization is explained by changes in sizes of particles while they are partly evaporated during the star's maximum light phases.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. J. Shawl, B. H. Zellner, *Ap. J.*, 162, L19, 1970.
2. В. А. Домбровский, Г. В. Холов, *Астрофизика*, 8, 5, 1972.
3. Г. В. Холов, *Астрон. цирку.*, № 709, 1972.
4. Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, Л. В. Ларионова, *Труды АО ЛГУ*, 31, 123, 1975.
5. Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, С. Н. Никитин, *Труды АО ЛГУ*, 32, 61, 1976.
6. Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, Л. В. Ларионова, В. М. Ларионов, *Труды АО ЛГУ*, 33, 26, 1977.
7. Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, В. М. Ларионов, Л. В. Ларионова, *Труды АО ЛГУ*, 34, 68, 1978.
8. E. E. Becklin, J. A. Frogel, A. R. Hyland, J. Kristian, G. Neugebauer, *Ap. J.*, 158, L133, 1969.
9. H. M. Dyck, F. F. Forbes, S. J. Shawl, *Ap. J.*, 76, 901, 1971.
10. R. W. Carr, H. M. Dyck, *Ap. J.*, 175, 693, 1972.
11. А. Э. Долинов, Н. А. Силантьев, *Астрон. ж.*, 51, 489, 1974.
12. Н. М. Шаховской, *Астрон. ж.*, 40, 1055, 1963.
13. R. I. Toombe, E. E. Becklin, J. A. Frogel, S. K. Low, F. C. Porter, J. A. Westphal, *Ap. J.*, 173, L71, 1972.
14. А. Э. Долинов, Н. А. Силантьев, *ЖЭТФ*, 62, 100, 1972.
15. A. Z. Dolginov, N. A. Silant'ev, *Astrophys. Space Sci.*, 43, 337, 1976.
16. I. Bergeat, I. Lefevre, R. Kandel, M. Lunel, F. Sibille, *Astron. Astrophys.*, 52, 245, 1976.
17. М. Гринберг, *Межзвездная пыль*, Мир, М., 1970.
18. A. Z. Dolginov, I. G. Mytrophanov, *Astrophys. Space Sci.*, 43, 257, 1976.
19. А. Э. Долинов, Н. Г. Митрофанов, *Астрон. ж.*, 54, 1259, 1977.
20. L. J. Davies, J. L. Greenstein, *Ap. J.*, 114, 206, 1951.
21. E. E. Salpeter, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 1977.
22. Ю. Н. Гнедин, А. Э. Долинов, Н. А. Силантьев, *Астрон. ж.*, 49, 689, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.851

О СВЯЗИ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ С АССОЦИАЦИЯМИ, ГАЛАКТИЧЕСКИМИ СКОПЛЕНИЯМИ И ЭМИССИОННЫМИ ТУМАННОСТЯМИ

Г. Н. САЛУКВАДЗЕ

Поступила 15 декабря 1978

Приводятся результаты сравнения Абастуманского каталога кратных систем типа Трапеции с известными каталогами ассоциаций, скоплений и эмиссионных туманностей. Установлена принадлежность большого количества трапеций спектрального класса О—В2 к последним. При этом во многих случаях трапеции одновременно входят в ассоциации, скопления и эмиссионные туманности. Полученные результаты подтверждают вывод В. А. Амбарцумяна о молодости кратных звездных систем типа Трапеции.

В. А. Амбарцумян и Б. Е. Маркарян впервые ввели понятие о кратных звездных системах типа Трапеции и, вместе с тем, подчеркнули их космогоническое значение. Изучая О-ассоциацию вокруг Р Лебеда, они обнаружили в ней большое количество кратных систем типа Трапеции [1].

Важным этапом в изучении ассоциаций было обнаружение их ядер, представляющих собой галактические звездные скопления и краткие системы типа Трапеции.

Впоследствии Б. Е. Маркарян указал, что кратные системы типа Трапеции, главные звезды которых принадлежат к спектральным классам О и В, часто являются ядрами галактических скоплений типа О (по его же классификации) и играют очень важную роль в строении О-скоплений [2, 3].

С. Шарплесс на основе фотографий, полученных на обсерватории Маунт Вильсон, пришел к выводу, что трапеции особенно часто встречаются среди звезд типа О, которые связаны с эмиссионными туманностями. Из общего количества эмиссионных туманностей, в которых зафиксирована по крайней мере одна звезда раннего типа, приблизительно 40% содер-

жат кратную систему типа Трапеции, которая в то же самое время может быть членом большого скопления, содержащего другие О и В звезды или же группировки звезд раннего типа [4, 5].

В вышеупомянутых работах рассмотрен вопрос о наличии в галактических скоплениях, эмиссионных туманностях и ассоциациях кратных систем типа Трапеции, но выводы, полученные при этом, требуют подтверждения, поскольку они основываются на очень скудном статистическом материале. Например, в весьма важных работах Б. Е. Маркаряна [2, 3] зафиксировано всего 14 случаев принадлежности трапеций к скоплениям, из них десять — случаи раннего О-В2 спектрального класса; в работе С. Шарплесса [5] о связи трапеции с эмиссионными туманностями зафиксировано всего лишь десять случаев, включая трапеции, входящие в большую туманность Лебедя.

В нашей предыдущей работе [6] описывается новый каталог трапеций, содержащий 412 звездных систем, составленный на основе Индекс-каталога визуально-двойных звезд, и рассматривается вопрос о процентном содержании кратных систем типа Трапеции среди кратных звезд в зависимости от спектрального класса.

В настоящей работе мы попытались выяснить, какая часть кратных систем типа Трапеции данного спектрального класса входит в ассоциации, галактические скопления и эмиссионные туманности.

С целью установления принадлежности трапеций к ассоциациям, Абастуманский каталог был сравнен с чешским карточным каталогом ассоциаций и скоплений [7]. При этом считалось, как это общепринято, что ассоциации имеют размеры в пределах 30—200 пс.

Принадлежность кратных звездных систем типа Трапеции к галактическим скоплениям устанавливалась также сравнением между собой вышеупомянутых каталогов, а также со списком О-скоплений Б. Е. Маркаряна [3]. Мы считали Трапецию принадлежащей к скоплению в том случае, если она находилась от центра скопления на расстоянии не более 2 пс, т. е. исходили из того, что трапеции, находясь в скоплениях, должны являться их ядром.

В цитируемых нами работах Б. Е. Маркаряна о классификации открытых звездных скоплений при описании скоплений с ядрами отмечается, что среди них встречаются скопления с одним, двумя, а иногда и тремя ядрами [2, 3].

Действительно, из 41 трапеции, входящей в скопления, имеются три случая, когда в одно скопление входят две системы, и один случай — три системы (см. табл. 1).

Результаты сравнения Абастуманского каталога трапеций со списком О-скоплений Б. Е. Маркаряна [3] приведены в табл. 2.

Таблица 1

№	ADS или IDS	Спектральный класс	Скопление
1	552 00341N6125	O8V	An(Berkeley 3)
2	2165 02439N6008		IC 1848
3	05217N3544 05217N3541 05221N3542		NGC 1912
4	5316 5372		NGC 2264

Из 41 трапеции, входящей в различные скопления, меньше половины входят в известные O-скопления. В остальные входят скопления других типов.

Таблица 2

№	№ по Маркауну	ADS или IDS	Спектральный класс
1	1	719	O6
2	2	906	
3	3	1237	B3 III
4	8	2165	O8 V
5	9	2783	BO 5 III
6	10	2984	BO II—III
7	14	4185	O8 V N
8	15	5165	O6
9	16	5316	B3 V
10		5322	O7
11	17	5 77	O9 III
12	22	10408S5850	B
13	23	10412S5910	O8.0 V
14	30	16338S4834	O7
15	33	17282S3231	O7
16	38	11193	B2 II b
17	43	13374	WN 5+O5 5 III
18	44	13625	B1 III
19	47	15184	

Связь с эмиссионными туманностями была установлена путем сравнения Абастуманского каталога трапеций с четырьмя основными каталога-

ми эмиссионных туманностей, какими являются каталоги В. Ф. Газе и Г. А. Шайна [8], С. Шарплесса [9], С. Гама [10], А. Роджерса и др. [11].

Распределение по спектральным классам кратных систем типа Трапеции, входящих в ассоциации, скопления и эмиссионные туманности, дано в табл. 3.

Таблица 3

Спектральные классы	Количество наблюдаемых трапеций	Количество трапеций, входящих в		
		ассоциации	скопления	эмисс. туманн.
O	17	12	13	13
B0—B2	22	15	8	7
B3—B5—B	23	12	6	7
B8—B9	25	8	2	1
Неизвестный спектр	146	32	12	7

Рассмотрение первых двух строк табл. 3 показывает, что из общего количества наблюдаемых трапеций, главные звезды которых относятся к спектральному классу O-B2, по отдельности входят: в ассоциации — 70%, в скопления — 54%, в эмиссионные туманности — 51%. При этом очевидно, что большинство трапеций входят одновременно в два или во все три указанных объекта.

Рассмотрение остальных строк табл. 3 показывает, что среди трапеций с главными звездами спектральных классов B3-B9 и неизвестного спектрального класса имеется ощутимое количество трапеций, входящих в ассоциации, а количество трапеций, входящих в скопления и эмиссионные туманности, сильно уменьшилось.

Для более наглядного представления о принадлежности каждой индивидуальной трапеции к двум или всем трем названным объектам данные сравнения приведены в табл. 4.

В табл. 4 буквы S, G, R соответственно обозначают каталоги С. Шарплесса, С. Гама, А. Роджерса и др.

Табл. 4 показывает, что из 87 трапеций спектрального класса O и B (см. табл. 3) 58 систем, т. е. 68%, входят в ассоциации, скопления и эмиссионные туманности.

Из 58 систем 34 составляют трапеции спектральных классов O-B2 при их общем количестве 39. Из 34 случаев в 10 случаях трапеция одновременно входит в ассоциации, галактические скопления и эмиссионные туманности; в 14 случаях — в ассоциации и скопления; в 17 случаях — в ассоциации и эмиссионные туманности; в 13 случаях — в скопления и эмиссионные туманности; в 6 случаях — только в ассоциации; в 4 случаях — только в скопления; ни в одном случае трапеция не входит только лишь в эмиссионные туманности.

Таблица 4

№	ADS или IDS	Спектральный класс	Ассоциации	Скопления	Туманность
1	2	3	4	5	6
1	307	B0 IV	Cas III		
2	552		Cas III	An(Berkeley 3)	
3	423		Cas OB14	NGC 133	
4	00341N6125		Cas OB14	An(Berkeley 3)	
5	719	O6		NGC 281	184 S
6	506		Cas OB1	NGC 366	
7	984		Cas OB1		
8	1209	B5 Ib	Cas OB8	NGC 581	
9	1237	B3 III	Cas OB8	An(Trumpler 1)	
10	1911	B6 Ia	Per OB1		
11	2165	O8 V	Cas OB6	IC 1848	199 S
12	02439N6008		Cas OB6	IC 1848	199 S
13	2426	B3 V	Cam OB1	An(Stock 23)	
14	2984	B0 II	Cam OB1	NGC 1502	
15	2783	B0 III		NGC 1444	
16	2843	B1	Per OB2		
17	05013N3655	B8		NGC 1778	
18	3941	B3 V	Orion OB1		276 S
19	4186	O8 V N	Orion OB16	NGC 1976	281 S
20	4240		Orion OB1		277 S
21	4241	O9 V	Orion OB1		277 S
22	05217N3544		Aur OB1	NGC 1912	
23	05217N3541		Aur OB1	NGC 1912	
24	05221N3542		Aur OB1	NGC 1912	
25	4112		Aur OB1	NGC 1931	237 S
26	05432N1902				57 R
27	05458N3232			NGC 2099	
28	4728	B1 V		NGC 2169	
29	06177N0857	B8	Mon OB1		
30	5316	B3 V	Mon OB1	NGC 2264	273 S
31	5322	O7	Mon OB1	NGC 2264	273 S
32	5165	O6	Mon OB2	NGC 2244	275 S
33	06306N0523	B0 V	Mon OB2		
34	06412N0358		Mon OB2		
35	06396N0004				284 S
36	5977	O9 III		NGC 2362	310 S
37	07497S2646		Pup OB1	An(Ruprecht 41)	

Таблица 4 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
38	08074S3531	B ⁹	Pup OB3		
39	08351S4624	B ⁹	Vela OB1		
40	08357S4552	B1 V	Vela OB1	An(Pishmich 6)	
41	08535S4252	B3 V	Vela OB1		
42	10314S5924		Car OB1		
43	10390S5941		Car OB1		
44	10408S5850	B	Car OB1	An(Trumpler 15)	33 G
45	10412S5910	O3 V	Car OB1	An(Trumpler 16)	33 G
46	10434S5534		Car OB1		
47	11108S6043	WN5	Car OB2	NGC 3603	38 G
48	11596S6126	B8 Ib	Cru OB1		
49	14204S5911	B0 I		NGC 5606	
50	15075S5842	B2 Ia		An(Pishmich 20)	
51	16114S5009	B9		An(Lynga 8)	
52	16322S4909	B1 IV			53 G
53	16338S4839	O7	Ara OB1	NGC 6193	
54	16365S4719	B5	Ara OB1	NGC 6200	108 R
55	16500S4021	O6	Sco OB1	An(Trumpler 24)	
56	17282S3231	O7		NGC 6383	12 S
57	17565S2415	B3			72 G
58	11169	B8 Ia	Sgr OB7		
59	11168	B3	Sgr OB4		41 S
60	11193	B2 IIb	Sgr OB4	An(Markarian 38)	41 S
61	18048S1647	B0 II	Sgr OB6		
62	18059S1607	B9	Sgr OB6		
63	18276S0849		Sep OB2		
64	18301S1251		Sct OB3		
65	12696	B5 V			
66	19360N3023		Cyg OB5		
67	19462N3012		Cyg OB5		
68	13117	B5 V	Cyg OB5		
69	13292	B2	Cyg OB3		109 S
70	13312	O5 f	Cyg OB3		109 S
71	13374	WN5	Cyg OB3	NGC 6871	109 S
72	13625	B1 III	Cyg OB1	IC 4996	109 S
73	13783	B8 V	Cyg OB9		109 S
74	14550		Cyg OB4		109 S

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6
75	21109N3547		Cyg OB4		
76	14831	B2 V _o	Cyg OB4		
77	14969	B0 Ib	Cyg OB4		118 S
78	14526	B0	Cyg OB6		107 S
79	21032N4607		Cyg OB6		109 S
80	13732		Cyg OB7		
81	14071		Cyg OB7		
82	20574N5406		Cyg OB7		
83	22261N3635		Lac OB1		
84	16095	B1 V _o	Lac OB1		126 S
85	16381	B2 IV	Lac OB1		
86	15560		Cep-Lac OB1		
87	15713		Cep-Lac OB1		
88	2226CN5454		Cep-Lac OB1	An(Berkeley 96)	
89	22312N5431		Cep-Lac OB1		
90	15184	O6	Cep OB2	IC 1396	131 S
91	16474	B8p	Cep OB5		
92	23235N5947		Cas OB9		
93	16795	B3 V	Cas OB9		

Вышеприведенные результаты рассмотрения табл. 3 и 4 приводят к следующим заключениям:

а) Принадлежность трапеций к ассоциациям является их распространенным свойством. Часто в одну ассоциацию входят от двух до пяти кратных звездных систем типа Трапеции.

