

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21

АВГУСТ, 1984

ВЫПУСК 1

| | |
|--|-----|
| СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 4151. I. ПОИСК И ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ СЛАБЫХ ЛИНИЙ <i>В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова</i> | 5 |
| ДВУХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК. II <i>А. Г. Егикян, А. Т. Каллоляян, Д. Нанни, Д. Тревезе, А. Винято</i> | 21 |
| ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА. II <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян</i> | 35 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК. II <i>А. А. Коровяковская</i> | 43 |
| ИЗОДЕНСИТОМЕТРИЯ ИЗБРАННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК. I <i>Ю. П. Коровяковский</i> | 49 |
| СВЕРХАССОЦИИИ В СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗЫТКОМ. III <i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i> | 57 |
| СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ДВУХ ЭМИССИОННЫХ ОБЛАСТЕЙ В ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКЕ NGC 3448 <i>Н. К. Андрасян</i> | 73 |
| О ЧАСТОТЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ В ГАЛАКТИКАХ ТИПА Sb <i>Р. Г. Мнацаканян</i> | 81 |
| ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК С УЧЕТОМ ПРИЛИВНЫХ СИЛ <i>Г. С. Бисюватый-Коган</i> | 87 |
| ОБ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ОСЕЙ РАДИОИСТОЧНИКОВ И СВЯЗАННЫХ С НИМИ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК <i>Р. Р. Андрасян</i> | 93 |
| ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИМ ГАЗОМ <i>Н. Я. Сотникова</i> | 103 |
| МК-КЛАССИФИКАЦИЯ И НЕПРЕРЫВНЫЕ СПЕКТРЫ РАННИХ ЗВЕЗД <i>Е. В. Рубан</i> | 111 |
| МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЙ, ОТВЕТСТВЕННЫХ ЗА ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ И БЛЕСКА μ Cep <i>Т. А. Полякова</i> | 125 |
| О МЕХАНИЗМЕ ИСТЕЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ИЗ ЗВЕЗД ВОЛЬФА-РАЙЕ <i>И. Ф. Малов, В. И. Шишов</i> | 137 |
| СТРУКТУРА МАССИВНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ <i>А. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник</i> | 147 |
| К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК <i>Г. А. Арутюнян</i> | 163 |
| ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ МАССЫ В ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ <i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Паполян</i> | 175 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | 183 |
| РЕЦЕНЗИИ | 207 |

Խ Վ Ր Պ Տ Պ Ր Մ Կ Տ Ե Կ Ո Ւ Ե Չ Ի Մ

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրազկի, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ի. Մ. Կոպիլով Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Լ. Ի. Սեդով,
Վ. Վ. Սերուն (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալոյլյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

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

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

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

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделах Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

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

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատա»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծդունադոնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա 200.

УДК 524.7—355

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ
NGC 4151. I. ПОИСК И ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ СЛАБЫХ ЛИНИЙ

В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. И. ШАПОВАЛОВА

Поступила 12 августа 1983

Принята к печати 15 февраля 1984

Представлены результаты спектрофотометрии ядра сейфертовской галактики промежуточного типа NGC 4151. Расширенные спектры получены в прямом фокусе 6-м телескопа САО АН СССР со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92 в диапазоне λ 4100—7300 Å. Описана методика поиска и отождествления слабых эмиссионных линий. Найдено и идентифицировано 77 линий. Показано хорошее согласие с результатами других авторов. Отмечено, что неопределенность в определении интенсивностей слабых линий составляет фактор 2—3. Обнаружены многочисленные узкие линии разрешенных переходов Fe II 37, 38, 40, 74, 210. Уверенно отождествлена линия [FeX] λ 6374 и высказано предположение о ее переменности с характерным временем 3—5 лет.

1. *Введение.* После ввода в эксплуатацию крупнейшего в мире 6-м телескопа (БТА) в САО АН СССР была начата обширная программа детальных исследований активных внегалактических объектов. Она включала изучение отдельных избранных галактик с разных точек зрения: уточнение класса активности [1], выяснение физических условий и определение параметров излучающего газа в ядре [2, 3], исследование контуров эмиссионных линий [4], кинематики и динамики окооядерных областей [5], связи различных морфологических и структурных особенностей с типом активности ядра [6] и др. Все спектральные наблюдения, за редкими исключениями, выполнялись в первичном фокусе БТА со спектрографом UAGS и трехкаскадным ЭОП УМ-92.

В 1977—1982 гг. нами были получены расширенные спектры полутора десятков галактик с активными ядрами, в основном сейфертовских промежуточного и второго типов, для спектрофотометрического изучения. К настоящему времени нами совместно с В. Л. Афанасьевым подробно исследованы две сейфертовские галактики второго типа, Маркарян 744 и 1066 [2, 3]. Наиболее интересным результатом явилось обнаружение у этих объектов слабых широких крыльев у водородных линий, значительно уступающих по мощности таковым у сейфертовских галактик первого ти-

па. Аналогичное явление было независимо обнаружено у нескольких рентгеновских галактик с узкими эмиссионными линиями в спектре [9], а также Остерброком [10] у пяти галактик, отнесенных им к типу $Sy\ 1.8-1.9$, что подтвердило наши результаты. Несколько неожиданным для нас было предварительное сообщение Остерброка [11] об ошибочной идентификации части линий в спектре Маркарян 744. По-видимому, в спектре этой галактики мы провели континуум ниже реального, поскольку не учли присутствия абсорбционных линий в звездной компоненте непрерывного излучения ядра.

В свое время для изучения возможностей нашей аппаратуры, а также применяемых методов и алгоритмов обработки, мы получили спектры известной сейфертовской галактики промежуточного типа NGC 4151 (Спектры сняты в ту же дату, что и большинство лучших спектров Маркарян 744). Существенно, что вклад звездного компонента в излучение довольно мощного ядра NGC 4151 много меньше, чем в случае Маркарян 744.

В данной работе приведены результаты выделения в спектре ядра NGC 4151 слабых линий и определения их интенсивностей по нашей методике, а также выполнено сравнение с данными других авторов.

Анализ результатов и некоторые астрофизические следствия будут опубликованы позже.

2. Наблюдения и обработка. Расширенные спектрограммы NGC 4151 были получены 18 марта 1978 г. в первичном фокусе БТА со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92. Применяемая аппаратура подробно описана в [12]. Спектры регистрировались на фотопленку А-600 Н (дисперсия 92 А/мм). При ширине входной щели 0."9 полная ширина инструментального контура на половинной интенсивности составляют ~ 400 км/с. Расширение на спектрограммах — 1.5 мм, что соответствует $\sim 25''$ в проекции на небесную сферу. Наблюдения проводились при изображениях $\sim 4''$. Всего получено по 3 спектрограммы в синем $\lambda\lambda\ 4080-5400$ и красном $\lambda\lambda\ 5600-7300$ диапазонах спектра с экспозициями от 25° до 85° . Для определения спектральной чувствительности аппаратуры снималась калибровочная звезда BD + 33° 2642 ($m_V = 9^m5$) с известным распределением энергии [13].

Полученные спектры записывались на микрофотометре с цифровым выходом и обрабатывались по программе «Спектр» [7, 8] на ЭВМ М-222. Ширина щели при записи составляла 50 мкм, шаг считывания — 10 мкм. В связи с тем, что наши спектры не перекрывались в области $\lambda\lambda\ 5400-5600$, привязка двух диапазонов выполнена путем экстраполяции континуума, который в каждом диапазоне хорошо следует степенному закону $f, \sim \nu^{-\alpha}$, с $\alpha \sim 1.3 + 0.3$.

Для поиска слабых линий применялись как суммарные в данном диапазоне, так и индивидуальные спектрограммы. Предварительно, в качестве эмиссионной линии рассматривались пики, превышающие шумовую дорожку в суммарном спектре в 3 σ раз и проверялось их наличие в каждом отдельном спектре для исключения дефектов фотоэмульсии и возможных многоэлектронных событий. В таблицу отождествлений вносились линии, присутствующие во всех спектрах. Наиболее уверенно выделены линии в областях длин волн $\lambda\lambda$ 4300—5300 и $\lambda\lambda$ 6100—7000, где имелись суммы всех трех спектров.

Как и ранее, при спектрофотометрии Маркарян 744 и 1066 [2, 3] для отождествления найденных линий использовались работы [14—20], а также результаты анализа линий Fe II в Sy I и QSO Филлипса [21]. Точность длин волн при отождествлениях порядка ~ 2 Å. Список выделенных линий и результаты отождествлений приведены в табл. 1, где соответственно даны: 1 — порядковый номер линии; 2 — наблюдаемая длина волны; 3 — длина волны, исправленная за красное смещение, $z = 0.0033$; 4 — интенсивность линии в единицах $I_{H\beta} = 10$ (узкий компонент); 5 — отождествление; 6 — примечания, в которых представлены интенсивности в тех же единицах и отождествления других авторов: Б — Боксенберга и др. [22], ОК — Остерброка и Коски [23], Н — Нетцера [24]. В последнем случае мы сохранили обозначения «W» и «vW» для слабых и очень слабых линий, а также ввели знак «+» для ярких линий, интенсивность которых автором не оценивалась. Неуверенные значения в колонках 2—6 отмечены двоеточием.

На рис. 1а, б приведены регистрограммы спектров обоих диапазонов в относительных интенсивностях, не исправленные за спектральную чувствительность аппаратуры. Там же нанесены выделенные линии в несмещенной шкале длин волн.