б) Среди кратных звезд типа Трапеции спектрального класса O-B2 большой процент является ядрами галактических скоплений.

в) Большое количество трапеций спектрального класса O-B2 входит в эмиссионные туманности, среди них многие являются возбуждающими звездами туманностей.

г) Во многих случаях трапеции спектрального класса O-B2 входят одновременно в ассоциацию, скопление и эмиссионную туманность.

Установление нами принадлежности большого количества трапеций к ассоциациям, а также выявление многоядерных ассоциаций являются подтверждением вывода В. А. Амбарцумяна [12] о том, что внутри ассоциаций звезды образуются не все вместе, а отдельными группами: скоплениями, системами типа Трапеции.

Заключения, полученные в данной работе относительно принадлежности трапеций к галактическим скоплениям и к эмиссионным туманностям,

полностью подтверждают вывод о молодости кратных звездных систем типа Трапеции [13].

В июне 1978 г. получен журнал *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 3, mayo 1977, в котором сообщается о составлении Каталога кратных систем типа Трапеции, но Каталог пока не опубликован, и, к сожалению, мы не могли пользоваться им при выполнении настоящей работы.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценные советы.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

ON THE RELATION OF TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS WITH ASSOCIATIONS, GALACTIC CLUSTERS AND EMISSION NEBULAE

G. N. SALUKVADZE

The results of comparison of the Abastumani Catalogue of Trapezium Type Multiple Systems with known catalogues of associations, clusters and emission nebulae are presented. The belonging of a large number of O—B2 Trapezia to the latter is established. In many cases the Trapezia being at the same time members of associations, clusters and emission nebulae. The results obtained confirm V. A. Ambartsumian's conclusion on Trapezium type stellar systems to be young.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 2, 3, 1949.
2. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 5, 3, 1950.
3. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 9, 3, 1951.
4. S. Sharpless, *Vistas in Astronomy*, 8, 127, 1966.
5. S. Sharpless, *Ap. J.*, 119, 334, 1954.
6. Г. Н. Салуквадзе, *Астрофизика*, 14, 57, 1978.
7. G. Alter, J. Ruprecht, V. Vanysec, *Catalogue of Star Clusters and Associations*, 1970, Budapest.
8. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн, *Изв. Крымской обс.*, 15, 11, 1955.
9. S. Sharpless, *Ap. J.*, Suppl. ser., 41, 257, 1959.
10. C. S. Gum, *Mem. R. A. S.*, 67, 155, 1955.
11. A. W. Rodgers, C. T. Campbell, J. B. Whitteak, *M. N.*, 121, 103, 1960.
12. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН СССР, сер. физическая*, 14, 15, 1950.
13. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 1, 1954.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.877

УРАВНЕНИЯ ЗВЕЗДНОЙ КОНВЕКЦИИ. I. ОСРЕДНЕНИЕ ПО АНСАМБЛЮ

В. И. КОВШОВ

Поступила 26 июня 1978

Пересмотрена 30 января 1979

Представлены упрощенные полные и осредненные по ансамблю уравнения гидродинамики сжимаемого и излучающего газа, предназначенные для описания турбулентной конвекции в звездах. Уравнение энергии упрощено в предположении малости относительных пульсаций термодинамических величин. Показано, что необходимым условием такого приближения является малость временных и пространственных масштабов турбулентных гулсаций по сравнению с временными и пространственными шкалами конвектирующей среды по температуре и давлению.

1. *Введение.* Как известно, конвективные движения в звездах характеризуются очень большими числами Рейнольдса Re . Поэтому они турбулентны и обладают громадным числом степеней свободы $\sim Re^{3/4}$ [1]. Так, для солнечной конвекции $Re \sim 10^9 \div 2 \times 10^{13}$ (см. Приложение) и $Re^{3/4} \sim 10^{20} \div 10^{30}$. Необходимость статистического описания гидродинамических полей звездной конвекции при этом очевидна.

Между тем, в работах [2—3] предлагается индивидуальное описание гидродинамических полей звездной конвекции. Чтобы обойти принципиальные трудности такого подхода, в [2] решено конвективные возмущения аппроксимировать разложением по умеренному числу ортогональных функций горизонтальных координат, а в [3] — одной модой. Такое приближение искусственно стабилизирует горизонтальную структуру конвективных возмущений с подавлением почти всей ее степеней свободы. А это неминуемо приводит к частичной стабилизации вертикальной структуры конвективных возмущений. Поэтому корректное использование такого приближения требует введения эффективной турбулентной диффузии энергии и импульса. К необходимости введения турбулентной вязкости привели и

сами расчеты в [3]. Но это уже будет поворотом в сторону статистического описания.

Статистическое описание турбулентной конвекции в звездах требует вывода уравнений, описывающих средние движения сжимаемого и излучающего газа. Строгий вывод таких уравнений дается теоретико-вероятностным осреднением исходных уравнений гидротермодинамики, то есть осреднением по статистическому ансамблю аналогичных течений [4]. Начиная с Рейнольдса [5], подобное осреднение обычно дается для несжимаемой жидкости [6—8]. С учетом сжимаемости осредненные уравнения оказываются сложными для дальнейшей трактовки [4].

В работе [9], однако, было показано, что и в сжимаемом случае можно получить достаточно простые осредненные уравнения, если сделать следующие два шага. Первый шаг касается описания средних движений с помощью массовой скорости газа (см. также [10]). Этот шаг является решающим для упрощения осредненных уравнений движения и непрерывности. Второй шаг заключается в предположении малости турбулентных пульсаций термодинамических величин и линеаризации по ним уравнения энергии. В отличие от первого шага он применим к ограниченному классу гидродинамической турбулентности. Такой случай назван квазилинейным приближением [11]. Однако его следует отличать от другого квазилинейного приближения [12], где малыми считаются и пульсации скорости.

Цель настоящей работы — обосновать упрощения исходных и осредненных по ансамблю уравнений гидротермодинамики сжимаемого и излучающего газа, предназначенных для описания турбулентной конвекции в звездах. При упрощении осредненных уравнений мы будем следовать методу работы [9], но в то же время разовьем его в следующих направлениях. Во-первых, путем выявления необходимых условий квазилинейного приближения и масштабного анализа уравнения энергии будут обоснованы его дальнейшие упрощения, важные для замыкания системы осредненных уравнений. Во-вторых, будет учитываться лучистый и молекулярный теплоперенос, внутреннее выделение тепла, а также теплообмен турбулентных пульсаций, играющий в ряде случаев значительную роль [13].

Упрощение исходных и осредненных уравнений намного облегчает замыкание системы осредненных уравнений звездной конвекции, которое будет представлено в следующей статье. Результирующая полная система осредненных уравнений была положена в основу приближенной теории упорядоченной конвекции в звездах [14] и апробирована на расчетах ячейковой модели солнечной грануляции [15].

2. Исходные уравнения. Перечислим основные условия и предположения, позволяющие разумно упростить и замкнуть исходную систему уравнений гидротермодинамики, описывающую случайные поля гидродинамических

величин звездной конвекции. Будем рассматривать звезды без вращения и магнитного поля (а, б). Введем условие локального термодинамического равновесия и примем однородный химический состав конвективной зоны (в, г). При этом все термодинамические величины будут функциями только двух из них, выбранных в качестве независимых переменных, например, давления p и абсолютной температуры T . Используем приближение серой атмосферы и приближение Каулинга [16], исключающее возмущения гравитационного потенциала φ от конвективных возмущений (д, е) (см. еще [17]).

Основные уравнения гидротермодинамики запишем с учетом лучистой [18, 19] и молекулярной [1] диффузий энергии и импульса. В инерциальной прямоугольной системе координат (x_1, x_2, x_3) при условиях (а—д) они имеют вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = - \frac{\sigma}{\partial x_n} (\rho v_n), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_m) = - \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho^2 v_{mn} + \rho v_m v_n - \tau_{mn}) - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial x_n}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = Q - \frac{\partial}{\partial x_n} \left(F_n - \chi_c \frac{\partial T}{\partial x_n} + Q_n - v_n \tau_{nn} \right) + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (2.3)$$

где

$$\tau_{mn} = \eta \left(\frac{\partial v_m}{\partial x_n} + \frac{\partial v_n}{\partial x_m} - \frac{2}{3} \delta_{mn} \frac{\partial v_q}{\partial x_q} \right) + \zeta \delta_{mn} \frac{\partial v_q}{\partial x_q}, \quad (2.4)$$

$$E = \rho \left(e + \frac{v^2}{2} + \varphi \right), \quad (2.5)$$

$$Q_n = \rho v_n \left(w + \frac{v^2}{2} + \varphi \right) = v_n (E + p), \quad (2.6)$$

$$w = e + \frac{p}{\rho}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial F_n}{\partial x_n} = 4\pi k (B - J), \quad (2.8)$$

$$B = \frac{3}{8} T^4, \quad (2.9)$$

$$J = \int B \exp \left\{ - \int_0^{\hat{r}} k dr' \right\} \frac{k dr}{4\pi r^2} \quad (2.10)$$

($m, n, q = 1, 2, 3$). Здесь t — время; ρ, e и w — плотность, внутренняя энергия и энтальпия; χ_i и k — коэффициенты молекулярной теплопроводности и поглощения на единицу объема; η и ζ — коэффициенты первой и второй динамической вязкости; σ — постоянная Стефана-Больцмана; B и J — интегральные функция Планка и средняя интенсивность излучения; E и Q — полная энергия газа и мощность внутреннего источника тепла на единицу объема; v_n, F_n и Q_n — компоненты скорости, лучистого и ксинективного потоков энергии; δ_{mn} и σ_{mn} — тензоры Кронекера и вязких напряжений. Давление p и коэффициенты вязкости η и ζ равны сумме их молекулярных и лучистых составляющих. В (2.10) интеграл в фигурных скобках берется вдоль одного текущего направления $r = x' - x$, где x' — текущая точка и в этом направлении; внешний интеграл берется по всему излучающему объему с элементом $dr = r^2 dr d\Omega$, где Ω — телесный угол. Все термодинамические функции считаются известными функциями p и T :

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(p, T), \quad e = e(p, T), \quad k = k(p, T), \quad Q = Q(p, T), \\ \chi_i &= \chi_i(p, T), \quad \eta = \eta(p, T), \quad \zeta = \zeta(p, T). \end{aligned} \quad (2.11)$$

С учетом (2.4) — (2.11) уравнения (2.1) — (2.3) образуют полную систему уравнений гидротермодинамики относительно неизвестных $v(x, t)$, $p(x, t)$ и $T(x, t)$.

Согласно масштабному анализу уравнений свободной конвекции [20], члены с вязкими напряжениями в уравнениях движения и энергии пренебрежимо малы соответственно при условиях

$$\bar{C}_4 \ll \bar{\varepsilon} \quad \text{или} \quad Re^{-1} = \frac{\nu k_0}{v_0} \ll 1 \quad (2.12)$$

и

$$\frac{\bar{C}_4}{k_0 H} \ll \bar{\varepsilon} \quad \text{или} \quad \frac{\nu}{v_0 H} \ll 1, \quad (2.13)$$

где

$$\bar{C}_4 = \nu k_0 \sqrt{\frac{k_0}{g}}, \quad v_0 = \bar{\varepsilon} \sqrt{\frac{g}{k_0}}, \quad H = \frac{p}{\rho g}, \quad \nu = \frac{\eta}{\rho}. \quad (2.14)$$

Здесь v_0 и k_0 — масштабы скоростей и волновых чисел конвективных возмущений. $\bar{\varepsilon}$ — масштаб относительных возмущений температуры, g — ускорение силы тяжести, H — высота однородной атмосферы. Условие (2.12) хорошо известно как условие больших чисел Рейнольдса, заведомо

выполняющееся в звездах [21]. Условие же (2.13) физически означает малость диссипативного притока тепла по отношению к конвективному (это легко показать).

В Приложении даны оценки чисел Re^{-1} и $\nu/v_0 H$ для солнечной конвекции с учетом лучистой вязкости. Используются современные наблюдательные данные и модели конвективной зоны Солнца. Как видно, условия (2.12) и (2.13) выполняются с большим запасом. С учетом диссипации энергии мелкомасштабных и турбулентных пульсаций и их вязких напряжений члены с σ_{mn} в уравнениях движения (2.2) и энергии (2.3) могут быть на один-два порядка больше. Однако они все равно остаются пренебрежимо малыми, и их можно опустить:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_m) = - \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho b_{mn} + \rho T_{mn} v_n) - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial x_m}, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = Q - \frac{\partial}{\partial x_n} \left(F_n - \epsilon_n \frac{\partial T}{\partial x_n} + Q_n \right) + \gamma \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (2.16)$$

Наряду с (2.16) будем также использовать уравнение энергии

$$\rho T \frac{ds}{dt} = A \equiv Q - \frac{\partial}{\partial x_n} \left(F_n - \epsilon_n \frac{\partial T}{\partial x_n} \right) \quad (2.17)$$

или

$$c_p \rho \left(\frac{dT}{dt} - \gamma \frac{dp}{dt} \right) = A, \quad (2.18)$$

вытекающее из (2.16) с помощью уравнений (2.1), (2.15) и термодинамических соотношений [22]

$$T ds = de + p d \left(\frac{1}{\rho} \right) = c_p (dT - \gamma dp). \quad (2.19)$$

Здесь s — удельная энтропия,

$$c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial w}{\partial T} \right)_p, \quad \gamma = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s = - \frac{1}{c_p \rho} \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_p. \quad (2.20)$$

В силу (2.7), (2.11), (2.19) и (2.20) считаем известными функции

$$s = s(p, T), \quad c_p = c_p(p, T), \quad \gamma = \gamma(p, T). \quad (2.21)$$

3. *Осредненные уравнения.* Введем скорость локального центра инерции или массовую скорость газа

$$\mathbf{u} = \overline{\rho \mathbf{v}} / \rho_0, \quad (3.1)$$

где черта сверху и индекс нуль снизу означают среднее по ансамблю. Полную скорость газа представим в виде

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \xi, \quad (3.2)$$

где ξ — пульсация скорости, удовлетворяющая условию

$$\overline{\xi} = 0. \quad (3.3)$$

Тогда осреднение уравнений непрерывности (2.1) и движения (2.15) с учетом условий (е) и Рейнольдса [4, § 3] дает уравнения, по-видимому, впервые полученные в работе [9],

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_0 u_n), \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 u_n) = - \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_0 \overline{u_n u_n} + \rho_0 u_n u_n + \rho_0 \overline{u_n \xi_n}) - \rho_0 \frac{\partial \pi}{\partial x_n}. \quad (3.5)$$

Выбор массовой скорости $\mathbf{u}$ для описания средних движений обусловлен следующими причинами. Во-первых, он удовлетворяет требованию достаточной простоты осредненных уравнений (такое требование является основным при выборе способа осреднения в теории турбулентности [4]). Во-вторых, массовая скорость является естественным обобщением на турбулентную среду обычной скорости континуума в механике сплошной среды. В самом деле, переход к описанию средних движений в турбулентной среде аналогичен переходу к описанию движений континуума в молекулярной среде [1]. О движениях же континуума мы судим по перемещениям малых элементов среды, приписывая им скорости их центров масс. Полный импульс такого элемента представляется произведением полной массы элемента на скорость, которая в пределе и является скоростью локального центра инерции молекул. При выводе уравнений гидродинамики, исходя из кинетического уравнения Больцмана, скорость континуума также определяется как скорость локального центра инерции молекул [23].

При осреднении уравнения энергии (2.16) с выражениями (2.5) — (2.10) воспользуемся квазилинейным приближением [9, 11]. Для этого представим давление и температуру газа в виде

$$p = p_0 + p_1, \quad T = T_0 + T_1, \quad (3.6)$$

где p_1 и T_1 — их пульсации, удовлетворяющие условию

$$\overline{p_1} = \overline{T_1} = 0. \quad (3.7)$$

Относительные пульсации давления и температуры будем предполагать малыми и порядок их величины измерять параметром $\lambda \ll 1$:

$$\frac{p_1}{p_0} = O(\lambda), \quad \frac{T_1}{T_0} = O(\lambda). \quad (3.8)$$

Квазилинейное приближение [9, 11] в нашей терминологии сводится к линейзации уравнения энергии по λ . Линейзация любой термодинамической величины $\omega(p, T) = \omega(p_0 + p_1, T_0 + T_1)$ дает

$$\omega = \omega_0 + \omega_1, \quad (3.9)$$

где

$$\omega_0 = \omega(p_0, T_0), \quad (3.10)$$

$$\omega_1 = \omega_p \left(\nu_0^* \frac{T_1}{T_0} + \nu_0^* \frac{p_1}{p_0} \right), \quad (3.11)$$

Здесь ω_0 и ω_1 — среднее значение и пульсация величины ω ,

$$\nu^* = \left(\frac{\partial \ln \omega}{\partial \ln T} \right)_p, \quad \nu^* = \left(\frac{\partial \ln \omega}{\partial \ln p} \right)_T. \quad (3.12)$$

Линейзация же выражения (2.8) дает (сравни [24])

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{F}_n}{\partial x_n} = & \left(1 + \frac{k_1}{k_0} \right) \frac{\partial \bar{F}_n}{\partial x_n} + 4 \left(B_0 \frac{T_1}{T_0} - \int B_0 \frac{T_1}{T_0} e^{-\tau_0} \frac{k_0 dr}{4\pi r^2} \right) - \\ & - \int \left(\nu_0^* \frac{T_1}{T_0} - \int_0^r \nu_0^* \frac{T_1}{T_0} k_0 dr' \right) B_0 e^{-\tau_0} \frac{k_0 dr}{4\pi r^2} - \\ & - \int \left(\nu_0^* \frac{p_1}{p_0} - \int_0^r \nu_0^* \frac{p_1}{p_0} k_0 dr' \right) B_0 e^{-\tau_0} \frac{k_0 dr}{4\pi r^2}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где

$$\frac{\partial \bar{F}_n}{\partial x_n} = 4\pi k_0 \left(R_n - \int B_0 e^{-\tau_0} \frac{k_0 dr}{4\pi r^2} \right), \quad (3.14)$$

$$\tau_0 = \int_0^r k_0 dr'. \quad (3.15)$$

В результате, осредненное уравнение энергии будет

$$\frac{\partial \bar{E}_a}{\partial t} = Q_0 - \frac{\partial}{\partial x_n} \left(\bar{F}_n - \nu_{r0} \frac{\partial T_c}{\partial x_n} + \bar{Q}_n \right) + \nu_0 \frac{\partial \tau}{\partial t}, \quad (3.16)$$

где

$$E_0 = \rho_0 \left(e_0 + \frac{u^2}{2} + \frac{1}{2\rho_0} \overline{\rho \xi^2} + \varphi \right), \quad (3.17)$$

$$\overline{Q_n} = u_n (E_0 + p_0) + \rho_0 \overline{\xi_n w_1} + \frac{1}{2} \overline{\xi_n (\rho \xi^2)} + u_m \overline{\rho \xi_m \xi_n}. \quad (3.18)$$

4. *Необходимые условия квазилинейного приближения.* Наряду с (3.16)—(3.18) будем также использовать уравнение энергии для средних полей, вытекающее из осреднения уравнения (2.17) или (2.18). Однако в зависимости от вида и порядка осреднения этих уравнений результирующие уравнения для средних полей отличаются на некоторые малые слагаемые, невязки, одинаковой структуры. Как погрешности квазилинейного приближения они должны иметь порядок малости λ^2 . Отсюда вытекают необходимые условия квазилинейного приближения

$$r_* |\nabla \ln T_0| = O(\lambda), \quad r_* |\nabla \ln p_0| = O(\lambda), \quad (4.1)$$

$$\Theta_* \frac{\partial \ln T_0}{\partial t} = O(\lambda), \quad \Theta_* \frac{\partial \ln p_0}{\partial t} = O(\lambda), \quad (4.2)$$

$$G_0 = \frac{Q_0 \Theta_*}{c_{p0} \rho_0 T_0} = O(\lambda), \quad (4.3)$$

где r_* и Θ_* — масштабы эффективных размеров и времен жизни турбулентных пульсаций. Условия (4.1) и (4.2), с одной стороны, означают, что относительные перепады температуры и давления в среднем потоке на перемещениях и за время жизни пульсаций должны быть такого же порядка малости, как T_1/T_0 и p_1/p_0 (3.8). С другой стороны, они означают малость временных и пространственных масштабов турбулентных пульсаций по сравнению с временными и пространственными шкалами конвектирующей среды по температуре и давлению. Это ясно характеризует класс турбулентности, для которого возможно использование квазилинейного приближения. Условие (4.3) налагает еще ограничение на мощность внутреннего источника тепла. Оно требует малости безразмерного комплекса G_0 , измеряющего отношение тепла, выделяемого внутренним источником в единице объема за время жизни пульсации, к полному теплосодержанию единицы объема.

Необходимые условия квазилинейного приближения (4.1)—(4.3) будут использованы нами для дополнительных упрощений уравнения энергии. А пока мы перейдем к их выводу. Для этого осредним уравнения (2.17) и (2.18), предварительно с помощью (2.1) записав их в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho s) + \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho v_n s) = -\frac{A}{T}, \quad (4.4)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho T) + \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho v_n T) \right] - \gamma \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho p) + \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho v_n p) \right] = \frac{A}{c_p}. \quad (4.5)$$

После осреднения в квазилинейном приближении эти уравнения с помощью (3.4) приводятся к виду

$$\frac{\partial s_0}{\partial t} + u_n \frac{\partial s_0}{\partial x_n} = \frac{1}{\rho_0 T_0} \left[A_0 - T_0 \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_0 \bar{\varepsilon}_n s_1) \right], \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial s_0}{\partial t} + u_n \frac{\partial s_0}{\partial x_n} = & \frac{1}{\rho_0 T_0} \left\{ A_0 - c_{p0} \left[\frac{\partial}{\partial x_n} \left(\frac{T_0}{c_{p0}} \rho_0 \bar{\varepsilon}_n s_1 \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \rho_0 \left(\bar{\varepsilon}_n p_1 \frac{\partial \gamma_0}{\partial x_n} - \bar{\varepsilon}_n \gamma_1 \frac{\partial p_0}{\partial x_n} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

где

$$A_0 = Q_0 - \frac{\partial}{\partial x_n} \left(\bar{F}_n - \gamma_{c0} \frac{\partial T_0}{\partial x_n} \right). \quad (4.8)$$

При этом следует учесть, что в квазилинейном приближении

$$\frac{\partial s_0}{\partial t} = \frac{c_{p0}}{T_0} \left(\frac{\partial T_0}{\partial t} - \gamma_0 \frac{\partial p_0}{\partial t} \right), \quad \frac{\partial s_0}{\partial x_n} = \frac{c_{p0}}{T_0} \left(\frac{\partial T_0}{\partial x_n} - \gamma_0 \frac{\partial p_0}{\partial x_n} \right), \quad (4.9)$$

$$s_1 = \frac{c_{p0}}{T_0} (T_1 - \gamma_0 p_1), \quad (4.10)$$

$$\gamma_1 \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_0 \bar{\varepsilon}_n p_0) = \rho_0 \bar{\varepsilon}_n \gamma_1 \frac{\partial p_0}{\partial x_n}. \quad (4.11)$$

Равенства (4.9) и (4.10) записаны согласно (2.19), (3.10) и (3.11), а равенство (4.11) — в силу первого порядка малости величины

$$\frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_0 \bar{\varepsilon}_n) = - \frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_1 v_n), \quad (4.12)$$

полученной вычитанием (2.1) и (3.4). Умножая (4.6) и (4.7) на Θ_0/c_{p0} и вычитая их, найдем

$$\frac{s_1}{c_{p0}} (\bar{\varepsilon} \nabla) \ln \frac{T_0}{c_{p0}} + \nabla_{s0} \frac{p_1}{p_0} (\bar{\varepsilon} \nabla) \ln \gamma_0 - \nabla_{s0} \frac{\gamma_1}{\gamma_0} (\bar{\varepsilon} \nabla) \ln p_0 = 0, \quad (4.13)$$

где $\nabla_{s0} = \rho_0 \gamma_0 / T_0$. Это равенство, вытекающее из требования тождественности уравнений (4.6) и (4.7), не может быть тождеством в силу независимости слагаемых. Поэтому выражения (4.13) и каждое слагаемое в нем должны иметь порядок малости λ^2 — точности, с которой были получены уравнения (4.6) и (4.7).

Аналогичный результат дает различный порядок осреднения одного уравнения (2.17). Так, если его осреднить в квазилинейном приближении после деления на T , то получим уравнение

$$\frac{\partial s_n}{\partial t} + u_n \frac{\partial s_0}{\partial x_n} = \frac{1}{\rho_0 T_0} \left(A_0 - T_0 \rho_0 \overline{\xi_n \frac{\partial s_1}{\partial x_n}} \right), \quad (4.14)$$

совпадающее с (4.6) в силу (4.12). Если же его осреднить сразу или после деления на ρT , то получим уравнения, совпадающие с (4.14) только при

$$\mathcal{H}_* \overline{\frac{T_1}{T_0} (\xi \nabla) \ln s_0} = 0 \text{ или } \mathcal{H}_* \overline{\frac{\rho_1}{\rho_0} (\xi \nabla) \ln s_0} = 0. \quad (4.15)$$

Эти равенства не могут быть тождествами и в действительности означают, что величины (4.15) имеют порядок малости λ^2 .

Выражая градиенты средних термодинамических величин в невязках (4.13) и (4.15) через градиенты T_0 и ρ_0 подобно (4.9), можно с точностью до безразмерных множителей порядка 1 привести их к величинам

$$\mathcal{H}_* \overline{\frac{\omega_1}{\omega_0} (\xi \nabla) \ln T_0}, \quad \mathcal{H}_* \overline{\frac{\omega_1}{\omega_0} (\xi \nabla) \ln \rho_0}, \quad (4.16)$$

где ω — любая термодинамическая величина. Поскольку эти невязки имеют порядок малости λ^2 , а $\omega_1/\omega_0 = O(i)$, то величины $\mathcal{H}_* (\xi \nabla) \ln T_0$ и $\mathcal{H}_* (\xi \nabla) \ln \rho_0$ должны иметь порядок малости λ , что и выражают условия (4.1). Условия же (4.2) и (4.3) вытекают в квазилинейном приближении из условий (3.8) и (4.1). Это следует из масштабного анализа уравнения энергии, приводимого ниже.

5. Масштабный анализ уравнения энергии. Линеаризуем уравнение (2.17) по параметру λ :

$$\rho_0 T_0 \left[\left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} + \frac{T_1}{T_0} \right) \frac{ds_0}{dt} + \frac{ds_1}{dt} \right] = Q - \frac{\partial F_n}{\partial x_n} + C, \quad (5.1)$$

где $Q = Q_0 + Q_1$, $\partial F_n / \partial x_n$ дается (3.13), а

$$C = \frac{\partial}{\partial x_n} \left(x_{c0} \frac{\partial T_n}{\partial x_n} \right) + x_{c0} \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_n \partial x_n} + \\ + x_{c1} \frac{\partial^2 T_0}{\partial x_n \partial x_n} + \frac{\partial x_{c0}}{\partial x_n} \frac{\partial T_1}{\partial x_n} + \frac{\partial x_{c1}}{\partial x_n} \frac{\partial T_0}{\partial x_n}. \quad (5.2)$$

Введем затем в него безразмерные скорости и производные от пульсаций

$$u_n = u_* u'_n, \quad \xi_n = \frac{r_*}{\mathcal{H}_*} \xi'_n, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{1}{\mathcal{H}_*} \frac{\partial}{\partial t'}, \quad \frac{\partial}{\partial x_n} = \frac{1}{r_*} \frac{\partial}{\partial x'_n}, \quad (5.3)$$

где u_* — масштаб средней скорости, а штрихи относятся к безразмерным величинам. Тогда, умножив полученное уравнение на $\mathcal{H}_* / c_{\mu} \rho_0 T_0$, можно привести его к следующему безразмерному виду:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{H_*}{c_{p0}} \frac{\partial s_0}{\partial t} - G_0 \right) + \left| (G_1 u_n' + \xi_n') \left(\frac{r_*}{c_{p0}} \frac{\partial s_0}{\partial x_n} + \frac{1}{c_{p0}} \frac{\partial s_1}{\partial x_n} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{c_{p0}} \frac{\partial s_1}{\partial t} + \left(\frac{p_1}{p_0} + \frac{T_1}{T_0} \right) \left| \frac{H_*}{c_{p0}} \frac{\partial s_0}{\partial t} + (G_1 u_n' + \xi_n') \frac{r_*}{c_{p0}} \frac{\partial s_0}{\partial x_n} \right| - \right. \\ & \left. - G_0 \frac{Q_1}{Q_0} \right| = - G_2 \left(\frac{r_*^2}{x_{r0} T_0} \frac{\partial F_n}{\partial x_n} \right) + G_3 \left(\frac{r_*^2}{x_{r0} T_0} C \right). \end{aligned} \quad (5.4)$$

Здесь наряду с G_0 (4.3) введены следующие безразмерные комплексы:

$$G_1 = \frac{u_* H_*}{r_*}, \quad G_2 = \frac{\gamma_{r0}}{c_{p0} T_0} \frac{H_*}{r_*^2}, \quad G_3 = \frac{x_{r0}}{c_{p0} T_0} \frac{H_*}{r_*^2} \quad (5.5)$$

где

$$x_r = \frac{16}{3} \frac{\sigma T_0^3}{k} \quad (5.6)$$

— коэффициент лучистой теплопроводности [25]. Величина G_1 характеризует отношение средней скорости к пульсационной, а величины G_2 и G_3 измеряют отношение лучистой и молекулярной температуропроводности к турбулентной.