Для определения интенсивностей линий мы провели континуум на записи каждого спектра, исправленного за спектральную чувствительность аппаратуры. Под интенсивностью слабой линии мы понимали значение интенсивности ее пика над континуумом. Контура широких линий были разделены на широкий и узкий компоненты, а также разделены бленды линий $H\alpha + [N II]$ $\lambda\lambda$ 6548—83 и $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717—31. В табл. 1 приведены средние значения интенсивностей из определения по всем спектрам данного диапазона, выраженные в единицах интенсивности узкого компонента $H\beta$ ($I_{H\beta} = 10$). Для линий водорода и гелия указаны интенсивности только узких компонентов. Погрешности в определении интенсивностей составляют, по нашим оценкам, 10—15% для $I > I_{H\beta}$ и 50% для $I > 0.2 I_{H\beta}$, для самых слабых линий ошибка в интенсивности может достигать нескольких раз (фактор 2—3). Основной трудностью при определении ин-

ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ NGC 4151

| № | λ_H | $\lambda_H / (1+z)$ | I | Отождествление | Примечание |
|----|-------------|---------------------|------|---|--|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1 | 4088 | 4075 | 2.9 | 4076 [SII] IF | 2.8, 4071 (Б); 3.8, 4071 [S II], (О. К.); + (H); |
| 2 | 4114 | 4101 | 3.6 | 4101 H α | 1.35 (Б); 2.3 (О. К.) + (H); |
| 3 | 4130: | 4116 | 0.7: | 4114 [FeII] 23F | VW (H); |
| 4 | 4258 | 4244 | 0.9 | 4244 [FeII] 21F | 0.47 (Б); 0.65 (H); |
| 5 | 4291 | 4277 | 1.7 | 4277 [FeII] 21F | 0.65: (Б); 0.55 (H); |
| 6 | 4301 | 4287 | 0.4 | 4287 [FeII] 7F | 0.76: (Б); 0.20 (H); |
| 7 | 4334 | 4320 | 0.5 | 4320 [FeII] 21F | 0.47 (Б); 0.38 (H); |
| 8 | 4354 | 4340 | 4.8 | 4340 H γ | 3.76 (Б); 4.2 (О. К.) + (H) |
| 9 | 4372 | 4358 | | 4358 [FeII] 21F; 4359 [FeII] 7F | |
| 10 | 4377 | 4363 | 4.6 | 4363 [OIII] 2F | 3.35 (Б); 3.8 (О. К.) + (H); |
| 11 | 4386 | 4372 | 0.9: | 4372 [FeII] 21F | VW (H); |
| 12 | 4404 | 4389 | 2.0 | 4385 FeII 27; | 4387, He I (Б). |
| 13 | 4428 | 4414 | 1.7 | 4414 [FeII] 7F; 4416 [FeII] 6F; 4417 FeII 27; | 0.94 [Fe II] (Б); 0.13 [Fe II] (H); |
| 14 | 4468 | 4453 | 1.3: | 4452 [FeII] 7F; 4458 [FeII] 6F; | 0.18 (Б) 0.26 (H); |
| 15 | 4492 | 4477 | 0.9 | 4475 [FeII] 7F; 4471 HeI 14: | 0.7, 4472, He I 14 (Б); 0.20 (H); |
| 16 | 4506 | 4491 | 0.7 | 4489, 4491 FeII 37; 4489, 4493 [FeII] 6F; | 0.15 [Fe II] 6F (H); |
| 17 | 4522 | 4507 | 0.8 | 4508 FeII 38; | 4.12, Fe II, (Б); 0.37, (H); |
| 18 | 4530: | 4515 | 0.4 | 4515 FeII 37; 4515 [FeII] 6F; | |
| 19 | 4538: | 4523 | 0.3: | 4523 FeII 38; 4520 FeII 37; | |
| 20 | 4556 | 4541 | 0.8 | 4541 FeII 38; | 0.29; He II, 2 (Б); 0.20, He II, 2, (H) |
| 21 | 4572 | 4556 | 0.2: | 4556 FeII 37; | ? (H); |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|----|-------|------|------|-------------------------------------|
| 22 | 4584 | 4569 | 2.0 | 4571 |
| 23 | 4598 | 4583 | 0.9: | 4583 FeII 37; 4584 FeII 38; |
| 24 | 4611 | 4596 | 0.1: | 4596 FeII 38 |
| 25 | 4624 | 4609 | 1.2 | 4610 [Ar V] 2F; |
| 26 | 4636 | 4621 | 0.5: | 4621 FeII 38 |
| 27 | 4644 | 4629 | 0.5: | 4629 FeII 37 |
| 28 | 4672 | 4657 | 1.9 | 4658 [FeIII] 3F |
| 29 | 4701 | 4686 | 2.0 | 4686 HeII 1 |
| 30 | 4712 | 4697 | 0.4: | 47C1 [FeIII] 3F |
| 31 | 4726 | 4711 | 0.7 | 4711 [Ar IV] 1F |
| 32 | 4756 | 4740 | 1.4 | 4740 [Ar IV] 1F |
| 33 | 4770 | 4755 | 1.4 | 4755 [FeIII] 3F |
| 34 | 4784: | 4769 | 0.4: | 4769 [Fe III] 3F |
| 35 | 4817 | 4801 | 0.4: | 4799 [Fe II] 4F; 4800 [Fe III] 3F |
| 36 | 4830 | 4814 | 0.4: | 4815 [Fe II] 20F; 4814 [Fe III] 3F; |
| 37 | 4842 | 4826 | 1.2 | 4824 [Fe III] 3F: |
| 38 | 4877 | 4861 | 10.0 | 4861 H ₃ |
| 39 | 4898 | 4882 | 1.5: | 4881 [Fe III] 2F |
| 40 | 4907 | 4891 | 0.6: | 4890 [Fe I.] 4F; 4894 [Fe VII] 2F |
| 41 | 4921 | 4905 | 0.2: | 4905 [Fe II] 20F; 4906 [Fe IV] |
| 42 | 4940 | 4924 | 0.5: | 4922 He I 48; 4924 Fe II 42; |
| 43 | 4975 | 4959 | 61.4 | 4959 [O III] 1F |
| 44 | 5023 | 5007 | | 5007 [O III] 1F; |

Таблица 1 (продолжение)

6

?(H);

?(H);

0.25 (H)

0.7(Б); 0.2 (О. К.); 0.21 (H);

1.47 (Б); 2.2 (О. К.); 3.0 (H);

0.41 (Б); 0.2 (О. К.); + (H);

0.65 (Б); 0.3 (О. К.); + (H);

W, [Fe II] 4F, (H);

W, [Fe II] 20F, (H);

10 (Б); 10 (О. К.); 10 (H);

W (H);

0.59: [Fe VII] 2F (Б); W, [Fe II] 4F, (H);

0.88: [Fe IV], (Б); W, [Fe II] 20F, (H);

?He I 48 (Б); 0.6, широкая, (О. К.);

64.7 (Б); 45.7 (О. К.); + (H);

152.9 (Б); 136.3 (О. К.); + (H);

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|----|-------|------|------|--|
| 45 | 5060 | 5043 | 1.0 | 5043 [Fe II] 20F |
| 46 | 5176 | 5159 | 0.6 | 5158 [Fe II] 18F; [Fe VII] 2F; 5159 [Fe II] 19F; |
| 47 | 5216 | 5199 | 1.5 | 5198 Fe II 49; 5201 [N I] 1F |
| 48 | 5253 | 5236 | 1.0 | 5235 Fe II 49; |
| 49 | 5281: | 5264 | 0.6 | 5265 Fe II 48; 5262 [Fe II] 19F; |
| 50 | 5298 | 5281 | 1.3 | 5276 [Fe VII] 2F; Fe II 49; |
| 51 | 5324: | 5307 | 0.5 | 5309 [Ca V] 1F |
| 52 | 5738 | 5719 | 1.9 | 5721 [Fe VII] 1F |
| 53 | 5776 | 5757 | 0.7 | 5755 [N II] 3F |
| 54 | 5896 | 5876 | 2.1 | 5876 He I 11 |
| 55 | 6098 | 6068 | 1.4 | |
| 56 | 6104 | 6084 | 2.1 | 6085 [Fe VII] 1F; 6084 Fe II 46: |
| 57 | 6146 | 6126 | 1.8 | 6129 Fe II 46: |
| 58 | 6168 | 6143 | 1.1: | 6148, 6149 Fe II 74 |
| 59 | 6258 | 6238 | | 6288, 6240 Fe II 74; |
| 60 | 6321 | 6300 | 8.9 | 6300 [O I] 1F |
| 61 | 6385 | 6364 | 3.9 | 6364 [O I] 1F |
| 62 | 6395 | 6374 | 1.6 | 6374 [Fe X] 1F |
| 63 | 6426: | 6405 | 1.0 | 6407 Fe II 74 |
| 64 | 6452 | 6431 | 0.9 | 6433 Fe II 40; 6435 [Ar V] 1F; |
| 65 | 6476: | 6455 | 0.9: | 6456 Fe II 74 |
| 66 | 6538 | 6517 | | 6516 Fe II 40; |
| 67 | 6569 | 6548 | 8.9 | 6548 [N II] 1F |

Таблица 1 (продолжение)

6

В. А. ЛИПОВЕЦКИИ, А. И. ШАПОВАЛОВА

047 (Б); 0.9 (О. К.); 1.1 [Fe VII] 2F + 5146
[Fe VI] 2F (H);

0.94 [N II] 1F (Б); 1.0 (О. К.);

0.25 [Fe VI] 1F (H);

(4, 7) 5270, Fe II 48, 49, (Б); 0.25 [Fe II] 19F (H);

0.53 [Fe VII] 2F, (Б); 0.4 (О. К.); 0.3 (H);

0.76 (Б); 0.6 (О. К.); 0.3 (H);

1.1 (Б); 1.3 (О. К.); 0.65 (H);

0.7 (Б); 0.4 (О. К.);

1.53 (Б); 2.2 (О. К.);

2.24, (Б); 1.5 (О. К.); ? (H)

10.6 (Б); 8.7, [O I] + [S III], (О. К.);

3.8, [O I] + [Fe X], (Б); 2.4 (О. К.)

1.2: (Б); 0.8 (О. К.)