Разложим далее средние термодинамические величины под интегралами в (3.13) и (3.14) в ряды по r , как это было сделано в работе [20]. Тогда, используя дальнейшую технику этой работы, можно показать, что

$$\begin{aligned} & \frac{r_*^2}{x_{r0} T_0} \frac{\partial F_n}{\partial x_n} = \left(1 + \frac{k_1}{k_0} \right) \left| \left(r_* \frac{\partial \ln T_0}{\partial x_n} \right) a_n + \left(r_* \frac{\partial \ln p_0}{\partial x_n} \right) b_n \right| + \\ & + (k_0 r_*)^2 f + \left| \left(r_* \frac{\partial \ln T_0}{\partial x_n} \right) \gamma_n \left(\frac{p_1}{p_0}, \frac{T_1}{T_0} \right) + \right. \\ & \left. + \left(r_* \frac{\partial \ln p_0}{\partial x_n} \right) \zeta_n \left(\frac{p_1}{p_0}, \frac{T_1}{T_0} \right) \right|, \\ & \frac{r_*^2}{x_{r0} T_0} C = \left(r_* \frac{\partial \ln T_0}{\partial x_n} \right) c_n + \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_1}{\partial x_n} + \\ & + \left| \left(r_* \frac{\partial \ln T_0}{\partial x_n} \right) \chi_n \left(\frac{p_1}{p_0}, \frac{T_1}{T_0} \right) + \left(r_* \frac{\partial \ln p_0}{\partial x_n} \right) \psi_n \left(\frac{p_1}{p_0}, \frac{T_1}{T_0} \right) \right|, \end{aligned} \quad (5.7)$$

где a_n , b_n и c_n — безразмерные величины порядка 1, а γ_n , ζ_n , χ_n и ψ_n — безразмерные величины порядка малости p_1/p_0 и T_1/T_0 . Кроме того, здесь

$$\begin{aligned}
 f = & \frac{4}{T_0} \left(T_1 - k_0 \int T_1 e^{-k_0 r} \frac{dr}{4\pi r^2} \right) - \\
 & - \frac{v_0^2 k_0}{T_0} \int \left(T_1 - k_0 \int T_1 dr' \right) e^{-k_0 r} \frac{dr}{4\pi r^2} - \\
 & - \frac{v_0^2 k_0}{p_0} \int \left(p_1 - k_0 \int p_1 dr' \right) e^{-k_0 r} \frac{dr}{4\pi r^2},
 \end{aligned} \quad (5.9)$$

где величина k_0 под интегралами уже относится к фиксированной точке x и при интегрировании служит постоянной (!). В оптически непрозрачном случае ($k_0 r_0 \gg 1$) справедливо диффузионное приближение для лучистого потока энергии [25]. При этом слагаемое $(k_0 r_0)^2 f$ в (5.7) принимает вид второго слагаемого в (5.8). Следовательно, в общем случае величина $(k_0 r_0)^2 f$ имеет порядок малости p_1/p_0 и T_1/T_0 .

Легко видеть, что при условиях (3.8) и (4.1) и соотношениях (4.9), (5.7) и (5.8) выражение в фигурных скобках с левой стороны уравнения (5.4) и его правая сторона имеют порядок малости λ . Поэтому

$$\frac{H_0}{c_{s0}} \frac{ds_0}{dt} - G_0 = O(\lambda). \quad (5.10)$$

Отсюда, учитывая (4.9) и независимость слагаемых, приходим к условиям (4.2) и (4.3), что и требовалось показать.

6. *Дополнительные упрощения уравнения энергии.* При условиях (4.1)–(4.3) уравнение (5.4) содержит малые $O(\lambda^2)$, которые в квазилинейном приближении можно опустить. Умножая затем это уравнение на $c_{s0} T_0 \Theta_0$ и восстанавливая его размерностный вид, найдем

$$\rho_0 T_0 \left(\frac{ds_2}{dt} + \frac{ds_1}{dt} \right) = A_0 - 4\pi k_0 B_0 f + \kappa_0 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_n \partial x_n}. \quad (6.1)$$

Сравнивая это уравнение с (5.1), приходим к важному заключению. А именно, в квазилинейном приближении средние термодинамические величины и лучистый поток $\bar{T}_0$ в малых по ρ_1 и T_1 (3.8) членах уравнения энергии служат постоянными, и их можно выносить и вносить за знаки производных и интегралов (!). Кроме того, можно пренебрегать пульсациями мощности внутреннего источника тепла.

Отметим, что при выводе уравнений как (5.1), так и (6.1) мы опускали члены порядка малости как λ^2 , так и $G_i \lambda^2$ ($i = 0, 1, 2, 3$) и выше. Имен-

но в этом и заключается смысл квазилинейного приближения. Поэтому когда какие-либо из величин G_i , кроме G_0 , значительно больше 1, квазилинейное приближение получается при отбрасывании членов порядка малости $\bar{\lambda}^2$ и выше, где $\bar{\lambda} = \sqrt{G_i}$, а $G = \max(G_i)$. Это налагает более жесткое условие на параметр малости λ (3.8): $\lambda \ll 1/\sqrt{G}$.

В общем случае пульсации p_1 и T_1 можно разложить в ряды и интеграл Фурье по пространственным гармоникам. Тогда, учитывая результаты работы [24], можно установить, что второе и третье слагаемые в выражении (5.9) обращаются в нуль. Поэтому

$$f = \frac{4}{T_0} \left(T_1 - k_0 \int T_1 e^{-k_0 r} \frac{dr}{4\pi r^2} \right), \quad (6.2)$$

и пульсации давления не дают вклада в приток тепла с правой стороны (6.1). Для пульсаций температуры вида

$$T_1(x, t) = \sum_{|k|=k} a(k, t) e^{ikx}, \quad (6.3)$$

где суммирование ведется по пространственным гармоникам с одним и тем же волновым числом k , уравнение (6.1) принимает вид

$$\rho_0 T_0 \frac{ds}{dt} = A_0 - \tau_0(k) T_1, \quad (6.4)$$

где

$$\tau_0(k) = 3x_0 k_0^2 \left(1 - \frac{k_0}{k} \arccos \frac{k_0}{k} \right) - \tau_0 k^2, \quad (6.5)$$

с учетом (2.9), (5.6) и (3.10). В таком виде оно и будет использовано в следующей работе для учета теплообмена турбулентных пульсаций в рамках полуэмпирической теории пути перемешивания. Соответствующее ему осредненное уравнение энергии мы будем брать в виде (4.6), где можно внести T_0 как постоянную за знак производной в пульсационном члене:

$$\frac{\partial s_0}{\partial t} + u_n \frac{\partial s_0}{\partial x_n} = \frac{1}{\rho_0 T_0} \left[A_0 - \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_0 T_0 \bar{\varepsilon}_n s_1) \right]. \quad (6.6)$$

Здесь с помощью (4.9) и (4.10) легко перейти от s_0 к p_0 и T_2 и от s_1 к p_1 и T_1 .

В заключение работы отметим, что система осредненных уравнений звездной конвекции (3.4), (3.5) и (6.6) является неполной. Помимо искомым неизвестных μ , p_0 и T_0 она содержит дополнительные неизвестные

$\overline{\rho \xi_{\alpha} \xi_{\beta}}$ и $\overline{\xi_{\alpha} \xi_{\beta}}$. При использовании же уравнения (3.16) входят дополнительные неизвестные $\overline{\xi_{\alpha} w_{\alpha}}$, $\overline{\xi_{\alpha} (p_{\alpha}^2)}$ и $\overline{p_{\alpha}^2}$. Замыкание системы, то есть выражение дополнительных неизвестных через искомые будет представлено в следующей статье.

Приложение

Для трех масштабов конвективных движений на Солнце — грануляции, супергрануляции и гигантских гранул — наблюдения дают характерные скорости $v_g \approx 10^3, 4 \times 10^4, 5 \times 10^3$ см/с [26—29] и средние расстояния между центрами прилегающих ячеек $D = 1800, 32000, 360000$ км [26, 30] соответственно. Считая ячейки гексагональными, находим их горизонтальные волновые числа $k_g = 4\pi/D \approx 4.0 \times 10^{-8}, 2.3 \times 10^{-4}, 2.0 \times 10^{-10}$ см $^{-1}$.

Согласно модели [31], супергранулы могут проникать до глубин ~ 15000 км, а гигантские гранулы — до основания конвективной зоны Солнца. Поэтому оценки критериев (2.12) и (2.13) сделаем в серединах слоев гранул и супергранул и в основании конвективной зоны, относя их соответственно к глубинам $z_0 = 0$ ($\tau_0 = 1$) по модели [32], $z_1 = 6837$ км и $z_2 = 198200$ км по модели [33]. Для вязкости при z_0 используем формулу для нейтрального газа, а при z_1 и z_2 — формулу для полностью ионизованной плазмы [34]. Учитывая еще лучистую вязкость [35], для этих глубин найдем $\nu = 1700, 1.3, 18$ см 2 /с и $H = 152, 1910, 56700$ км соответственно.

Тогда, считая, что на глубине z_0 могут быть все три масштаба конвекции, на глубине z_1 — супергранулы и гигантские гранулы, а на глубине z_2 — только гигантские гранулы, получим следующие пределы изменения критериев (2.12) и (2.13):

$$Re^{-1} \approx 5 \times 10^{-14} - 7 \times 10^{-10} \text{ и } \nu/v_0 H \sim 2 \times 10^{-13} - 2 \times 10^{-8}.$$

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

THE STELLAR CONVECTION EQUATIONS. I THE ENSEMBLE AVERAGING

V. I. KOVSHOV

The simplified full and ensemble average hydrothermodynamic equations of the compressive and radiative gas, intended for the tur-

bulent stellar convection description, is presented. The energy equation is simplified in the small relative thermodynamical quantity pulsation assumptions. It is shown, that the small size of the turbulent pulsation temporal and spatial scales as compared with the convecting medium temporal and spatial scales for the temperature and the pressure is a necessary condition of that approximation.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат, М., 1953.
2. J. Latourel, E. A. Spiegel, J. Toomre, J.-P. Zahn, Ap J., 207, 233, 1976.
3. J. Toomre, J.-P. Zahn, J. Latourel, E. A. Spiegel, Ap. J., 207, 545, 1976.
4. А. С. Монин, А. М. Яглом, Статистическая гидромеханика, ч. I, Наука, М., 1965.
5. O. Reynolds, Phil Trans. Roy. Soc. London, 186, 123, 1894 (русск. пер. в сб. "Проблемы турбулентности", ОНТИ, М., 185, 1936).
6. Л. Г. Матвеев, Основы общей метеорологии, Физика атмосферы, Гидрометеоиздат, Л., 1965.
7. А. У. Хрищан, Физика атмосферы, Гидрометеоиздат, Л., 1969.
8. В. Г. Горбачук, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.
9. J. Wasiutynski, Astrophys. Norv., 4, 1946.
10. T. G. Cowling, M. N., 96, 42, 1935.
11. W. Unno, P. A. S. Japan, 21, 240, 1969.
12. W. B. Stasiak, D. P. Tottonis, Ракетная техника и космонавтика, 15, № 4, 143, 1977.
13. В. И. Ковшов, Астрон. цирк., № 592, 1970.
14. В. И. Ковшов, Сообщ. ГАНШ, № 183, 33, 1973.
15. В. И. Ковшов, Астрон. цирк., № 965, 1977.
16. T. G. Cowling, M. N., 101, 367, 1942.
17. Ю. В. Вандауров, Конвекция на Солнце и 11-летний цикл, Наука, Л., 1976.
18. С. Росселанд, Астрофизика на основе теории строения атома, ОНТИ, М—Л., 1936.
19. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Муслель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, М., 1952.
20. В. И. Ковшов, Астрон. ж., 55, 501, 1978.
21. S. Rosseland, M. N., 69, 49, 1928.
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1964.
23. В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев, Гидродинамическая теория космической плазмы, Наука, М., 1977.
24. E. A. Spiegel, Ap. J., 126, 202, 1957.
25. Д. А. Франк-Каменецкий, Физические процессы внутри звезд, Физматгиз, М., 1959.
26. Э. Г. Гибсон, Спокойное Солнце, Мир, М., 1977.
27. R. J. Bray, R. E. Loughhead, E. J. Tappere, Solar Phys., 49, 3, 1976.
28. D. Dravins, Solar Phys., 40, 45, 1975.
29. R. Howard, Solar Phys., 16, 21, 1970—71.
30. V. Bumba, Solar Phys., 14, 80, 1970.

31. G. Simon, N. Weiss, Z. Astrophys., 69, 435, 1968.
32. O. Gingerich, C. de Jager, Solar Phys., 3, 5, 1968.
33. H. C. Spruit, Solar Phys., 34, 277, 1974.
34. С. Н. Братиславский, Явления переноса в плазме, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1, Атомиздат, М., 1963.
35. L. H. Thomas, Quart. J. Math., 1, 239, 1930.

УДК 523.035.33

О СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗДНОЙ ВСПЫШКИ

Г. А. ГУРЗАДЯН

Поступила 22 июня 1976

Пересмотрена 16 октября 1978

Показано, что найденное Кодаяра и др. [1] плоское распределение энергии (рис. 1—2) в спектре излучения чистой вспышки (с вычетом излучения звезды) находится в полном согласии с тем, что было предсказано гипотезой быстрых электронов (рис. 3). В последнем случае элементарными процессами, приведшими к появлению дополнительной энергии во время вспышек, являются обратный комптон-эффект и нестепенное тормозное излучение быстрых электронов.

Проанализированы найденные Лауи и др. [7] эмпирические зависимости типа (4) и (5) между энергиями вспышек E_U , E_B и E_V в UVV полосах соответственно. Показано, что эти зависимости также вытекают из гипотезы быстрых электронов. Более того, установлено, что наблюдаемый разброс точек вокруг средних значений зависимостей $E_U \sim E_B$ или $E_U \sim E_V$ в значительной степени является результатом реальной физической дисперсии в указанных зависимостях.

1. *Спектр света вспышки.* Кодаяра и др. [1] были проведены электрофотометрические измерения двух вспышек EV Лас строго синхронно в пяти диапазонах длин волн, от 3300 Å до 6000 Å, и с высоким временным разрешением — 0.1 с. В результате было найдено распределение энергии в спектре дополнительного излучения вспышки, с вычетом излучения звезды в нормальном, то есть вне вспышки состоянии. Эти распределения для указанных двух вспышек, одна из которых умеренной мощности, с амплитудой $\Delta m(UV) = 1.9$, а вторая — очень сильная, с $\Delta m(UV) = 5.9$, воспроизведены на рис. 1 и 2. Наиболее характерной особенностью этих спектров (в шкале частот) является четко выраженная плоская форма в рассмотренном интервале длин волн, а также практическая независимость спектра от мощности вспышки или фазы ее развития. Авторы особо подчеркивают сделанный ими вывод о том, что основная доля излучения вспышки прихо-

дится не на эмиссионную составляющую водорода, как предполагает ряд исследователей вспыхивающих звезд, а на какое-то непрерывное излучение.

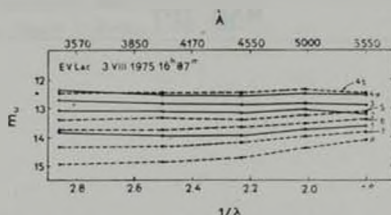


Рис. 1. Распределение энергии в спектре излучения вспышки EV Lac в $16^{\text{h}}07^{\text{m}}$ по измерениям Кодаяры и др. [1]. Цифры по оси абсцисс обозначают центры пропускания каналов фотометра (диапазоны каналов: λ : 3330–3700 Å, 3820–4190 Å, 4300–4670 Å, 4780–5150 Å, 5265–6005 Å). Цифры на кривых зависимости m от $1/\lambda$ означают разные фазы развития вспышки (сплошные линии — нисходящая, пунктирные — восходящая, 4a и 4b — максимум вспышки). Запись 8 сделана в $16^{\text{h}}11^{\text{m}}45^{\text{s}}$ — спустя ~ 5 минут после максимума вспышки.