0.35: [AV 1F] (Б);

7.65 (Б); 7.3 (О. К.);

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|----|-------|------|------|-------------------------------|
| 68 | 6584 | 6563 | 42.0 | 6563 H α |
| 69 | 6605 | 6584 | 26.1 | 6584 [N II] 1F |
| 70 | 6648 | 6626 | 2.0: | 6627 Fe II 210 |
| 71 | 6698 | 6676 | 1.7 | 6677 Fe II 210; 6678 He I 46; |
| 72 | 6739 | 6717 | 7.5 | 6717 [S II] 2F |
| 73 | 6753 | 6731 | 8.9 | 6731 [S II] 2F |
| 74 | 6831 | 6809 | | 6809 [Fe II] 31F |
| 75 | 6988 | 6965 | 3.6 | 6966 [Fe II] 31F |
| 76 | 7028: | 7005 | | 7005 [Ar V] 1F |
| 77 | 7156 | 7133 | 1.3: | 7136 [Ar III] 1F |

Таблица 1 (окончание)

| | 6 |
|--|---|
| | 52.9 (Б); 36 (О. К.); 22.35 (Б); 21.9 (О. К.); He I 46 (Б); 0.7, He I, (О. К.) 8.24 (Б); 9.5 (О. К.) 10.0 (Б); 11.1 (О. К.) 0.71 (Б); 0.2 (О. К.) 2.53 (Б); 2.6 (О. К.) |

тенсивностей слабых линий является неопределенность проведения непрерывного спектра и блендирование линий. Для правильного учета крыльев широких линий, проведения уровня континуума и корректного выделения линий необходимо моделирование данных наблюдений синтетическим спектром, учитывающим звездную и нетепловую составляющие в прило-

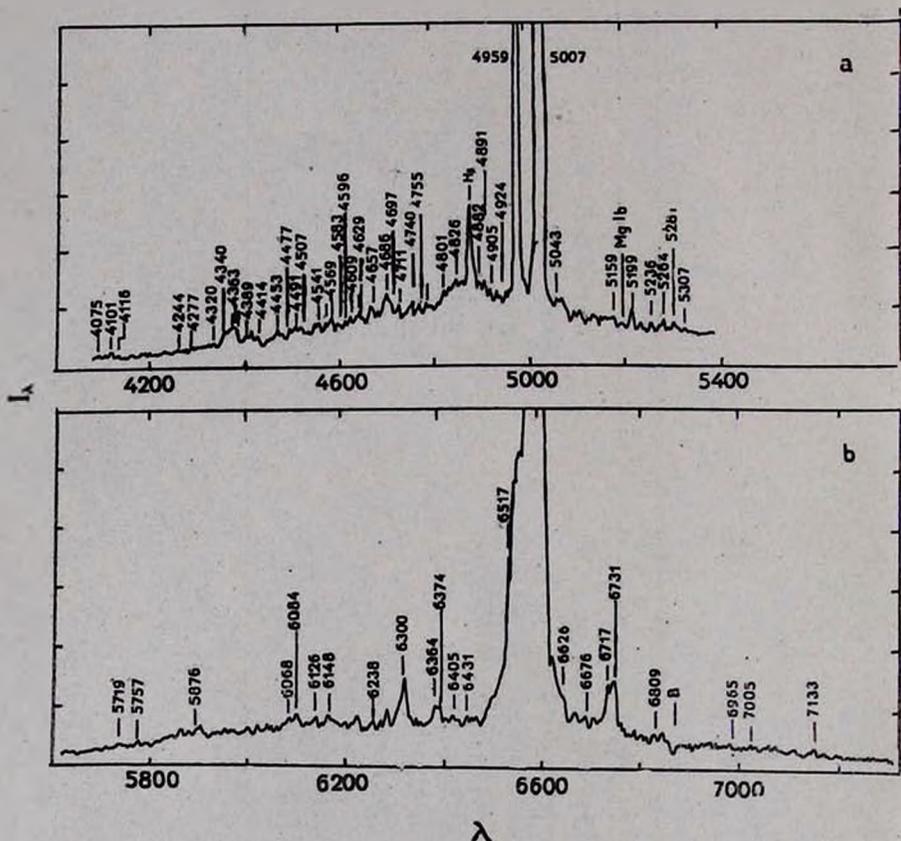


Рис. 1. Регистрограммы спектров NGC 4151 в относительных интенсивностях: а) в синем диапазоне, б) в красном диапазоне. Оригинальная дисперсия $\sim 92 \text{ \AA/мм}$.

жении к каждой конкретной галактике. Как убедительно показано в исследовании Шмидта и Миллера [25], в спектре NGC 4151 в диапазоне $\lambda\lambda 4000\text{--}5500$ вообще не содержится участков спектра, свободных от эмиссионных линий. Поэтому мы считаем выделение слабых эмиссионных линий в спектре ядра NGC 4151 предварительным и далее сравниваем свои результаты с данными других авторов, полученными сходными методами. На рис. 2 приведены регистрограммы участка спектра по трем спектрограммам.

3. *Сравнение с результатами других авторов.* Впервые на присутствие слабых эмиссионных линий в спектре NGC 4151 в 1970 г. обратили внимание Кромвелл и Веймани [26]. Затем подробное отождествление этих линий было выполнено Нетцером [24], Боксенбергом с соавторами [22], Остерброком и Коски [23], Шмидтом и Миллером [25]. Некоторые сводные данные этих наблюдений приведены в табл. 2а, а результаты сравнений — в табл. 2б, в.

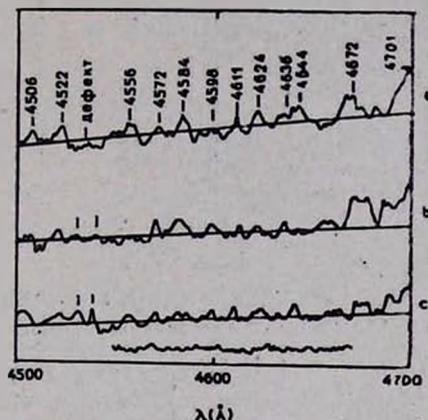


Рис. 2. Регистрограммы спектров NGC 4151 в относительных интенсивностях. Соответственно а), б) и в) соответствуют спектрограммам, полученным с экспозициями 90° , 60° и 30° . Внизу запись шумовой дорожки. Отмечены наблюдаемые длины волн, согласно колонке 1 из табл. 1.

а. *Количество обнаруженных линий.* Мы не проводим сравнения с результатами Остерброка и Коски [23], т. к. у них приведено существенно меньше линий и практически все они содержатся в отождествлениях Боксенберга и др. [22]. Отметим также, что в работе Шмидта и Миллера [25] есть только сообщение о выделении свыше 70 линий, но соответствующие таблицы не опубликованы, поэтому количественное сравнение с их результатами пока невозможно.

Из табл. 2б следует, что количество общих обнаруженных линий в одинаковых диапазонах спектра совпадает у всех исследователей и составляет $\sim 75\%$, несмотря на различные приемники излучения, применявшиеся во всех исследованиях. Таким образом, полное количество выделяемых линий в большей степени будет зависеть от критериев определения слабой линии и в меньшей — от приемников излучения.

б. *Интенсивности эмиссионных линий.* Для корректного сравнения интенсивностей линий в табл. 1 результаты всех авторов были выражены в единицах интенсивности узкого компонента линии $H\beta$ ($I_{H\beta} = 10$). На

Таблица 2а

СВОДНЫЕ ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ ПО ПОИСКУ СЛАБЫХ ЛИНИЙ
В NGC 4151

| Автор | Дата | Телескоп + приемник | Спектральное разрешение (А) | Наблюдаемый диапазон (А) | Количество линий |
|-------------------------|-------------|--|-----------------------------|--------------------------|------------------|
| Нетцер [24] | 27.I.1973 | 98" + спектракон | ~ 3 | 3300—6100 | 77 |
| Боксенберг и др. [22] | IV.1974 | 98" + сканер со счетом фотонов | ~ 1 ~ 5 | 3700—5100 4900—8000 | 43 31 |
| Остерброк и Коски [23] | ~1975 | 120" + сканер Робинсона-Уомплера | 10 | 3700—7800 | 46 |
| Липовецкий и Шаповалова | 18.III.1978 | 240" + ЭОП УМ-92 | ~6—8 | 4080—5400 5600—7300 | 77 |
| Шмидт и Миллер [25] | VI.1979 | 120" + сканер Робинсона-Уомплера + спектрополяриметр | 10 | 3700—7100 | 70 |

Таблица 2б

СРАВНЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ПОИСКА СЛАБЫХ ЛИНИЙ
ПО ДАННЫМ РАЗНЫХ АВТОРОВ

| Авторы | Найдено линий | | Общий диапазон длин волн (А) |
|-------------------------|---------------|-------|------------------------------|
| | Всего | Общих | |
| Нетцер [24] | 53 | 40 | 4080—5400 5600—6100 |
| Липовецкий и Шаповалова | 56 | | |
| Боксенберг и др. [22] | 61 | 45 | 4080—5400 5600—7300 |
| Липовецкий и Шаповалова | 77 | | |
| Нетцер [24] | 73 | 43 | 3700—6100 |
| Боксенберг и др. [22] | 59 | | |

Таблица 2в

СРАВНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ ПО ДАННЫМ РАЗНЫХ
АВТОРОВ

| Авторы | $\lg I > 0.75$ | | | $0.75 > \lg I > 0.0$ | | | $\lg I < 0$ | | |
|----------------|----------------|------------------|--------------------------|----------------------|------------------|--------------------------|-------------|------------------|--------------------------|
| | N | $ \Delta \lg I $ | $(\Delta \lg I^2)^{1/2}$ | N | $ \Delta \lg I $ | $(\Delta \lg I^2)^{1/2}$ | N | $ \Delta \lg I $ | $(\Delta \lg I^2)^{1/2}$ |
| ЛШ*—Б [22] | 7 | -0.02 | 0.07 | 10 | 0.15 | 0.20 | 18 | 0.20 | 0.30 |
| ОК [23]—Б [22] | 7 | -0.05 | 0.10 | 10 | 0.02 | 0.15 | 9 | -0.05 | 0.35 |
| Н [24]—Б [22] | — | — | — | 4 | -0.20 | 0.36 | 16 | -0.16 | 0.37 |

* настоящая работа

рис. 3 приведены логарифмы относительных интенсивностей линий, полученные Нетцером [24], Остерброком и Коски [23] и нами, по сравнению с данными Боксенберга и др. [2], которые мы считаем наиболее точными.

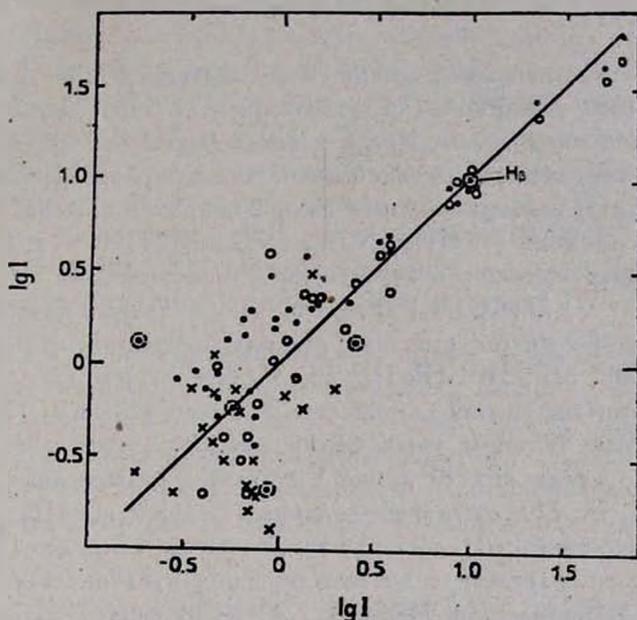


Рис. 3. Сравнение интенсивностей линий, полученных разными авторами. По оси абсцисс — десятичные логарифмы интенсивностей ($\lg I$) по определениям Боксенберга и др. [22]; по оси ординат — $\lg I$, согласно результатам Нетцер [24] (X), Остерброка и Коски [23] (O) и нашим (·), соответственно. Наши неуверенные результаты обозначены — ⊙.

Для количественного сравнения все линии разбиты на 3 группы: сильные ($I \geq I_{H\beta}$), умеренной интенсивности ($I > 0.1 I_{H\beta}$) и слабые ($I < 0.1 I_{H\beta}$). В табл. 2в представлены попарно для данных разных авторов средние разности $\overline{\Delta \lg I}$ и среднеквадратичные уклонения $\sigma = (\overline{\Delta \lg I^2})^{1/2}$ во всех трех группах линий. Как видно, у всех авторов хорошо совпадают интенсивности ярких линий со среднеквадратичной погрешностью 0.07—0.10 в $\lg I$. Для линий умеренной интенсивности среднеквадратичная погрешность возрастает примерно вдвое и составляет 0.15—0.25, появляются небольшие систематические погрешности. Для слабых линий у всех авторов наблюдается значительный разброс данных, составляющий $\overline{\Delta \lg I} = 0.30$ —0.35, и значительные систематические уклонения в определениях интенсивностей линий, что, по-видимому, в первую очередь связано с неопределенностью проведения континуума, а также неоднозначностью разделения бленд. Та-

ким образом, сравнительный анализ показывает, что при определении интенсивностей слабых линий ошибки всех авторов составляют фактор 2—3 и хуже, поэтому полученные результаты могут рассматриваться лишь качественно, а для количественного анализа необходимо моделирование наблюдаемого спектра.

в. *Отождествление слабых линий.* Как следует из табл. 1, в области длин волн $\lambda\lambda$ 4080—7300 АА (за исключением $\lambda\lambda$ 5400—5600) нами выделено 77 эмиссионных линий. Как и в предыдущих спектральных исследованиях [22—27], мы отождествили яркие линии с разрешенными линиями Н, He I, He II, имеющими узкие пики и широкие крылья, а также с запрещенными линиями [O III], [N II], [S II], [O I] и т. д. Среди слабых эмиссионных линий присутствуют типичные для Sy2 линии [Ar IV] 1F, [Ar V] 2F, [Ca V] 1F, [N I] 1F, а также многочисленные запрещенные линии железа в разных стадиях ионизации: [Fe II] 4F, 6F, 7F, 18F, 19F, 20F, 21F, 31F; [Fe III] 2F, 3F; [Fe VII] 1F, 2F; [Fe X] 1F. Большинство отождествлений совпадает с данными [22] или [24]. Кроме того, нами найдено 19 новых узких линий, которые отсутствуют в результатах [22—24]. Среди них 10 линий составляют разрешенные переходы Fe II 37, 38, 40, 74, 210, остальные — линии [Fe II] и [Fe III]. Большинство выделенных линий Fe II, согласно вероятностям переходов [21], должны быть наиболее сильными в соответствующих мультиплетах. Отметим, что ранее в отождествлениях Нетцера [24] было указано на возможное присутствие 3-х линий Fe II 37 и 38, а Боксенбергом и др. [22] — на наличие широких линий Fe II 37, 38, 48, 49. Но только Шмидтом и Миллером [25] впервые было сообщено об отождествлении большого количества узких линий Fe II 37, 48, 49, 55, 74 и др.; к сожалению, в работе отмечен лишь факт их обнаружения без какой-либо подробной информации. Наши данные полностью подтверждают их результаты. Таким образом, в этой галактике разрешенные линии железа Fe II, вероятно, образуются как в широко-линейчатой, так и в узко-линейчатой областях, аналогично другим разрешенным линиям Н и He.

На наших спектрах уверенно выделяется эмиссионная линия [FeX] λ 6374, которая присутствовала в данных Оука и Саржента в 1965 г. [27], Видмана в 1969—70 гг. [28], Шмидта и Миллера в 1979 г. [25], но не наблюдалась Нетцером в 1973 г. [24] и Боксенбергом и др. в 1974 г. [22]. Вероятно, эта линия переменна, с характерным временем ~ 3 —5 лет и связана с излучающей областью размером ~ 1 пс.

Мы предполагаем, что кроме эмиссионных линий в области λ 5170 присутствует полоса поглощения Mg 1в с эквивалентной шириной ≈ 2 А, наличие которой ранее в спектрах NGC 4151 не отмечалось. Можно также подозревать наличие Na I D. Линии поглощения, скорее всего, образуются в

диске и видны на наших спектрах из-за большого уширения вдоль щели ($\sim 25''$) и плохих изображений ($\sim 4''$).

4. *Выводы.* 1. Между нашими результатами и данными Нетцера [24], Остерброка и Коски [23], Боксенберга и др. [22] наблюдается удовлетворительное согласие в поиске и отождествлении слабых линий в спектре NGC 4151 (Совпадение результатов между каждой парой авторов составляет $\sim 75\%$). Отметим, что отношение сигнал/шум на наших спектрограммах значительно хуже, чем в [22—25], но, благодаря использованию нескольких спектрограмм, мы способны выделять слабые эмиссионные линии, в нашем случае имеющие эквивалентную ширину $\sim 1 \text{ \AA}$. Таким образом, по расширенным спектрограммам, полученным в СПФ БТА со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92, можно успешно проводить поиск и отождествление эмиссионных линий по описанной методике.

2. Интенсивности ярких линий, полученные разными авторами, обычно совпадают в пределах 20—30%, а слабых линий — отличаются в несколько раз, в среднем — фактор 2—3. На наш взгляд, это и является реальной точностью определения интенсивностей сегодня. Поэтому часто можно довольно уверенно отождествить слабую линию, но не удается определить ее интенсивность с хорошей точностью, пригодной для количественных оценок.

3. Мы обнаружили большое количество узких линий Fe II в спектре NGC 4151, подтвердив данные Шмидта и Миллера [25]. Учитывая наличие широких компонентов линий Fe II, найденных ранее Боксенбергом и др. [22] и Нетцером [24], а также то обстоятельство, что потенциал ионизации Fe II одного порядка с водородом, можно полагать, что линии этих элементов возникают как в узколинейчатой (NLR), так и широколинейчатой (BLR) областях.

4. Факт обнаружения нами линии [FeX] $\lambda 6374$ совместно с данными других авторов говорит в пользу ее переменности на временах 3—5 лет.

В заключение авторы выражают благодарность В. Л. Афанасьеву за помощь и участие в проведении наблюдений.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР



СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ NGC 4151. I. ПОИСК И ИДЕНТИФИКАЦИЯ БЛЕДНЫХ ЛИНИЙ

V. A. LIPOVETSKY, A. I. SHAPOVALOVA

The spectrophotometric results for the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 4151 are presented. The widened spectra are obtained in prime focus of the 6-meter telescope at SAO USSR AS with the spectrograph UAGS and the image tube UM-92' in the range $\lambda\lambda 4100 - 7300\text{Å}$. The method of the search and identification of faint emission lines is described. 77 lines are identified in the spectra and good accordance is shown with the results of other authors. The error of determination of faint emission line intensity lies within factor of 2—3. We have discovered many narrow permitted lines of iron Fe II 37, 38, 40, 74, 210. The presence of line [Fe X] $\lambda 6374$ in the spectra is shown distinctly and assumption about its intensity variability with time scale of 3—5 years is suggested.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 193, 1980.
2. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 15, 557, 1979.
3. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 17, 643, 1981.
4. В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 18, 329, 1982.
5. В. Л. Афанасьев, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 17, 404, 1981.
6. В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов, В. Ю. Теребиж, *Сообщ. САО*, 33, 5, 1981.
7. В. Л. Афанасьев, А. Л. Щербановский, *Сообщ. САО*, 16, 25, 1977.
8. А. И. Шаповалова, А. Л. Щербановский, *Сообщ. САО*, 22, 49, 1978; 25, 55, 1979.
9. P. Veron, P. O. Lindblad, E. J. Zwiderwijk, M. P. Veron, G. Adam, *Astron. Astrophys.*, 87, 245, 1980.
10. D. E. Osterbrock, *Ap. J.*, 249, 452, 1981.
11. D. E. Osterbrock, *Bul. Amer. Astr. Soc.*, 13, 824, 1981.
12. В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов, *Изв. САО*, 13, 76, 1981.
13. R. P. S. Stone, *Ap. J.*, 193, 135, 1974.
14. C. E. Moore, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest*, Princeton, 1945.
15. A. B. Meinel, A. F. Aveni, M. W. Stockton, *Catalogue of Emission Lines in Astrophysical Objects*, Univ. Arizona Press, Tucson, 1969.
16. R. H. Garstang, *M. N. RAS*, 117, 393, 1957; 118, 572, 1958; 124, 321, 1962.
17. R. H. Garstang, I. A. U. Symp. No. 34, Eds. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Reidel, Dordrecht, 143, 1968.
18. W. L. Wiers, M. W. Smith, B. M. Glennan, *Atomic Transition Probabilities*, Vol. 1, Washington, 1964.
19. A. D. Thackeray, *M. N. RAS*, 113, 211, 1953; 135, 51, 1957..
20. L. H. Aller, R. S. Polidan, E. J. Rhodes, G. W. Wares, *Astrophys. Space Sci.*, 20, 93, 1968.