Обычная широкополосная UVB электрофотометрия с целью построения световых кривых звездных вспышек применяется давно. Однако найденные по их результатам распределения энергии в спектрах света вспышки

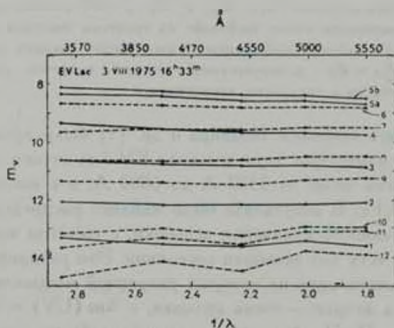


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для вспышки в $16^{\text{h}}33^{\text{m}}$ (5a и 5b — максимумы вспышки). Запись 9 сделана в $16^{\text{h}}53^{\text{m}}03^{\text{s}}$ — спустя 20 минут после максимума вспышки.

не обладают высокой точностью. Поэтому проведенные Кодаяры и др. электрофотометрические измерения сразу по пяти каналам умеренной ширины полосы пропускания (370 Å) следует считать по существу как бы пер-

пой успешной попыткой нахождения наблюдаемых спектров света звездных вспышек: ранее такая попытка была сделана П. Ф. Чугайновым [2], провалившись, однако, свои измерения по трем каналам электрофотометра.

Измерения Кодайра и др., по-видимому, являются достаточно точными и надежными для того, чтобы оправдать попытки интерпретации их результатов в рамках той или иной теории вспышек звезд. В частности, тот факт, что по крайнему каналу электрофотометра, с центром пропускания на 3515 Å (3330—3700 Å), не был зарегистрирован изгиб — по сравнению с остальными каналами — излучения, который мог быть обусловлен балмеровским континуумом, является явным указанием на то, что водородная эмиссия не играет существенной роли при генерации дополнительного излучения даже во время сильных вспышек (рис. 2). Вместе с тем результаты Кодайра и др., как увидим ниже, находятся в хорошем согласии с теорией звездных вспышек, основанной на гипотезе «быстрых электронов».

Согласно гипотезе быстрых электронов, элементарным процессом возбуждения оптической вспышки умеренной и средней мощности является обратный комптон-эффект, а при мощных вспышках — нетепловое тормозное излучение быстрых электронов [3—5]. При этом распределение энергии F_ν в спектре дополнительного излучения, то есть в спектре света вспышки представляется в форме:

$$F_\nu = B_\nu(C, -1), \quad (1)$$

где $B_\nu = B_\nu(T_e)$ есть функция Планка, которая отождествляется с излучением непозмущенной звезды, при эффективной температуре T_e ; $C = C(\tau, \mu, T_e)$ — безразмерная функция, форма которой зависит, в частности, от принятого энергетического спектра быстрых электронов. В случае, например, моноэнергетических электронов и для модели «реальной фотосферы» эта функция имеет следующий вид [5]:

$$C(\tau, \mu, T_e) = E_0(\tau) + \frac{2}{3\pi^2} \frac{e^x - 1}{e^{x/\mu} - 1} F_1(\tau), \quad (2)$$

где $x = h\nu/kT_e$; τ — оптическая толщина среды для процессов томсоновского рассеяния и характеризует мощность вспышки; $\mu (= E/mc^2)$ — безразмерная энергия быстрого электрона; функции $E_0(\tau)$ и $F_1(\tau)$ записаны в [5].

Результаты наблюдений в [1] были представлены в звездных величинах m , и в шкале частот. Поэтому мы можем написать для амплитуды вспышки Δm , на частоте ν :

$$\Delta m_\nu = -2.5 \lg F_\nu + \text{const}, \quad (3)$$

где F_ν представлено в шкале частот.

Числовые значения функции C , (τ , μ , T_*) были затабулированы в [5] с точностью, недостаточно высокой для построения уверенных теоретических спектров дополнительного излучения при слабых вспышках (то есть при малых значениях τ). Поэтому мы приводим в табл. 1—3 заново вычисленные значения C , с точностью до четвертого знака после запятой для ряда значений τ и трех значений температуры вспыхивающей звезды: $T_* = 2500$ К (М6), $T_* = 2800$ К (М5) и $T_* = 3600$ К (М0).

Вспышка в обычном понимании, то есть появление дополнительной энергии на данной длине волны может иметь место согласно (1), только в случае, если $C_\lambda > 1$. Это условие, судя по данным табл. 1—3, выполняется у холодных звезд только в коротковолновой области спектра, до некоторой критической длины волны λ_0 , на которой $C_\lambda = 1$. В области же $\lambda > \lambda_0$, что практически соответствует области инфракрасных лучей, C меньше единицы, и мы должны наблюдать, так называемую, «отрицательную вспышку» [6] — феномен, который может иметь место только в случае обратного комптон-эффекта, но до сих пор не был обнаружен наблюдениями.

Таблица 1

ЧИСЛОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ C , (τ , T_*) ПРИ $\mu = 10$ И
 $T_* = 2500$ К (ЗВЕЗДА М6)

$\lambda, \text{Å}$	τ				
	1	0.1	0.01	0.001	0.0001
2000	$2.196 \cdot 10^8$	$1.054 \cdot 10^8$	$1.313 \cdot 10^7$	$1.342 \cdot 10^6$	$1.284 \cdot 10^5$
2500	$1.027 \cdot 10^8$	$4.929 \cdot 10^7$	$6.145 \cdot 10^6$	$6.279 \cdot 10^5$	$6.011 \cdot 10^4$
3000	$4.307 \cdot 10^7$	$2.064 \cdot 10^7$	$2.573 \cdot 10^6$	$2.629 \cdot 10^5$	26.152
4000	641.5	308.55	33.341	4.9165	1.3740
5000	53.54	26.435	4.172	1.323	1.0300
6000	10.81	5.9292	1.6159	1.0620	1.0042
7000	3.6387	2.4859	1.1865	1.0520	1.0007
8000	1.7220	1.5754	1.0719	1.0064	0.9997
9000	1.0309	1.2337	1.0305	1.0022	0.9992
10000	0.7261	0.9157	0.9908	0.9983	0.9950
20000	0.3159	0.8905	0.9878	0.9978	0.9989
30000	0.2899	0.8791	0.9862	0.9977	0.9988

С помощью написанных выше соотношений и данных табл. 1—3 была найдена зависимость амплитуд вспышек Δm , от $1/\lambda$, иначе говоря, теоретический спектр чистой вспышки, для ряда значений τ ; результаты представлены в графической форме на рис. 3. При этом, в отличие от рис. 1—2, где значения m , соответствуют определенным ширинам пропускания канала электрофотометра, в нашем случае величины Δm , рассчитаны на

сколь угодно узкую спектральную полосу (цифры на оси m на рис. 3 условные и обозначают только масштаб и направление изменения m).

Таблица 2
ЧИСЛОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ S (λ , T_*) ПРИ $\mu = 10$ И
 $T_* = 2800$ К (ЗВЕЗДА M5)

λ , Å	1	0.1	0.001	0.001	0.0001
2000	$1.386 \cdot 10^8$	$6.653 \cdot 10^8$	$8.294 \cdot 10^3$	$8.474 \cdot 10^4$	$8.114 \cdot 10^3$
2500	$1.438 \cdot 10^3$	$6.970 \cdot 10^4$	$8.604 \cdot 10^3$	$8.791 \cdot 10^3$	84.172
3000	6995	3357	418.48	43.75	5.0929
4000	168.09	81.397	11.0238	2.0233	1.1006
5000	18.9679	9.8407	2.1035	1.1118	1.0098
6000	4.7280	3.0077	1.2517	1.0248	1.0014
7000	1.9019	1.6516	1.0826	1.0075	0.9590
8000	1.0466	1.2402	1.0315	1.0023	0.9985
9000	0.7091	1.0793	1.0113	1.0002	0.9983
10000	0.5494	1.0026	1.0017	0.9993	0.9982
20000	0.3051	0.8854	0.9871	0.9978	0.9980
30000	0.2863	0.8763	0.9861	0.9977	0.9980

Таблица 3
ЧИСЛОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ S (λ , T_*) ПРИ $\mu = 10$ И
 $T_* = 3600$ К (ЗВЕЗДА M0)

λ , Å	1	0.1	0.01	0.001	0.0001
2000	$8.74 \cdot 10^4$	$4.19 \cdot 10^4$	$5.23 \cdot 10^3$	$5.34 \cdot 10^3$	51.2
2500	2589	1243	154.9	16.82	2.514
3000	255	122.4	16.24	2.556	1.1480
4000	15.03	7.953	1.8582	1.0878	1.0074
5000	3.3112	2.3278	1.1669	1.0161	1.0005
6000	1.2140	1.3215	1.0415	1.0033	0.9593
7000	0.7101	1.0799	1.0063	1.0002	0.9990
8000	0.5202	0.9886	1.0000	0.9991	0.9989
9000	0.4316	0.9461	0.9946	0.9985	0.9989
10000	0.3838	0.9232	0.9895	0.9983	0.9989
20000	0.2917	0.8789	0.9863	0.9977	0.9989
30000	0.2808	0.8738	0.9853	0.9976	0.9989

Выводы, которые можно сделать из сопоставления найденных теоретических спектров с наблюдаемыми (все записи на рис. 1 и до записи 9 на

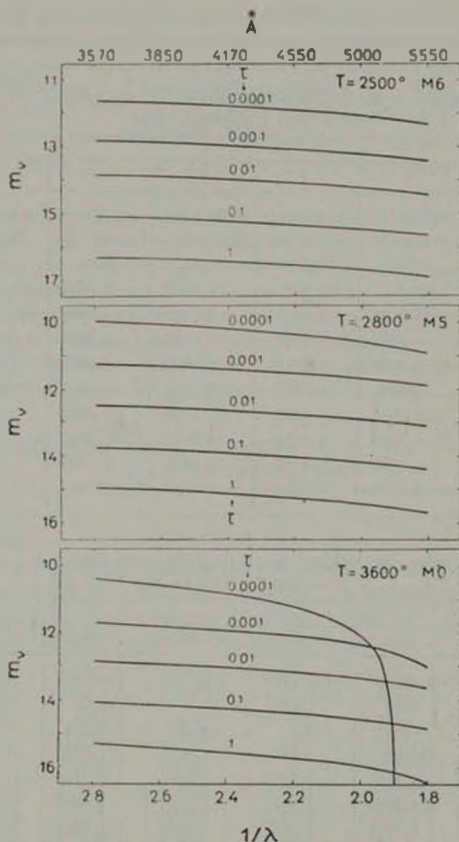


Рис. 3. Теоретические спектры излучения вспышки, обусловленной обратным комптон-эффектом быстрых электронов с $\gamma^2 = 10$, в случае вспышки звезд классов M6 ($T_s = 2500$ K), M5 ($T_s = 2800$ K) и M0 ($T_s = 3600$ K). Значение τ характеризует мощность вспышки.

рис. 2), напрашиваются сами собой. Прежде всего, мы видим, что обратный комптон-аффект действительно приводит к весьма пологому распределению спектра излучения вспышки в оптическом диапазоне длин волн. Да-

лее, в этом случае теоретический спектр вспышки практически не зависит от τ — от мощности самой вспышки. Исключение могут составить слабые вспышки в случае звезд классов ранее M0, когда на длинных волнах начинает сказываться отрицательная вспышка (рис. 3).

Одна из вспышек EV Lac (звезда класса dM4.5e), как было указано выше, оказалась очень мощной. В этом случае, согласно теории, преобладающим процессом является нетепловое тормозное излучение быстрых электронов. Основываясь на ранее полученных результатах [4, 5], нами было найдено распределение энергии и в этом случае — в спектре тормозного излучения быстрых электронов в оптическом диапазоне длин волн. Результаты для двух значений энергии электронов $\mu = 3$ и $\mu = 15$ представлены на рис. 4. Как мы видим, и в этом случае спектр оказался очень похожим, по существу ничем не отличающимся от того, что мы имели в случае обратного комптон-эффекта.

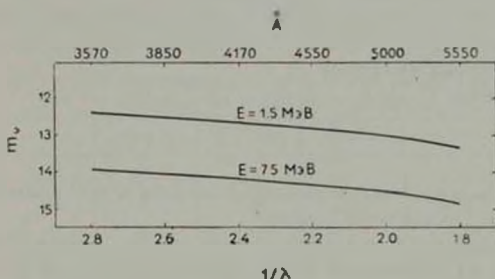


Рис. 4. Теоретический спектр излучения вспышки, обусловленной нетепловым тормозным излучением быстрых электронов с $\mu = 3$ и $\mu = 15$.

По оценке Кодайра и др., влияние отдельных эмиссионных линий водорода и ионизованного кальция на спектр излучения вспышки невелико; во всяком случае доля эмиссионных линий в соответствующих полосах их фотометра составляет (в звездных величинах): $\delta m(H_\alpha) = 0$, $\delta m(H_\beta) \sim \sim 0.01$, $\delta m(H_\gamma) \sim 0.02$ и $\delta m(H_\delta, H_\epsilon, K, H_{\dots}) \sim 0.1$. Это в спокойном состоянии звезды, то есть на далеких от максимума блеска моментах времени. На максимуме же вспышки, как известно, доля эмиссионных линий очень мала.

2. Энергия света вспышки. Лаци и др. [7] были найдены эмпирические соотношения между энергиями света вспышки E_U , E_V и E_V в U, B, V полосах соответственно. Они имеют следующий вид:

$$E_U = (1.20 \pm 0.08) E_B; \quad (4)$$

$$E_U = (1.79 \pm 0.15) E_V. \quad (5)$$

Эти зависимости установлены в отношении группы из восьми вспыхивающих звезд типа UV Cet, спектральные классы которых находятся в интервале M1—M5.5, а абсолютные светимости отличаются друг от друга на четыре порядка. С учетом дисперсии амплитуд вспышек — до $7-7^m5_1$ в U лучах или три порядка в величине освобожденной во время вспышки энергии — диапазон действия соотношений (4) и (5) достигает семи порядков.

В связи с этим возникают следующие два вопроса. Первый, в какой мере соотношения (4) и (5) находятся в согласии с гипотезой быстрых электронов? Второй, следует ли из (4) и (5) делать заключение, что числовые коэффициенты, связывающие E_U , E_B и E_V друг с другом, не зависят от мощности вспышки или же они суть усредненные от величин, обладающих реальной физической дисперсией?

Ответы на оба вопроса, очевидно, можно получить, если удастся вывести соотношение типа (4) или (5) чисто теоретическим путем, на основе гипотезы быстрых электронов.

Обозначим:

$$\frac{E_U}{E_B} = Q; \quad \frac{E_U}{E_V} = P. \quad (6)$$

Нашей задачей является нахождение величин Q и P в зависимости, в частности, от Δ — мощности вспышки.

В выражениях (4) и (5) под E_U , E_B и E_V имеется в виду интегрированная по всей световой кривой вспышки энергия в данном диапазоне. Мы же несколько упростим задачу, приняв за E_U , E_B и E_V величины энергии на максимуме вспышки.

Обозначая через ΔU , ΔB и ΔV амплитуды вспышки в U, B и V лучах, написать следующие очевидные выражения для E_U , E_B и E_V :

$$E_U = q_U \cdot 10^{0.43U}; \quad E_B = q_B \cdot 10^{0.43B}; \quad E_V = q_V \cdot 10^{0.43V}, \quad (7)$$

где q_U , q_B и q_V суть светимости звезды в ее спокойном, вне вспышки состоянии в U, B и V полосах соответственно.