21. *M. M. Phillips*, *Ap. J. Suppl. ser.*, **38**, 187, 1978; **39**, 377, 1979.
22. *A. Boksenberg, K. Shortridge, D. A. Allen, R. A. E. Fosbury, M. V. Penston, A. Savage*, *M. N. RAS*, **173**, 381, 1975.
23. *D. E. Osterbrock, A. T. Koski*, *M. N. RAS*, **176**, 61p, 1976.
24. *H. Netzer*, *M. N. RAS.*, **169**, 579, 1974.
25. *G. D. Schmidt, J. S. Miller*, *Ap. J.*, **240**, 759, 1980.
26. *R. Cromwell, R. Weymann*, *Ap. J. Lett.*, **159**, L147, 1970.
27. *J. B. Oke, W. L. W. Sargent*, *Ap. J.*, **151**, 807, 1968.
28. *D. W. Weedman*, *Ap. J. Lett.*, **167**, L23, 1971.

УДК 524.77

TWO-COLOUR PHOTOMETRY OF CLUSTERS
OF GALAXIES. II A1213

A. G. EGIKIAN, A. T. KALLOGHLIAN, D. NANNI, D. TREVESE, A. VIGNATO

Received 15 February 1984

A two-colour photometry of more than 420 galaxies in the cluster A1213 has been carried out on the plates of 2.6m telescope of the Byurakan Observatory. The luminosity function, radial and colour distributions in the cluster have been investigated. The existence of a core of about 0.5 Mpc radius consisting of mainly bright and red galaxies is suggested. About half of the total luminosity of the cluster is included within the core radius.

1. *Introduction.* In Kalloghlian et al [1] (hereafter called Paper 1) the results of B and V photometry of galaxies in Abell cluster No1185 have been given. In this paper we give the same kind of data on cluster A1213. According to Karachentsev and Shcherbanovski [2] the two clusters form a pair. The mean redshift of A1213 determined by means of 11 galaxies given by Fanti et al [3] is equal to 0.0464, which is 0.0115 larger than the redshift of A1185. The projected distance between the clusters' centers is about 4 Mpc (hereafter $H = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Both clusters belong to Abell's distance group 2 and richness class 1 [4]. The Bautz-Morgan types of A1185 and A1213 are II and III respectively [5]. No X-ray emission from A1213 has been detected [6]. The radio source 4C 29.41 is associated with the northermost component of the double elliptical member Zw 156 — 46 (No 5 in Table 1 of this paper) of this cluster. According to [3] the source is strongly polarized. With the brightest galaxy of the cluster Zw 156 — 42 (No 3 in Table 1 of this paper) a second radio source is associated. In [3] morphological types are given for the brightest galaxies in the cluster. Of these 54% belong to S0 type, 41% — to E-type and only two galaxies are classified as Sc or SBc. According to Hintzen [7] and Fanti et al [3] there is a strong contamination from foreground galaxies having redshift about 0.027. This makes the reduction of field galaxies more or less uncertain.

2. *Observations and reduction procedure.* The plates in B and V have been obtained in the prime focus of 2.6m telescope of the Byurakan Observatory. The plate-filter combinations are: Kodak 103a — O + GG385 for B and 103a — D + GG11 for V band. Only one good quality plate in each colour band has been measured with 30 and 40 minutes exposure respectively.

Photometric calibration of the plates have been performed by means of the Byurakan Observatory 12-tube spot sensitometer of known relative intensities, the exposure being made on a masked-off part of the plates. The zero point has been established by using B and V magnitudes of the brightest galaxy in the cluster according to data given by Sandage [8].

The plates were scanned with the PDS microdensitometer of the Naples Observatory. The reduction procedure is described in Paper I.

3. *Results.* 424 galaxies have been identified in both B and V in an area of 35×35 arcmin² size centered around the Abell's center. The machine identifications, as in case A1185, have been checked by simple inspection of the plates to eliminate defects, mistakes and double stars which may be identified by the machine as galaxies. The final list of 424 galaxies confirmed by an additional eye inspection is given in Table 1. In subsequent columns the current numbers, rectangular coordinates in seconds of arc, V -magnitudes and $B-V$ colours are given. For two faint galaxies of the list neither B nor V magnitudes could be measured. The faintest galaxies in the list are of 22.0 and 21.8 magnitudes in B and V respectively. The large difference between total numbers of galaxies in A1185 and A1213 is caused mainly by fainter limiting magnitudes of A1213 plates.

The finding chart of all 424 galaxies is given in Fig. 1.

a) *The luminosity function.* 420 galaxies have been used both in B and V to construct the luminosity functions. In Fig. 2 the differential and cumulative luminosity functions in B and V are presented with and without applying field correction. In the case when no field correction is applied (see Fig. 2) the counts seem to be complete till $B=21.0$ and $V=20.0$. An application of field correction however makes these limits for about 1 mag. brighter. The field correction has been applied in a way similar to that in Paper I using mainly the data given by Karachentsev and Kopjlov [9]. As it is seen from Fig. 2 after field correction no cluster galaxy remains beyond the limits $B=20.0$ and $V=19.2$. We assume these magnitudes to be the completeness limits of the sample though it is clear that the applied field correction procedure may be not surely correct. At the distance of the cluster the

Table 7

MAGNITUDES AND COLOURS OF GALAXIES IN A1213

| No. | X | Y | V | B-V | No. | X | Y | V | B-V |
|-----|-------|------|---------------------|--------------------|-----|-------|-------|---------------------|--------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 1 | -197" | 368" | 14 ^m .22 | 1 ^m .11 | 36 | 564" | -130" | 16 ^m .00 | 1 ^m .19 |
| 2 | -953 | 929 | 14.22 | 1.28 | 37 | -890 | -505 | 16.06 | 1.14 |
| 3 | -81 | -125 | 14.29 | 1.20 | 38 | -763 | 670 | 16.11 | 1.10 |
| 4 | -154 | -220 | 14.39 | 1.17 | 39 | 379 | -77 | 16.13 | 1.05 |
| 5 | 78 | -119 | 14.41 | 1.12 | 40 | 196 | 153 | 16.23 | 0.58 |
| 6 | 83 | -138 | 14.59 | 1.19 | 41 | -493 | -117 | 16.25 | 1.12 |
| 7 | -5 | 147 | 14.61 | 0.85 | 42 | 135 | 95 | 16.26 | 1.09 |
| 8 | -232 | 581 | 14.73 | 0.73 | 43 | 718 | 674 | 16.32 | 1.22 |
| 9 | 421 | -549 | 14.77 | 1.27 | 44 | -1011 | 998 | 16.33 | 1.17 |
| 10 | -525 | -772 | 14.87 | 1.24 | 45 | -4 | 312 | 16.35 | 1.10 |
| 11 | -3 | -3 | 14.94 | 1.23 | 46 | 434 | -264 | 16.37 | 0.89 |
| 12 | -21 | -348 | 14.95 | 0.94 | 47 | 660 | 677 | 16.38 | 1.06 |
| 13 | 440 | -707 | 15.02 | 1.32 | 48 | -200 | -102 | 16.41 | 1.05 |
| 14 | 948 | 774 | 15.03 | 1.20 | 49 | -241 | -416 | 16.42 | 1.05 |
| 15 | -967 | 924 | 15.03 | 1.31 | 50 | -498 | -59 | 16.42 | 1.17 |
| 16 | -1030 | -41 | 15.10 | 0.85 | 51 | 918 | 580 | 16.43 | 1.19 |
| 17 | -165 | -205 | 15.21 | 1.17 | 52 | -90 | -137 | 16.49 | 1.35 |
| 18 | 49 | -40 | 15.25 | 1.14 | 53 | -46 | -519 | 16.50 | 1.02 |
| 19 | -17 | -368 | 15.33 | 0.88 | 54 | -1051 | 949 | 16.52 | 0.87 |
| 20 | 26 | -214 | 15.35 | 1.09 | 55 | -445 | 78 | 16.54 | 1.05 |
| 21 | 63 | 93 | 15.44 | 0.98 | 56 | 161 | -464 | 16.57 | 0.99 |
| 22 | 878 | 285 | 15.45 | 1.19 | 57 | 271 | 142 | 16.60 | 1.09 |
| 23 | -730 | -959 | 15.52 | 1.62 | 58 | -518 | 672 | 16.60 | 0.95 |
| 24 | -753 | 919 | 15.56 | 0.94 | 59 | -133 | -476 | 16.62 | 1.42 |
| 25 | -788 | 287 | 15.65 | 1.26 | 60 | -998 | 510 | 16.67 | 0.78 |
| 26 | -572 | 331 | 15.65 | 1.12 | 61 | 12 | -346 | 16.69 | 1.08 |
| 27 | -81 | 568 | 15.71 | 0.97 | 62 | 240 | -456 | 16.74 | 0.61 |
| 28 | -273 | -740 | 15.72 | 1.04 | 63 | -328 | -527 | 16.80 | 1.20 |
| 29 | -606 | 596 | 15.76 | 0.88 | 64 | -585 | -146 | 16.80 | 0.87 |
| 30 | 644 | 173 | 15.78 | 0.51 | 65 | 121 | 382 | 16.83 | 1.04 |
| 31 | 635 | 868 | 15.79 | 1.37 | 66 | 540 | 507 | 16.85 | 0.99 |
| 32 | -850 | 671 | 15.88 | 1.36 | 67 | 5 | -106 | 16.88 | 1.07 |
| 33 | -937 | 917 | 15.92 | 1.30 | 68 | 868 | 737 | 16.89 | 0.96 |
| 34 | 524 | 910 | 15.97 | 1.14 | 69 | -710 | -506 | 16.93 | 1.01 |
| 35 | -41 | -60 | 15.99 | 1.23 | 70 | -445 | 615 | 16.99 | 1.28 |