Из вышенаписанных соотношений найдем искомые выражения для Q и P .

$$Q = \frac{q_U}{q_B} \cdot 10^{0.43(\Delta U - \Delta B)}; \quad (8)$$

$$P = \frac{q_U}{q_V} \cdot 10^{0.43(\Delta U - \Delta V)}. \quad (9)$$

Интегрированные по всей спектрой кривой энергии E_U^* , E_V^* , E_V^* всегда больше, чем E_U , E_V , E_V соответственно. Можно, однако, показать конкретными вычислениями (подробности приводить здесь не будем), что при этом выполняется и условие: $E_U^* - E_U > E_V^* - E_V > E_V^* - E_V$. Отсюда и из (7) следует, что $\Delta U^* - \Delta V^* > \Delta U - \Delta V$ и $\Delta U^* - \Delta V^* > \Delta U - \Delta V$. Поэтому найденные с помощью (8) и (9) числовые значения Q и P будут их нижними пределами.

Расчетные величины результирующих амплитуд ΔU , ΔV и ΔV , обусловленных одновременно обратным комптон-эффектом и нетепловым тормозным излучением, приведены в табл. 4 для ряда значений τ и $T_e = 2800$ K (M5); эти величины взяты из [5] (после уточнений). Пользуясь ими, были найдены числовые значения Q и P с помощью (8) и (9); они приведены в последних двух строках табл. 4. При вычислениях было принято $q_U/q_B = 0.2$ и $q_U/q_V = 0.1$; по измерениям Морфетта [8] для группы звезд типа UV Cet эти величины находятся в пределах 0.105–0.219 в первом случае и 0.035–0.110 — во втором.

Таблица 4

ВЕЛИЧИНЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ Q И P В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МОЩНОСТИ ВСПЫШКИ τ (ЗВЕЗДА M5)

τ	0.1	0.01	0.001	0.0001
ΔU	10.1	5.5	2.25	0.50
ΔV	7.7	3.14	0.48	0.05
ΔV	5.8	1.68	0.09	0.006
Q	1.8	1.7	1.0	0.30
P	4.8	3.4	0.7	0.16

Как следует из полученных результатов, коэффициенты Q и P суть величины отнюдь не постоянные, они меняются в зависимости от мощности вспышки τ . При изменении мощности вспышки, например, на три порядка — от $\tau = 0.0001$ до $\tau = 6.1$ — величины Q и P изменяются почти на порядок. Стало быть, график зависимости E_U от E_V или E_U от E_V не может иметь строго линейную форму, а должен быть представлен полосой, ширина которой соответствует реальной физической дисперсии величин Q и P .

Чтобы убедиться в том, в какой мере сделанный вывод соответствует действительности, мы напесали линии зависимости E_U от E_V и E_U от E_V , соответствующие различным значениям τ , то есть разным величинам Q и P , на графики этих же зависимостей, построенные по данным наблюдений и приведенные в статье Лаци и др. [7]; результаты представлены на рис. 5.

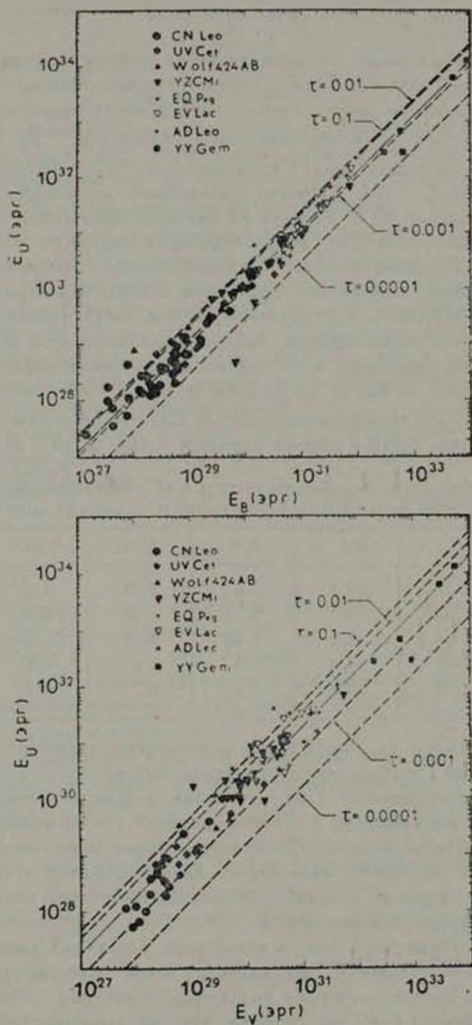


Рис. 5. Зависимость энергии вспышки в полосе U (E_U) от энергии вспышки в полосе В (E_B , сверху) и полосе V (E_V , снизу) для некоторых вспыхивающих звезд типа UV Cet по наблюдениям Моффета [8]. Прерывистые линии — теоретические зависимости $E_U \sim E_B$ и $E_U \sim E_V$ в случае гипотезы быстрых электронов и при разных мощностях вспышки, соответствующих значению τ от 0.0001 до 0.1.

По мнению авторов [7], разброс точек на рис. 5 является следствием недостаточно высокого энергетического разрешения их измерений, а выведенные из этих же данных зависимости (4) и (5) не более, как статистические соотношения. В какой-то мере это, конечно, так и есть. Однако проведенные на этих рисунках линии зависимости $E_U \sim E_V$ и $E_U \sim E_V$, соответствующие разным значениям мощности вспышки, указывают, вместе с тем на то, что даже в случае сколь угодно высокого энергетического разрешения измеряющей системы мы все равно должны ожидать образования реального разброса точек наблюдений.

Анализ, подобный только что проделанному, может привести, как нам кажется, к интересным последствиям, если провести его в отношении индивидуальных вспыхивающих звезд, с заданными для данной звезды значениями параметров T_0 , q_U/q_V и q_U/q_V , стремясь при этом охватить как предельно мощные, так и предельно слабые вспышки.

Полученные результаты позволяют найти также среднюю мощность вспышек, $\bar{\tau}$, для всей совокупности звезд типа UV Cet. Для этого достаточно зафиксировать в табл. 4, путем интерполяции, те значения τ , которые соответствуют значениям $Q = 1.20$ и $P = 1.79$, данным Лази и др. Для наглядности эта интерполяция проделана графически на рис. 6, где кривые

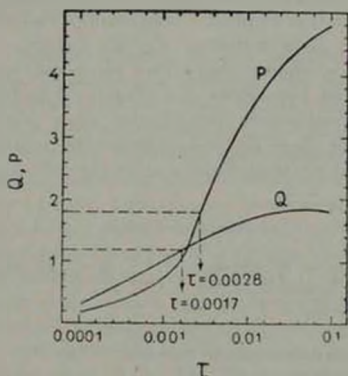


Рис. 6. К вопросу об определении «средней мощности» вспышки по средним значениям $Q = E_U/E_V$ и $P = E_U/E_V$.

построены по данным табл. 4. Как видим, найденные оба значения $\tau = 0.0017$ по Q и 0.0028 по P — оказались достаточно близки друг другу. Вместе с тем, эти величины совпадают с найденными ранее другими мето-

дами значениями τ [5] для звезд UV Cet, YZ CMi и Wolf 359 и почти на порядок превышают значения τ для звезд AD Leo, EV Lac и др. А вообще впечатление такое, что при выводе соотношений (4) и (5) авторами были использованы преимущественно средние и сильные вспышки, а слабые вспышки привлечены были в меньшей степени. Вследствие этого найденные ими значения Q и P должны быть несколько завышенными.

Гарнийская лаборатория
космической астрономии

ON THE SPECTRUM OF STELLAR FLARE LIGHT

G. A. GURZADYAN

It is shown that the flat distribution of energy discovered by Kodaira et al. [1] for the spectrum of pure stellar flare light (Fig. 1—2) turned out to be in good accordance with the theoretical predictions based on the fast electron hypothesis (Fig. 3). In the last case the elementary processes of the generation of the stellar flare light is both inverse Compton-effect and non-thermal bremsstrahlung.

An analysis of the empirical relationship established by Lacy et al. [7], between the flare energies, E_U , E_H and E_V , in UVB bands, is carried out also. It is shown that these empirical relationships follow from the fast electron hypothesis also (Figures 5 and 6). Moreover, the scatter of the observed points around the mean positions of the relationships $E_U \sim E_H$ or $E_U \sim E_V$ is occasioned in a large degree by the existence of the real physical dispersion in this relationship itself.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Kodaira, K. Ichimura, S. Nishimura, P. A. S. Japan, 23 665, 1976.
2. П. Ф. Чузайнов, Изв. Крымской обл., 44, 3, 1972.
3. Г. А. Гурзядян, Астрофизика, 1, 319, 1965.
4. Г. А. Гурзядян, Astron. Astrophys., 20, 145, 1972.
5. Г. А. Гурзядян, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
6. Г. А. Гурзядян, Астрофизика, 4, 154, 1968.
7. C. H. Lacy, T. J. Moffett, D. S. Evans, Ap. J., Suppl. ser., 30, 85, 1976.
8. T. J. Moffett, Ap. J., Suppl. ser., 29, 1, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.034.43

О ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ВЫСВЕЧИВАНИЕМ

Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 25 июля 1978

Пересмотрена 24 ноября 1978

Исследуется возможность тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны с высвечиванием. Наиболее благоприятны условия для адиабатической моды тепловой неустойчивости. Возможно, именно эта мода тепловой неустойчивости приводит к образованию неоднородностей в окрестности компактных зон Н II.

1. *Введение.* Динамика ударных волн в астрофизических условиях в значительной степени определяется возможностью объемных потерь энергии за фронтом ударной волны — ударные волны с высвечиванием. Теория таких ударных волн в настоящее время детально разработана (см., например, [1, 2]). Однако вопрос о тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны с высвечиванием долгое время оставался в стороне. Вместе с тем хорошо известно, что в среде с объемными потерями при выполнении определенных критериев может развиваться тепловая неустойчивость, результатом которой может быть, например, образование конденсаций газа [3].

Исследованию этой возможности посвятили свою работу Бурдюжа и Рузмайкина [4], где они показали, что за фронтом ударной волны, распространяющейся перед ионизационным фронтом, ограничивающим зону Н II, развивается тепловая неустойчивость, которая приводит к образованию мазерных конденсаций OH и H₂O. Авторы ограничились рассмотрением изобарических и изохорических возмущений, т. е. конденсационной моды тепловой неустойчивости. Оппенгеймер [5] высказал мнение о том, что вблизи компактных зон Н II создаются условия, благоприятные для развития колебательной моды тепловой неустойчивости, соответствующей адиабатическим возмущениям. На этом основании Оппенгеймер сделал вывод, что образование мазерных источников OH и H₂O связано именно с

этой модой тепловой неустойчивости, в отличие от выводов работы [4]. В этой связи представляется целесообразным исследование критериев тепловой неустойчивости адиабатических возмущений в условиях за фронтом ударной волны с высвечиванием.

2. О тепловой неустойчивости в стационарных условиях. Остановимся сначала кратко на тепловой неустойчивости в однородной, неограниченной, стационарной среде. Система гидродинамических уравнений при наличии объемных потерь записывается следующим образом [3]:

$$\rho \frac{dv}{dt} + \gamma \nabla p = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} + \gamma p = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp}{dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \rho L = 0, \quad (3)$$

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T, \quad (4)$$

где $d/dt = \partial/\partial t + v \nabla$, ρ , T , p — плотность, температура и давление газа, v — скорость, γ , μ , R — показатель адиабаты, молекулярный вес и универсальная газовая постоянная, L — обобщенная функция потерь: $L = \Lambda_\rho - \Gamma$, Λ_ρ и Γ — скорость охлаждения и скорость нагрева на 1 г. В уравнении (3) мы пренебрегли эффектами теплопроводности.

Решение задачи для малых возмущений с начальными условиями дает:

$$\begin{aligned} \bar{\varphi} = \sum_{i=1}^3 d(n_i) [-(n_i + m_\gamma) n_i \bar{\varphi}_0 + \\ + k^2 (\gamma - 1) \bar{\varphi}_{p_{n0}} + ik (n_i + m_\gamma) \rho_0 \bar{\varphi}_0] e^{n_i t}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\bar{\varphi}_0$ — амплитуда возмущения соответствующей величины (рассматривались возмущения вида $\bar{\varphi}_0 \exp(ikx)$). $\bar{\varphi}_{p_{n0}} = (1/\gamma - 1) (\bar{\varphi}_{p_0} - \gamma (p/\rho) \bar{\varphi}_0)$, индекс „0“ относится к начальному состоянию, k — волновое число, $m_\gamma = (\gamma (\gamma - 1)/R) (dL/dT)$, n_i являются корнями характеристического уравнения системы линеаризованных уравнений гидродинамики $D(n) = 0$, где [3]

$$\begin{aligned} D(n) = n^3 + n^2 m_\gamma - nk^2 c^2 + \frac{k^2 c^2}{\gamma} (m_\gamma - m_\rho) = \\ = (n - n_1)(n - n_2)(n - n_3), \end{aligned}$$

$$c^2 = \gamma p / \rho, \quad \omega_i = \frac{\gamma(\gamma - 1)}{R} \frac{\gamma}{T} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho} \right)_T,$$

$$d(n_1) = [(n_1 - n_2)(n_1 - n_3)]^{-1}, \quad d(n_2) = [(n_2 - n_1)(n_2 - n_3)]^{-1},$$

$$d(n_3) = [(n_3 - n_1)(n_3 - n_2)]^{-1}.$$

Выражения для n_i в различных областях длин волн возмущений приведены в работе Филда [3].

Рассмотрим коротковолновые возмущения: $t_h = (kc)^{-1} \ll t_c$, где t_h — характерное гидродинамическое время, $t_c \sim \omega_p^{-1}$ — характерное время охлаждения. Для таких возмущений можно принять $\delta p_{ad} \approx 0$, поскольку в этом случае за характерное время пульсаций t_h температура газа не успевает уменьшиться сколько-нибудь значительно. Подставляя в (5) выражения для n_i , полученные в [3], мы найдем, что основной вклад в δp в этих условиях дает колебательная мода тепловой неустойчивости с $n_{2,3} \approx \pm ikc - (\omega_p + (\gamma - 1)\omega_T)/2\gamma$. Вклад в δp от конденсационной (изобарической) моды с $n_1 \approx (\omega_p - \omega_T)/\gamma$ пропорционален $(\omega_p/kc)^2 \ll 1$; здесь мы принимали n_1 , $\text{Re}(n_2, n_3) > 0$.

По мере увеличения длины волны, то есть $\omega_p/kc \rightarrow 1$, вклад в δp от конденсационной моды растет так, что коэффициенты перед экспонентами в (5) оказываются сравнимыми. Причем на больших временах $t \gg t_c$ (при $n_1 > 0$) преобладающими оказываются члены, соответствующие конденсационной моде, даже если в начальный момент $\delta p_{ad} \approx 0$. Действительно, если $n_1 > 0$, то есть конденсационная мода неустойчива, то $\omega_p > \omega_T$, а при этом $n_1 > \text{Re}(n_2, n_3)$.