Table 1 (continued)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----|-------|---|------------|------|-----|-------|------|-------|------|
| 71 | -763 | — | 3 17.00 | 0.42 | 108 | 977 | - 88 | 17.79 | 0.58 |
| 72 | 438 | — | 10 17.07 | 0.87 | 109 | 916 | -930 | 17.83 | 0.58 |
| 73 | 79 | — | 65 17.12 | 0.92 | 110 | — 59 | — 5 | 17.85 | 0.93 |
| 74 | -502 | — | 65 17.14 | 1.15 | 111 | — 81 | -319 | 17.86 | 1.31 |
| 75 | - 74 | — | 455 17.15 | 0.55 | 112 | — 477 | 56 | 17.86 | 1.00 |
| 76 | -383 | — | 296 17.20 | 0.81 | 113 | — 842 | 198 | 17.89 | 0.84 |
| 77 | 246 | — | 665 17.20 | 0.91 | 114 | — 87 | 137 | 17.92 | 0.80 |
| 78 | -578 | — | 698 17.25 | 1.14 | 115 | -1028 | 281 | 17.96 | 0.66 |
| 79 | -134 | — | 482 17.25 | 0.94 | 116 | — 728 | 155 | 17.98 | — |
| 80 | 300 | — | 370 17.26 | 1.45 | 117 | 988 | -433 | 18.02 | 1.19 |
| 81 | 10 | — | 155 17.29 | 1.07 | 118 | 492 | -389 | 18.03 | 1.02 |
| 82 | 438 | — | 4 17.29 | 1.10 | 119 | 50 | -754 | 18.04 | 1.74 |
| 83 | -821 | — | 1004 17.30 | 0.80 | 120 | 304 | 516 | 18.05 | 0.91 |
| 84 | -807 | — | 364 17.32 | 0.68 | 121 | — 708 | 59 | 18.05 | 0.94 |
| 85 | 807 | — | 494 17.32 | 1.06 | 122 | — 150 | -430 | 18.06 | 0.44 |
| 86 | -819 | — | 694 17.33 | 1.09 | 123 | — 510 | -124 | 18.07 | 1.35 |
| 87 | 129 | — | 30 17.35 | 0.89 | 124 | 284 | 491 | 18.08 | 1.00 |
| 88 | -412 | — | 587 17.42 | 1.58 | 125 | — 264 | 246 | 18.09 | 1.57 |
| 89 | 47 | — | 709 17.43 | 0.64 | 126 | 796 | 262 | 18.10 | 1.14 |
| 90 | -310 | — | 327 17.44 | 0.68 | 127 | 764 | 247 | 18.12 | 0.74 |
| 91 | -463 | — | 110 17.47 | 0.75 | 128 | 146 | 283 | 18.13 | 0.65 |
| 92 | 305 | — | 429 17.50 | 1.26 | 129 | — 143 | 135 | 18.16 | 2.19 |
| 93 | -178 | — | 62 17.55 | 0.97 | 130 | — 72 | -800 | 18.17 | 1.61 |
| 94 | -649 | — | 654 17.57 | 1.26 | 131 | 311 | -259 | 18.19 | 1.57 |
| 95 | -853 | — | 821 17.57 | 1.30 | 132 | 120 | 166 | 18.20 | 1.01 |
| 96 | -554 | — | 584 17.58 | 0.96 | 133 | 63 | -366 | 18.21 | 1.08 |
| 97 | - 12 | — | 260 17.59 | 0.72 | 134 | — 730 | -506 | 18.23 | 0.92 |
| 98 | -865 | — | 550 17.60 | 1.10 | 135 | — 304 | -206 | 18.24 | 1.15 |
| 99 | -692 | — | 25 17.65 | 0.42 | 136 | 607 | -347 | 18.25 | 0.86 |
| 100 | 934 | — | 779 17.67 | 1.02 | 137 | — 37 | 604 | 18.27 | 1.77 |
| 101 | 328 | — | 530 17.68 | 0.03 | 138 | 370 | 856 | 18.27 | 1.17 |
| 102 | 109 | — | 146 17.69 | 0.31 | 139 | — 169 | 394 | 18.29 | 0.79 |
| 103 | 515 | — | 449 17.69 | 0.73 | 140 | — 56 | — 56 | 18.32 | 0.78 |
| 104 | 39 | — | 363 17.72 | 2.80 | 141 | 832 | 648 | 18.34 | 0.50 |
| 105 | --786 | — | 911 17.74 | 0.95 | 142 | 870 | 922 | 18.34 | 0.96 |
| 106 | 480 | — | 99 17.76 | 1.01 | 143 | — 368 | 295 | 18.35 | 1.86 |
| 107 | -108 | — | 274 17.78 | 1.23 | 144 | — 109 | -621 | 18.36 | 1.15 |

Table 1 (continued)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----|------|------|-------|------|-----|------|------|-------|------|
| 145 | 163 | -700 | 18.36 | 1.47 | 182 | -714 | -462 | 18.65 | 1.50 |
| 146 | -30 | -194 | 18.38 | 0.76 | 183 | 859 | 253 | 18.65 | 0.38 |
| 147 | 930 | -617 | 18.38 | 2.33 | 184 | 621 | 830 | 18.65 | 1.50 |
| 148 | 578 | -302 | 18.39 | 1.61 | 185 | -50 | -511 | 18.66 | 2.3 |
| 149 | -509 | 722 | 18.40 | 1.49 | 186 | 141 | -837 | 18.66 | 1.41 |
| 150 | -786 | 539 | 18.40 | 0.92 | 187 | 451 | -179 | 18.68 | 0.58 |
| 151 | 385 | -642 | 18.41 | 0.85 | 188 | -111 | -853 | 18.68 | 0.97 |
| 152 | 532 | 836 | 18.42 | 0.54 | 189 | -126 | -308 | 18.70 | 0.75 |
| 153 | -139 | -82 | 18.43 | 1.03 | 190 | 43 | -854 | 18.71 | 0.73 |
| 154 | -230 | -869 | 18.44 | 1.01 | 191 | -817 | 422 | 18.72 | 1.13 |
| 155 | 104 | -160 | 18.45 | 1.17 | 192 | 133 | 267 | 18.73 | 0.74 |
| 156 | 713 | -150 | 18.47 | 1.07 | 193 | -332 | -606 | 18.73 | 0.52 |
| 157 | 388 | 353 | 18.52 | 1.42 | 194 | -370 | 505 | 18.75 | 1.91 |
| 158 | 104 | -118 | 18.53 | 0.81 | 195 | 576 | -785 | 18.75 | 0.07 |
| 159 | -465 | -96 | 18.55 | 0.63 | 196 | -601 | -87 | 18.77 | 1.51 |
| 160 | -301 | 476 | 18.55 | 2.5: | 197 | -398 | -107 | 18.78 | 1.18 |
| 161 | -338 | 580 | 18.55 | 0.20 | 198 | 430 | 57 | 18.78 | 0.35 |
| 162 | -944 | 157 | 18.55 | 0.94 | 199 | -383 | 541 | 18.78 | 0.98 |
| 163 | -967 | 767 | 18.55 | 1.35 | 200 | 857 | 752 | 18.82 | 0.58 |
| 164 | 943 | 500 | 18.56 | 1.22 | 201 | 39 | -257 | 18.83 | 0.88 |
| 165 | 391 | 442 | 18.57 | 1.93 | 202 | -897 | 700 | 18.83 | 1.07 |
| 166 | -422 | -599 | 18.57 | 0.69 | 203 | 158 | 109 | 18.85 | 1.21 |
| 167 | -159 | -27 | 18.58 | 1.29 | 204 | 91 | -517 | 18.85 | 0.62 |
| 168 | -755 | 684 | 18.58 | 0.15 | 205 | 231 | -736 | 18.86 | 1.00 |
| 169 | 205 | 705 | 18.59 | 1.21 | 206 | -358 | -416 | 18.87 | 0.33 |
| 170 | 670 | -691 | 18.59 | 1.99 | 207 | -561 | 193 | 18.87 | 0.78 |
| 171 | 878 | -819 | 18.59 | 2.6: | 208 | 971 | 209 | 18.88 | 2.07 |
| 172 | 608 | 326 | 18.60 | 1.24 | 209 | 743 | -500 | 18.89 | 1.05 |
| 173 | -608 | -778 | 18.60 | 2.5: | 210 | -924 | 660 | 18.89 | 0.86 |
| 174 | -583 | 46 | 18.61 | 1.18 | 211 | -931 | 195 | 18.90 | 1.01 |
| 175 | 39 | 483 | 18.62 | 1.29 | 212 | 832 | 298 | 18.90 | 2.9: |
| 176 | -655 | 803 | 18.63 | 0.57 | 213 | 100 | -822 | 18.91 | 1.47 |
| 177 | 23 | 557 | 18.64 | 0.89 | 214 | -21 | -2 | 18.92 | 1.48 |
| 178 | 67 | 135 | 18.65 | 0.96 | 215 | -601 | 45 | 18.93 | 1.86 |
| 179 | -575 | 64 | 18.65 | 1.54 | 216 | 307 | -264 | 18.94 | 1.57 |
| 180 | 299 | -465 | 18.65 | 0.43 | 217 | 816 | 670 | 18.96 | 1.39 |
| 181 | 112 | 696 | 18.65 | 0.85 | 218 | -344 | -127 | 18.96 | 0.56 |

Table 1 (continued)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----|-------|------|-------|------|-----|--------|------|-------|------|
| 219 | - 64 | 619 | 18.97 | 1.55 | 256 | -- 447 | -329 | 19.29 | 0.63 |
| 220 | -173 | -556 | 18.98 | 2.22 | 257 | 163 | 755 | 19.30 | 0.05 |
| 221 | 5:3 | 227 | 18.98 | 0.40 | 258 | - 685 | -532 | 19.33 | 0.85 |
| 222 | - 67 | 391 | 18.99 | 0.69 | 259 | -1014 | -474 | 19.33 | 0.88 |
| 223 | 334 | 187 | 18.99 | 1.64 | 260 | 949 | 590 | 19.33 | 1.33 |
| 224 | 372 | 165 | 19.00 | 1.55 | 261 | - 370 | 178 | 19.35 | 1.91 |
| 225 | -993 | -296 | 19.00 | 1.40 | 262 | 496 | 83 | 19.38 | 0.74 |
| 226 | -242 | -294 | 19.01 | 1.63 | 263 | 262 | -383 | 19.38 | 0.74 |
| 227 | 397 | -713 | 19.01 | 0.64 | 264 | - 517 | - 75 | 19.40 | 1.14 |
| 228 | 391 | -838 | 19.02 | 2.24 | 265 | 206 | -493 | 19.40 | 2.23 |
| 229 | 616 | -255 | 19.03 | 0.17 | 266 | 450 | 762 | 19.41 | 2.5: |
| 230 | -459 | 648 | 19.03 | 1.49 | 267 | 809 | 616 | 19.41 | 0.65 |
| 231 | -561 | 725 | 19.03 | 0.66 | 268 | - 755 | 219 | 19.41 | 2.17 |
| 232 | -487 | -417 | 19.04 | 1.47 | 269 | - 80 | -789 | 19.41 | 1.51 |
| 233 | -579 | -175 | 19.04 | 1.14 | 270 | - 683 | -297 | 19.42 | 0.25 |
| 234 | -859 | 962 | 19.04 | 1.23 | 271 | - 52 | 319 | 19.43 | 2.29 |
| 235 | -861 | 357 | 19.05 | 0.64 | 272 | -1049 | -577 | 19.45 | 1.83 |
| 236 | - 93 | -857 | 19.05 | 1.06 | 273 | - 850 | -771 | 19.46 | 0.87 |
| 237 | -407 | 392 | 19.08 | 0.91 | 274 | 316 | 188 | 19.47 | 2.4: |
| 238 | 37 | 35 | 19.09 | 1.14 | 275 | - 30 | -185 | 19.47 | 2.05 |
| 239 | 527 | 938 | 19.09 | 1.04 | 276 | 135 | -661 | 19.47 | 0.65 |
| 240 | -445 | -460 | 19.10 | 2.9: | 277 | - 303 | 750 | 19.48 | 0.12 |
| 241 | -570 | - 67 | 19.11 | 0.66 | 278 | 58 | -292 | 19.49 | 2.04 |
| 242 | -885 | -652 | 19.13 | 1.37 | 279 | 429 | 793 | 19.50 | 1.91 |
| 243 | -398 | - 1 | 19.14 | 0.46 | 280 | - 602 | -781 | 19.53 | 2.33 |
| 244 | 813 | 1003 | 19.14 | 2.3 | 281 | 159 | -170 | 19.53 | 1.37 |
| 245 | -592 | 18 | 19.14 | 1.48 | 282 | - 134 | 77 | 19.53 | 1.40 |
| 246 | 397 | -841 | 19.16 | 1.11 | 283 | 353 | 302 | 19.54 | 1.33 |
| 247 | 856 | 529 | 19.16 | 0.96 | 284 | - 937 | -186 | 19.56 | 2.20 |
| 248 | 697 | 876 | 19.16 | 0.60 | 285 | 956 | - 47 | 19.56 | 0.99 |
| 249 | 735 | -301 | 19.17 | 1.31 | 286 | - 248 | 236 | 19.56 | 1.05 |
| 250 | 169 | 762 | 19.22 | 0.37 | 287 | 169 | 256 | 19.59 | 1.83 |
| 251 | 444 | - 27 | 19.26 | 1.41 | 288 | - 129 | -341 | 19.59 | 0.87 |
| 252 | 507 | -359 | 19.26 | 0.45 | 289 | - 325 | -654 | 19.59 | 0.01 |
| 253 | - 768 | 114 | 19.27 | - | 290 | 167 | -652 | 19.60 | 1.12 |
| 254 | 110 | -103 | 19.28 | 1.47 | 291 | - 182 | -912 | 19.63 | 1.02 |
| 255 | 718 | 747 | 19.29 | 1.74 | 292 | - 737 | -331 | 19.63 | 0.87 |

Table 1 (continued)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----|------|------|-------|-------|-----|------|------|-------|-------|
| 293 | 536 | 354 | 19.64 | 0.58 | 330 | 637 | 774 | 20.01 | 1.72 |
| 294 | -197 | -342 | 19.66 | 1.57 | 331 | 796 | 168 | 20.01 | 0.21 |
| 295 | -65 | -375 | 19.70 | 0.31 | 332 | 636 | 316 | 20.01 | 0.37 |
| 296 | 602 | 632 | 19.71 | 0.98 | 333 | 241 | -947 | 20.03 | 1.14 |
| 297 | -605 | -105 | 19.71 | 0.36 | 334 | 775 | -112 | 20.05 | 0.63 |
| 298 | -977 | 291 | 19.72 | 1.44 | 335 | 587 | 926 | 20.06 | 1.56 |
| 299 | 477 | 649 | 19.73 | 2.16 | 336 | 469 | 554 | 20.06 | 1.86 |
| 300 | 270 | -63 | 19.74 | 1.81 | 337 | 775 | 832 | 20.07 | -0.21 |
| 301 | -216 | -109 | 19.77 | 0.69 | 338 | -14 | -706 | 20.07 | -0.21 |
| 302 | 371 | 750 | 19.78 | 0.80 | 339 | -900 | -198 | 20.08 | 0.70 |
| 303 | 330 | -574 | 19.78 | 0.65 | 340 | -137 | -575 | 20.12 | 0.77 |
| 304 | 918 | -125 | 19.79 | 0.55 | 341 | 382 | -27 | 20.12 | 1.13 |
| 305 | 783 | -505 | 19.79 | 1.11 | 342 | 735 | -182 | 20.14 | 1.35 |
| 306 | -552 | -76 | 19.79 | 0.78 | 343 | -403 | 140 | 20.15 | 1.58 |
| 307 | 495 | -428 | 19.80 | 1.92 | 344 | -727 | 589 | 20.15 | 0.51 |
| 308 | -437 | 992 | 19.81 | 1.74 | 345 | 522 | -553 | 20.16 | 0.48 |
| 309 | 729 | 262 | 19.81 | 0.48 | 346 | -485 | -608 | 20.18 | 0.17 |
| 310 | -242 | -285 | 19.83 | 1.91 | 347 | 246 | 86 | 20.18 | 0.79 |
| 311 | -977 | -249 | 19.83 | 0.95 | 348 | 480 | -960 | 20.19 | -0.30 |
| 312 | -98 | -565 | 19.84 | 0.39 | 349 | 626 | 518 | 20.19 | 1.46 |
| 313 | 90 | 756 | 19.84 | 0.50 | 350 | 690 | -244 | 20.19 | 1.59 |
| 314 | -756 | -228 | 19.84 | 1.70 | 351 | -873 | 52 | 20.21 | 1.64 |
| 315 | 488 | -681 | 19.85 | 0.49 | 352 | -818 | -673 | 20.22 | -0.09 |
| 316 | 232 | 166 | 19.86 | 0.74 | 353 | -475 | 322 | 20.24 | -0.23 |
| 317 | 305 | 125 | 19.86 | 1.23 | 354 | -685 | 464 | 20.24 | 0.74 |
| 318 | -18 | 483 | 19.87 | 1.43 | 355 | -567 | 187 | 20.28 | 0.85 |
| 319 | 882 | 392 | 19.88 | 0.98 | 356 | -806 | -77 | 20.28 | 0.24 |
| 320 | 358 | 896 | 19.89 | 0.03 | 357 | 423 | 199 | 20.29 | -0.15 |
| 321 | 314 | -594 | 19.89 | 0.50 | 358 | 485 | 42 | 20.29 | 1.61 |
| 322 | 398 | 676 | 19.91 | 1.26 | 359 | -298 | 45 | 20.31 | -0.20 |
| 323 | -385 | -556 | 19.92 | 0.97 | 360 | 790 | -26 | 20.33 | 0.24 |
| 324 | -715 | 971 | 19.93 | 0.35 | 361 | 390 | 246 | 20.37 | 0.30 |
| 325 | 784 | 980 | 19.95 | 1.30 | 362 | -875 | -406 | 20.41 | -0.14 |
| 326 | 164 | 178 | 19.95 | 0.29 | 363 | -493 | -426 | 20.42 | 1.33 |
| 327 | 608 | 863 | 19.96 | -0.34 | 364 | 268 | 240 | 20.43 | 0.22 |
| 328 | 932 | -586 | 19.99 | 1.52 | 365 | 782 | -467 | 20.45 | -0.22 |
| 329 | -170 | -56 | 20.00 | 0.54 | 366 | 584 | -421 | 20.47 | -0.06 |