Перейдем к длинноволновым возмущениям: $t_h \gg t_c$. В этом случае $n_1 \approx -\omega_T$, $n_{2,3} \approx \pm ((\omega_p - \omega_T)/\gamma\omega_T)^{1/2} kc$, при условии, что ω_p и ω_T одного порядка. В выражении для δp (5) растущее решение оказывается пропорциональным $\exp(akt)$, где $a = \gamma^{-1/2} (\omega_p/\omega_T - 1)^{1/2}$; решение, соответствующее первому корню n_1 , дает малый вклад в δp из-за того, что коэффициенты перед $\delta \rho_0$ и δv_0 в (5) аннулируются, а член, пропорциональный δp_{ad} , мал из-за малости k . Таким образом, в этом случае δp увеличивается с характерным гидродинамическим временем, в то время, как δT , а значит и δp , могут изменяться значительно быстрее — с характерным временем охлаждения t_c . Действительно, решение для δT имеет вид:

$$\delta T = \sum_{i=1}^3 d(n_i) \left[n_i \left(\frac{\omega_p}{\gamma - 1} - n_i \right) \delta \rho_0 + \right. \\ \left. + \left(\gamma \frac{n_i^2}{c^2} - k^2 \right) \delta p_{ad} - \left(\frac{\omega_p}{\gamma - 1} - n_i \right) ik \rho_0 \delta v_0 \right] e^{n_i t},$$

так что для длинноволновых возмущений основной вклад в δT дает мода $n_1 \approx -n_T$ (если $n_1 > 0$), с характерным временем нарастания $\omega_T^{-1} \sim t_c$.

Таким образом, при выполнении определенных критериев в области коротких длин волн ($l_h \ll l_c$) нарастают возмущения, соответствующие адиабатической моде (в предположении $\delta p_{ad} \approx 0$). Для больших длин волн ($l_h \sim l_c$) преобладающий вклад в нарастание $\delta \rho$ вносит конденсационная (изобарическая) мода; наконец, нарастание $\delta \rho$ для длинноволновых возмущений ($l_h \gg l_c$) соответствует изохорической моде.

3. *Условия за фронтом ударной волны с высвечиванием.* Первую попытку получения критериев тепловой неустойчивости для произвольного течения газа предприняли Хантер и София [6], однако их результаты неприменимы для течения газа за фронтом ударной волны с высвечиванием. Это связано с тем, что их рассмотрение ограничено предположением о малости длины волны l по сравнению с характерным размером неоднородности l : $l \ll l_c$. Вместе с тем, поскольку в этой работе речь идет о конденсационной моде тепловой неустойчивости, которой соответствуют, как следует из предыдущего раздела, возмущения с длинами волн $l \gtrsim c \cdot l_c$, то в условиях за фронтом ударной волны с высвечиванием это предположение несправедливо. Причина этого состоит в следующем. Из-за высвечивания температура газа за фронтом уменьшается, а плотность увеличивается таким образом, что давление газа остается примерно постоянным и близким к значению $p \approx \rho_0 u_0^2$, здесь ρ_0 и u_0 — плотность и скорость газа перед фронтом ударной волны (в системе, связанной с фронтом) [1]. Характерное время изменения ρ и T есть время охлаждения газа t_c , соответствующий масштаб неоднородности ρ и T равен $l \sim v \cdot t_c$, где v — скорость течения газа за фронтом (в системе, связанной с фронтом). Имея в виду неравенство $v < c$, мы приходим к выводу, что характерный размер неоднородности ρ и T за фронтом ударной волны с высвечиванием, по крайней мере, не превышает длину волны возмущения, соответствующего конденсационной моде.

В этих условиях для длинноволновых возмущений ($l \gtrsim c \cdot l_c$) с волновым вектором, направленным параллельно фронту (в случае плоской ударной волны), можно воспользоваться критериями, полученными в работах [4, 7]. Тот факт, что давление за фронтом ударной волны остается постоянным, $p \approx \rho_0 u_0^2$, благоприятствует образованию облаков из длинноволновых возмущений, в отличие от охлаждающейся среды с постоянной плотностью, где длинноволновые возмущения «растворяются» в окружающем газе из-за быстрого охлаждения последнего [8].

4. *Короткопериодные возмущения.* Для возмущений с $kl \gg 1$ удается получить критерий неустойчивости в условиях за фронтом ударной волны с высвечиванием. Мы ограничимся рассмотрением плоской ударной волны. В этом случае удобно перейти к лагранжевой переменной (см., например, [9]):

$$m = \int_{x_0}^x \rho(x', t) dx',$$

где x — координата некоторой фиксированной точки за фронтом волны. Уравнение непрерывности записывается при этом следующим образом:

$$\frac{\partial v}{\partial m} = -\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t},$$

уравнение Эйлера:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial m}.$$

Используя также уравнение теплового баланса (3) и уравнение состояния (4), для малых возмущений вида $\delta a \propto \exp(i\lambda m)$, где λ — волновое число, соответствующее переменной m , при $\lambda m \gg 1$ найдем:

$$\delta v = \Lambda_T \delta v + \frac{k^2 c^2}{\omega_0^2} \delta v - \frac{k^2 c^2}{\omega_0^2} \Lambda_p \delta v = 0, \quad (6)$$

где приняты обозначения:

$$\delta v = \delta \rho / \rho,$$

$$\Lambda_T = \frac{1}{\omega_0} \left\{ 4 \frac{d \ln \rho}{dt} + \frac{d \ln T}{dt} - (\gamma - 1) \frac{1}{R} \left[\left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_\rho - \frac{L}{T} \right] \right\},$$

$$\Lambda_p = \frac{1}{\omega_0} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{1}{R} \left[\frac{\gamma}{T} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho} \right)_T - \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_\rho + \frac{L}{T} \right],$$

$$k = \pi, \quad \pi_p = \frac{1}{T} \left[\frac{dT}{dt} \right]_{\mu=0} = (\gamma - 1) \frac{1}{R} \frac{L}{T} \Big|_{\mu=0} \neq 0$$

(последнее есть следствие того, что за фронтом ударной волны потери энергии преобладают над нагревом, поэтому $L > 0$), точка означает дифференцирование по безразмерному времени $t^* = \omega_0 t$. Наличие двух масштабов времени — «медленного» ω_0^{-1} (характерного времени изменения невозмущенных параметров среды ρ и T) и «быстро-

го" $(k\kappa)^{-1}$ (времени осцилляций) — позволяет воспользоваться при решении уравнения (6) методом двухмасштабных разложений (см. [10], гл. 3). Аналогичное уравнение для $\lambda_{\text{н}}$ было получено в [8] для случая охлаждающейся среды ($dT/dt \neq 0$) с постоянной плотностью. Отличие состоит лишь в добавлении в Λ_T в (6) члена $4d \ln p/dt$. Это обстоятельство позволяет сразу выписать критерий неустойчивости коротковолновых возмущений в виде

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{T} \left(\frac{dL}{dp} \right)_T + \left(\frac{dL}{dT} \right)_p - \frac{L}{T} < \frac{\gamma}{(\gamma - 1)^2} \frac{R}{p} \left(4 \frac{d \ln p}{dt} - \frac{1}{2} \frac{d \ln T}{dt} \right). \quad (7)$$

Это условие нарастания амплитуды колебаний (подробности вычислений см. в [8]). В условиях за фронтом ударной волны из-за высвечивания температура газа уменьшается, а плотность, благодаря тому, что давление остается примерно постоянным, увеличивается с характерным временем, близким ко времени охлаждения. Таким образом, в правой части неравенства (7) стоит положительная величина, вследствие чего условия для тепловой неустойчивости коротковолновых возмущений за фронтом ударной волны с высвечиванием оказываются более благоприятными, чем в охлаждающейся среде с постоянной плотностью и, тем более, в стационарной среде.

В частности, если пренебречь нагревом, то есть $L = \Lambda_p$, и принять $\left| \frac{d \ln p}{dt} \right| \approx \left| \frac{d \ln T}{dt} \right| \approx (\gamma - 1) \frac{\mu}{R} \cdot \frac{\Lambda_p}{T} = t_{\text{с}}^{-1}$, то при $\gamma = 5/3$ неравенство (7) дает $d \ln \Lambda / d \ln T < 43/4$ — условие, которое заведомо выполняется в межзвездной среде. Это означает, что колебательная мода в условиях за фронтом ударных волн высвечиванием может играть значительную роль.

Рассмотрим в качестве примера возможность тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны в окрестности компактной зоны Н II. Согласно разделу 2, адиабатическая мода тепловой неустойчивости может реализоваться для длин волн $\lambda \ll l_{\text{с}} \sim ct_{\text{с}}$. Однако для того, чтобы такие возмущения оказались неустойчивыми, недостаточно выполнения соответствующего критерия (7) — длина волны должна превышать некоторое критическое значение $\lambda_{\text{кр}}$, определяемое теплопроводностью [3]. В противном случае возмущения затухают. Согласно [3] критическая длина волны равна

$$\lambda_{\text{кр}} \approx \left(\frac{\gamma T}{\mu m_{\text{н}} L} \right)^{1/2}.$$

где γ — коэффициент теплопроводности, m_a — масса атома подорода. Таким образом, дополнительным условием тепловой неустойчивости является $\beta > 1$. При $\beta > 1$ эффектами теплопроводности можно пренебречь.

Итак, для адиабатических возмущений $\beta \gg 1$, $\beta \ll 1$. С другой стороны, из условия $\beta > 1$ следует:

$$\beta > \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\gamma}{k n T} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где k — постоянная Больцмана. Если принять для параметров невозмущенного газа, окружающего компактную зону Н II, значения $T = 10^2$ К и $n \approx 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, то за фронтом ударной волны, предшествующей ионизационному фронту, следует ожидать значений $T \approx 10^3 - 10^4$ К и $n \approx 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ [9, 11]. В этих условиях, из-за отсутствия ионизирующих квантов перед ионизационным фронтом, степень ионизации водорода x не будет, по-видимому, превышать значения 10^{-7} [4]. Подставляя эти значения в (8) и используя для времени охлаждения оценку $t_c \approx (10^{10} T/n) \cdot \epsilon$ [4], получим $\beta > 3 \cdot 10^{-8} - 5 \cdot 10^{-7}$. Здесь мы считали, что теплопроводность обусловлена нейтральными атомами — вклад от электронной теплопроводности в этих условиях пренебрежимо мал; второе значение β соответствует температуре $T \approx 10^4$ К. Это неравенство совместимо с неравенством $\beta \ll 1$. В частности, при $\beta \sim 3 \cdot 10^{-8}$ и температуре в невозмущенном газе $T = 10^2$ К длина волны $\lambda \ll \lambda_D$ и в то же время превышает значение критической длины λ_c , так что адиабатическая мода будет неустойчивой. Конденсационная мода, согласно разделу 2, может давать вклад в тепловую неустойчивость возмущений с длинами волн $\lambda \ll \lambda_c$ лишь в том случае, если в начальный момент $\beta_0 \approx 0$, что маловероятно для рассматриваемых λ .

С этой точки зрения более предпочтительным представляется связывать образование лазерных источников OH и H₂O в окрестности компактных зон Н II с адиабатической модой тепловой неустойчивости, как это предложил Оппенгеймер [5].

Институт физики
Ростовского государственного
университета

ON THE THERMAL INSTABILITY BEHIND THE
RADIATIVE SHOCK

Yu. A. SHCHIKINOV

The possibility of thermal instability behind the radiative shock is investigated. The conditions for the instability of the adiabatical mode are more favourable. It is possible that the inhomogeneities near the compact HII zones are the result of this mode of thermal instabilities.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплян. Космическая газодинамика. Физматгиз, М., 1958.
2. С. А. Каплян, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда, Наука, М., 1963.
3. G. B. Field, *Ap. J.*, 142, 531, 1955.
4. В. В. Бородина, Т. В. Рудомайкина, *Астрон. ж.*, 51, 346, 1974.
5. M. Orpenheimer, *Ap. J.*, 211, 400, 1977.
6. J. H. Hunter, *Jl - S. Softu*, M. N., 154, 393, 1971.
7. J. H. Hunter, Jr., *Ap. J.*, 139, 570, 1964.
8. Ю. А. Шекина, *Астрон. ж.*, 55, 311, 1978.
9. В. Г. Горбаукий. Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.
10. Д. Коул. Методы возмущений в прикладной математике, Мир, М., 1972.
11. Д. Филд, в кн. "Космическая газодинамика", Мир, М., 1972, стр. 64.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 523.035.33

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ У НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ С ГАЗО-ПЫЛЕВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

В настоящее время накоплен значительный наблюдательный материал о звездах ранних спектральных классов, имеющих эмиссионные избытки в ИК-области спектра, которые обусловлены излучением околозвездных газо-пылевых оболочек. Состав этих звезд неоднороден. К ним относятся объекты различной физической природы, находящиеся на разных стадиях звездной эволюции. Поэтому происхождение и физические свойства их околозвездных оболочек должны быть также различными.

Подавляющая масса наблюдательной информации об ИК-свойствах этих объектов представлена в настоящий момент результатами широкополосной фотометрии, которая не позволяет достаточно полно исследовать особенности ИК-излучения, принадлежащего собственно оболочкам звезд. Спектрофотометрия и фотометрия с более детальным спектральным разрешением проводилась только для небольшого количества наиболее ярких звезд.

Согласно результатам таких исследований, в ближней ИК-области спектры объектов ранних спектральных классов с газо-пылевыми оболочками содержат возникающие в газовой составляющей оболочки эмиссионные линии различных элементов, главным образом водорода и гелия. Кроме них имеется также ряд неотожествленных эмиссионных и абсорбционных деталей, которые могут быть либо неразрешенными линиями газовой оболочки, либо могут принадлежать самой пыли или молекулам, образующимся на поверхности пылинок [1].

Настоящая работа проводится с целью исследования особенностей спектрального распределения энергии в диапазоне λ 0.9—2.5 мкм для представителей некоторых групп горячих звезд с газо-пылевыми оболочками и особенностей строения и физических характеристик самих оболочек.

Наблюдения проводились в течение 1978 г. с помощью ИК-фотометра, установленного на телескопе ЭТА-2.6 БАО АН Арм. ССР. Использовалась диафрагма 15" и набор фильтров, отдельные характеристики которых перечислены в табл. 1.

Таблица 1

СПИСОК ФИЛЬТРОВ, ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ

λ , мкм	0.96	1.47	1.54	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
$\Delta\lambda$, мкм	0.07	0.07	0.04	0.05	0.04	0.06	0.05	0.04	0.07	0.04

Список наблюдаемых объектов помещен в табл. 2.

Таблица 2

СПИСОК ОБЪЕКТОВ НАБЛЮДЕНИЯ

Группа объектов	Объект	Спектр. класс	V	H	K	Число единичных наблюдений (для разных фильтров)
Звезды из списка Хорбига [3]	AB Aur	B ⁹ ₀	7.0	5.2	4.3	2—3
	HD 200775	B3 ₀	7.4	5.4	4.6	4—6
Фуоры	FU Ori	F2 ₀	8.9	5.3	4.7	4—6
	V 1057 Cyg	A7 ₀	9.5	5.5	4.9	6—8
Звезды В с оболочками (из другой группы)	P Cyg	B1 ₀	4.8	3.5	2.3	2
	HD 163296	A2 ₀	6.8	5.2	4.5	3—5

Распределения энергии в спектрах исследуемых объектов, построенные по результатам наблюдений, представлены на рис. 1—3. Для всех объектов точность фотометрических измерений в целом не хуже 5—10%. Отклонение относительных распределений энергии от результатов, опубликованных в других работах, укладывается в эту величину. Для двух объектов — HD 163296 и V 1057 Cyg абсолютные значения потоков для всех λ приблизительно на 20% меньше, чем опубликованные другими авторами [2, 1]. В случае HD 163296 причиной несовпадения мог оказаться разный размер диафрагмы, использованный при наблюдениях, так как в [2], где приводятся H и K-величины для ряда звезд и, в частности, для HD 163296, диаметр диафрагмы менялся от 7" до 35" в зависимости от углового размера ИК-источника. Для V 1057 Cyg такое объяснение не подходит, так как в [4] на основе результатов широкополосной фотометрии от $\lambda = 5$ мкм до $\lambda = 22$ мкм указывается угловой размер объекта в 5". Однако в этой работе отмечается переменность V 1057 Cyg в ИК-диапазоне с постоянной

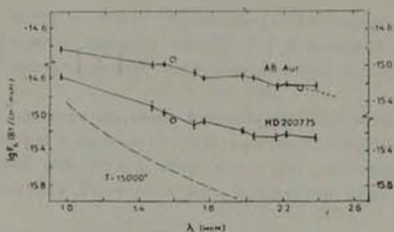


Рис. 1. Распределение энергии в спектрах звезд Хербига.

- результаты настоящей работы (вертикальная черта обозначает среднюю квадратическую ошибку измерений).
- результаты широкополосной фотометрии по [1, 2].
- результаты спектрофотометрии по [11].
- кривая чернотельного излучения с $T = 15000$ К, соответствующая средней звезде спектрального класса A0.

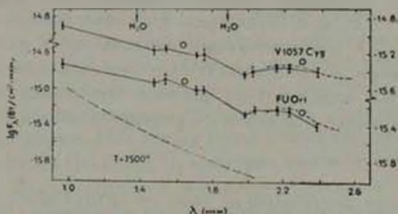


Рис. 2. Распределение энергии в спектрах фуорон.

- H_2O — указывает положение полосы поглощения H_2O .
- кривая чернотельного излучения с $T = 7500$ К, соответствующая средней звезде спектрального класса F0. (Остальные обозначения см. рис. 1)

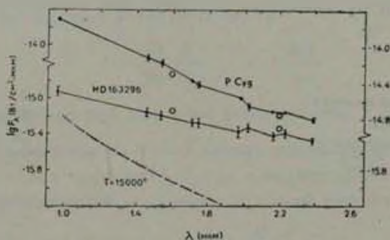


Рис. 3. Распределение энергии в спектрах различных групп Be-звезд с оболочками (обозначения см. рис. 1).

времени порядка месяцев. О переменности этого объекта в ИК-области спектра говорится также и в [5]. Таким образом, результат настоящей работы может быть интерпретирован как подтверждение переменности V 1057 Cyg.

Общим свойством всех полученных спектров является наличие ИК-экцесса, который можно объяснить как $f-f$ -эмиссией ионизованного газа в околозвездной оболочке, так и тепловым излучением пыли. Для однозначной интерпретации необходим дополнительный наблюдательный материал.

Особый интерес представляют спектры двух фуоров — FU Ori и V 1057 Cyg. В [1], где помещены результаты спектрофотометрии этих объектов в диапазоне λ 2.1—4.0 мкм, отмечается коротковолновый спад в их кривых спектрального распределения энергии, начинающийся от $\lambda = 2.3$ мкм. Этот спад объясняется широкой молекулярной полосой поглощения H₂O в оболочках объектов и центрированный у $\lambda = 1.89$ мкм. В настоящей работе приводятся более коротковолновые спектры фуоров. В спектральный диапазон наблюдений входят и водяные полосы с центрами на $\lambda = 1.37$ мкм и $\lambda = 1.89$ мкм. В спектрах, представленных на рис. 2, видны абсорбционные детали, соответствующие крыльям обеих полос молекулярного поглощения воды, и лишь недостаточное спектральное разрешение не позволило полностью определить их контуры. Это в известной мере подтверждает предположение о водяном поглощении в оболочках фуоров, сделанное в [1].

Spectral energy distribution of some early-type stars with gas-dust shells in near infra-red. The results of narrow-band photometry at λ 0.9—2.5 μ m of some early-type objects with gas-dust shells are presented. The errors of measurements do not exceed 5—10%.

All observed objects are found to exhibit IR-excess. Absorption details are observed in the spectra of FU Ori and V1057 Cyg, which may be explained by absorption of water. The variability of V1057 Cyg is suspected.

11 января 1979

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

В. Э. АВЕТИСЯН
В. В. КИРЬЯН
М. А. ПОГОДИН
Ю. Л. ШАХБАЗЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Cohen, M. N., 173, 279, 1975
2. D. A. Allen, M. N. 161, 145, 1973
3. G. H. Herbig, Ap. J., Suppl. ser., 4, 337, 1960
4. T. Simon, N. D. Morrison, S. C. Wolf, D. Morrison, Astron. Astrophys., 20, 49, 1972.
5. M. Cohen, M. N. 161, 85, 1973.

УДК 523.841

ФОРМА КВАНТОВЫХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Во вращающемся цилиндрическом сосуде, заполненном сверхтекучей жидкостью, при угловых скоростях $\Omega > \Omega_{cr}$ образуются вихревые нити, параллельные оси вращения [1]. Возникает вопрос о том, какую форму имеют эти нити, если вращающийся сосуд имеет форму сферы радиуса R . Важность ответа на этот вопрос связана с тем, что во вращающихся нейтронных звездах, имеющих почти сферическую форму, нейтроны и протоны могут находиться в сверхтекучем состоянии [2] и образовывать вихревые нити неизвестной формы. Неизвестна также форма вихревых нитей сверхтекучего гелия в опытах Цакадзе [3], в которых имитировалась модель нейтронной звезды и было рассмотрено поведение вихревых нитей во вращающемся сферическом стеклянном сосуде, заполненном жидким гелием.

Из-за симметрии задачи вблизи экваториальной плоскости вихревые нити будут прямыми линиями, перпендикулярными этой плоскости. Написав свободную энергию для бесконечно тонкого слоя вблизи экваториальной плоскости и найдя ее минимум, мы можем определить распределение скоростей на экваториальной плоскости [4]. Частицы жидкости вращаются вокруг центра вихревых нитей со скоростью

$$v = \frac{\kappa}{2\pi} \frac{1}{r}, \quad \kappa = \frac{2\pi\hbar}{m},$$

где r — расстояние частицы от центра вихревой нити, а сама вихревая нить вращается со скоростью $v = [\Omega r]$ вокруг оси вращения сосуда (r — расстояние вихря от оси вращения). Тогда дополнительная энергия вихревой особенности, приходящаяся на бесконечно малый элемент длины ds , равна

$$dE_k = \nu_s \frac{\kappa^2}{8\pi} \ln \frac{b^2}{a^2} ds, \quad (1)$$

где ρ_s — плотность сверхтекучей компоненты, a — радиус ствола вихря, а b — среднее расстояние между вихрями, которое выражается через плотность вихрей на экваториальной плоскости по формуле [4]

$$\pi b^2 = \frac{1}{N} = \frac{\kappa}{2\Omega}, \quad (2)$$

где Ω — угловая скорость вращения.

Внутренняя энергия единицы длины вихревой нити логарифмически зависит от отношения b/a , следовательно, она не зависит от широты звезды и ее можно считать постоянной. Далее из требования о том, что вихревые нити, выходящие из экваториальной плоскости, оставались в той же плоскости $\{\rho z\}$ (что вытекает из аксиальной симметрии задачи), получаем, что макроскопическая скорость вихрей во всех точках равна $\vec{v} = [\frac{\Omega}{2\pi}]$.

Подсчитаем энергию жидкости, приходящуюся на одну вихревую нить. Она складывается из дополнительной энергии вихревой особенности, равной

$$E_{\text{вн}} = \int_{-z_0}^{z_0} \frac{\rho_s v^2}{8\pi} \ln \left[\frac{z}{2\pi a^2 \Omega} \right] \sqrt{1 + \rho'^2} dz, \quad (3)$$

где z_0 есть z -координата точки пересечения вихревой нити с поверхностью шара, функция $\rho(z)$ — искома форма вихревой нити и энергии вращения жидкости как целого вокруг оси вращения, которую можно определить по формуле

$$E_{\text{вн}} = \int_{-z_0}^{z_0} \frac{\rho_s v^2}{2} \Delta S_z dz. \quad (4)$$

Площадь ΔS_z , занимаемую одной вихревой нитью, находим из условия

$$\begin{aligned} \int \text{rot } \vec{v} d\vec{s} &= 2\Omega \Delta S_z = \kappa, \\ \Delta S_z &= \pi b^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя в (4) $\vec{v} = [\frac{\Omega}{2\pi}]$ и ΔS_z , полученное из (5), окончательно имеем:

$$E_{\text{вн}} = \int_{-z_0}^{z_0} \frac{\rho_s}{4\Omega} \rho'^2 \Omega^2 dz. \quad (6)$$

Полная энергия будет:

$$E(\rho) = \int_{-z_0}^{z_0} \frac{\rho_0}{4\pi} \rho^2(z) \Omega^2 dz + \int_{-z_0}^{z_0} \frac{\rho_0^2}{8\pi} \ln \left| \frac{z}{2\pi a^2 \Omega} \right| \left[1 - \frac{1}{\rho'^2} \right] dz, \quad (7)$$

где $\rho' = d\rho/dz$. Искомую функцию $\rho(z)$ можно найти на требования минимальности энергии $E[\rho]$. При этом нужно учесть, что требование непересякаемости вихревых нитей приводит к условию

$$\int_{-z_0}^{z_0} \ln \rho dz = \text{const.}$$

Условный минимум выражения (7), с учетом того, что подынтегральное выражение не зависит явно от z , приводит к уравнению, определяющему $\rho(z)$,

$$\rho^2(z) + \frac{z(\Omega)}{1 + \rho'^2(z)} = \text{const} + \frac{\Gamma}{\pi\Omega} \ln \rho(z), \quad (8)$$

где

$$z(\Omega) = \frac{z}{2\pi\Omega} \ln \left| \frac{z}{2\pi\Omega a^2} \right|, \quad \Gamma \approx 2\pi\Omega^2 \rho_{\min}^2.$$

$\rho_{\min}$ — координата пересечения вихревой нити с экваториальной плоскостью.

Постоянную интегрирования в (8) определяем из граничного условия на поверхности сферы: вихревая нить должна быть нормальна к поверхности сферы [5]. Поэтому имеем:

$$\rho^2(z) = \rho_0^2 - \left| \frac{1}{1 + \rho'^2} - \frac{|z_0|}{R} \right| z(\Omega) + \frac{\Gamma}{\pi\Omega} \ln \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (9)$$

где z_0 и ρ_0 — координаты вихревой нити на поверхности шара. Подставляя в (9) $\rho'(z) = 0$, мы определим координаты пересечения вихревой нити с экваториальной плоскостью:

$$\rho_{\min}^2 = \rho_0^2 - \left| 1 - \frac{|z_0|}{R} \right| z(\Omega) + \frac{\Gamma}{\pi\Omega} \ln \frac{\rho_{\min}}{\rho_0}. \quad (10)$$

Так как $z(\Omega)$ — достаточно малая величина, то почти по всему объему шара вихревые нити проходят параллельно оси вращения. Они загибаются в сторону поверхности звезды у самой поверхности, и смещение $\Delta\rho = \rho_0 - \rho_{\min}$ равняется

$$\Delta\rho = \left[\left(1 - \frac{|z_0|}{R} \right) \frac{z(\Omega)}{2} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Согласно (11) смещение имеет обратную корневую зависимость от угловой скорости вращения $\Omega^{-1/2}$. С увеличением Ω , Δr уменьшается. Для вихревой нити, проходящей через ось вращения $z_0 = R$, смещение равно нулю ($\Delta r = 0$). Смещение увеличивается с удалением вихревой нити от оси вращения и на расстояниях $\sim R$ становится порядка среднего расстояния между нитями на экваториальной плоскости:

$$\Delta r \approx \left[\frac{z(\Omega)}{2} \right]^{1/2} \approx b.$$

Для нейтронных звезд, вращающихся со скоростью $\Omega = 200 \text{ с}^{-1}$, максимальное смещение меньше 10^{-3} см, т. е. практически нити имеют форму прямых линий, параллельных оси вращения. Этот результат остается в силе и для опытов, описанных в работе [3].

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Г. Мамаладзе, который при рецензировании статьи сообщил нам о выводе уравнения (8) другим методом, что привело к переработке первоначального варианта нашей статьи и к дополнению уравнения (8) логарифмическим слагаемым.

The form of quantum vortexes in the rotating neutron stars. The form of superfluid neutron vortexes in the rotating neutron stars are considered. It is shown that they are straight lines parallel to the axis of rotation.

23 апреля 1975

17 ноября 1978

Ереванский государственный
университет

Д. М. СЕДРАКЯН
Г. К. САВВИДИ

ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Feynman, Progress in Low Temperature, vol. I. North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1957.
2. В. А. Гинабур, УФН, 103, 393, 1971.
3. Дж. С. Цакодзе, С. Дж. Цакодзе, Письма ЖЭТФ, 18, 605, 1974.
4. И. М. Халатников, Твория сверхтекучести, Наука, М., 1971.
5. Э. А. Андрикошвили, Ю. Г. Мамаладзе, С. Г. Матинян, Д. С. Цакодзе, УФН, 73, 3, 1961.

CONTENTS

THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS II	<i>M. A. Kazarian</i>	193
GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XII		
	<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	201
SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF UV-GALAXIES WITH DOUBLE AND MULTIPLE NUCLEI. I.	<i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikian</i>	209
AN ANALYSIS OF TURNER'S SAMPLE OF BINARY GALAXIES		
	<i>I. D. Karachentsov, B. I. Fessenko</i>	217
THE CALCULATION OF THE SPECTRUM OF THE INTEGRAL EQUATION OF RADIATIVE TRANSFER. I. SEMIINFINITE MEDIUM	<i>D. I. Nagtner</i>	229
POLARIZATION OF SCATTERED LIGHT IN ATMOSPHERES WITH EMBED- DED SOURCES.	<i>V. M. Loskutov, V. V. Sobolev</i>	241
THE PLASMA WAVES IN A RELATIVISTIC STRONGLY ANISOTROPIC PLASMA, PROPAGATING ALONG THE MAGNETIC FIELD	<i>O. G. Onishchenko</i>	253
THE DISTANCES AND THE GALACTIC DISTRIBUTION OF THE PLANE- TARY NEBULAE	<i>G. S. Khromov</i>	269
CALCULATION OF IONIZATION AND LINE EMISSION OF T TAU NEBULA	<i>V. V. Golovatyj, I. V. Shpychka, O. S. Yatsyk</i>	285
INTRINSIC POLARIZATION OF RADIATION OF THE INFRARED CARBON STAR IRC +19216 (CW LEO)	<i>N. A. Silant'ev, G. V. Khozov</i>	297
ON THE RELATION OF TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS WITH ASSOCIATIONS, GALACTIC CLUSTERS AND EMISSION NEBULAE	<i>G. N. Salukvadze</i>	311
THE STELLAR CONVECTION EQUATIONS. I. THE ENSEMBLE AVERAGING	<i>V. I. Kovshov</i>	319
ON THE SPECTRUM OF STELLAR FLARE LIGHT	<i>G. A. Gurzadyan</i>	335
ON THE THERMAL INSTABILITY BEHIND THE RADIATIVE SHOCK	<i>Yu. A. Schektnov</i>	347
NOTES		
SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION OF SOME EARLY-TYPE STARS WITH GAS-DUST SHELLS IN NEAR INFRA-RED	<i>V. S. Avetisyan, V. V. Kirjan, M. A. Pogodin, Ju. L. Shahbaskan</i>	355
THE FORM OF QUANTUM VORTEXES IN THE ROTATING NEUTRON STARS	<i>D. M. Sedrakian, G. K. Savvidi</i>	359