Table 1 (continued)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----|-------|-------|-------|-------|-----|-------|-------|-------|-------|
| 367 | 495 | 997 | 20.48 | 0.21 | 396 | 243 | - 865 | 21.06 | -0.88 |
| 368 | 574 | - 363 | 20.48 | 1.36 | 397 | - 845 | 586 | 21.08 | 0.41 |
| 369 | - 25 | - 738 | 20.54 | 0.40 | 398 | 617 | 95 | 21.14 | -0.28 |
| 370 | 295 | 224 | 20.56 | -0.17 | 399 | - 83 | - 950 | 21.18 | 0.28 |
| 371 | 173 | 51 | 20.57 | 0.33 | 400 | 663 | 636 | 21.21 | 0.29 |
| 372 | - 99 | 235 | 20.58 | 0.28 | 401 | - 540 | 231 | 21.21 | 0.37 |
| 373 | 868 | 722 | 20.62 | 1.28 | 402 | - 915 | 429 | 21.26 | 0.09 |
| 374 | - 26 | - 517 | 20.63 | 0.84 | 403 | 477 | 929 | 21.26 | -0.16 |
| 375 | - 348 | - 66 | 20.66 | 1.21 | 404 | 624 | - 665 | 21.29 | 0.16 |
| 376 | - 350 | 335 | 20.66 | 0.91 | 405 | 125 | 97 | 21.32 | 0.48 |
| 377 | 97 | 504 | 20.69 | 0.61 | 406 | 9 | 529 | 21.42 | 0.27 |
| 378 | - 386 | 132 | 20.75 | -0.11 | 407 | 420 | - 376 | 21.43 | 0.04 |
| 379 | 482 | - 146 | 20.75 | 0.65 | 408 | 615 | - 744 | 21.47 | 0.33 |
| 380 | - 407 | - 510 | 20.76 | 0.81 | 409 | 498 | - 288 | 21.47 | 0.20 |
| 381 | -1038 | - 451 | 20.77 | 1.19 | 410 | - 266 | - 326 | 21.47 | 0.29 |
| 382 | - 983 | - 225 | 20.78 | 0.91 | 411 | - 561 | - 589 | 21.48 | 0.17 |
| 383 | 408 | 230 | 20.78 | 0.85 | 412 | - 881 | 206 | 21.50 | 0.02 |
| 384 | 104 | 767 | 20.79 | 1.08 | 413 | - 446 | - 776 | 21.51 | 0.29 |
| 385 | 300 | 530 | 20.82 | 0.23 | 414 | - 177 | - 463 | 21.54 | 0.06 |
| 386 | 112 | - 934 | 20.83 | 0.26 | 415 | 563 | - 395 | 21.55 | 0.02 |
| 387 | -1001 | 210 | 20.83 | 0.83 | 416 | 728 | - 278 | 21.63 | -0.25 |
| 388 | - 684 | - 845 | 20.83 | 0.72 | 417 | 809 | 346 | 21.65 | -0.11 |
| 389 | 171 | - 705 | 20.86 | 0.46 | 418 | - 205 | 140 | 21.66 | 0.08 |
| 390 | 719 | 142 | 20.89 | 0.15 | 419 | 1000 | 503 | 21.68 | 0.09 |
| 391 | - 852 | 836 | 20.90 | 0.30 | 420 | - 725 | - 844 | 21.71 | 0.22 |
| 392 | - 36 | - 560 | 20.90 | 0.08 | 421 | - 653 | - 837 | 21.82 | 0.06 |
| 393 | - 897 | 441 | 20.93 | 0.97 | 422 | - 429 | - 124 | 21.83 | 0.16 |
| 394 | - 775 | - 111 | 21.02 | 0.27 | 423 | - 512 | - 562 | - | - |
| 395 | 427 | - 160 | 21.03 | 0.67 | 424 | 146 | 13 | - | - |

completeness limits correspond to the absolute magnitudes $M_B = -16.3$ and $M_V = -17.1$ without correction for galactic absorption. In the list of Table 1 there are 250 galaxies with $V \leq 19.2$ from which about 100 are referred to be field galaxies. Thus the number of member-galaxies in the cluster with $V \leq 19.2$ and within a radius of 35 arcmin is about 150.

In Fig. 2 the dotted lines in the differential luminosity function histograms (Fig. 2a and c) and crosses in Fig. b and d refer to the data.

corrected for field galaxies. As it is seen from Fig. 2b and d at the faint end of distributions the dots decline from straight lines only beyond $B = 21.0$ and $V = 20.0$. The application of field correction however decreases these limiting magnitudes for about 1 mag. each.

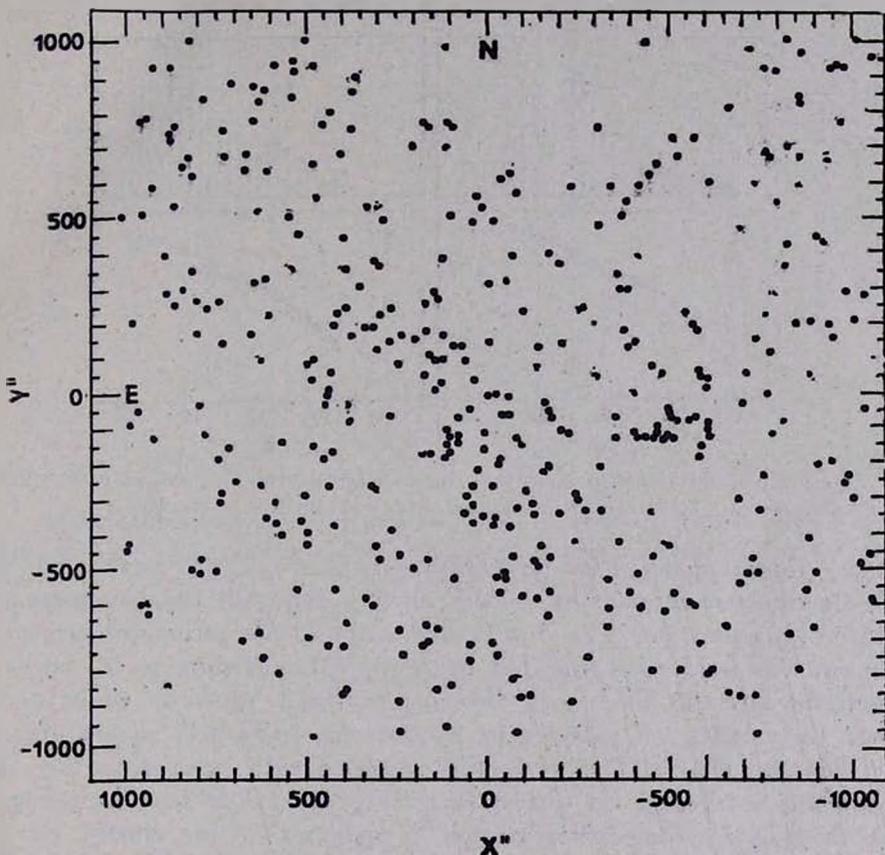


Fig. 1. Identification chart of galaxies in A1213. The coordinates of the objects correspond to that in Table I.

Nevertheless the application of field correction does not change the general form of cumulative luminosity function. In both B and V one can see the changing of slope at the bright ends of the luminosity functions. The characteristic absolute magnitudes are $M_B = -18.9$ and $M_V = -20.3$. The first one coincides with the corresponding value obtained for A1185 in Paper I, while M_V is somewhat brighter and coincides with the value obtained by Abell for Coma cluster [10].

The straight lines in Fig. 2b and d are fitted to the data corrected for field galaxies. They have slopes 0.83 and 0.36 in B and 1.1 and 0.4 in V at the bright and faint parts respectively. In contrast to A1185 both the bright and faint parts of cumulative luminosity function for A1213 are steeper.

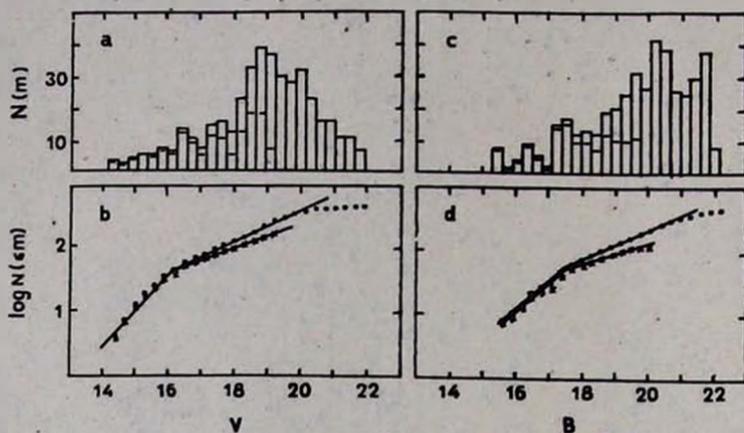


Fig. 2. Differential and cumulative luminosity functions of A1213 in B and V . Solid lines—without field correction, dotted lines—after field correction.

b) *Radial distribution and luminosity segregation effect.* The radial distribution of galaxies in the cluster field till the completeness limit in V is shown in Fig. 3 with and without correction for projected galaxies. The field correction has been applied according to [9] for each magnitude interval. On x -axis the ring radius is plotted, while y -axis shows the number of galaxies in consequent rings per square degree (Fig. 3a) and the relative number of galaxies with respect to the corresponding number in the outest ring (Fig. 3b). It is seen from Fig. 3 that there is a strong concentration of galaxies to the cluster centre. The surface density of galaxies in the central circle of radius 3.6 is roughly of the order of 2000 per square degree whereas at the distance 35 arcmin it is about 13 times lower (Fig. 3b).

We have also calculated the surface luminosity density on dependence of the distance from the cluster centre. The luminosity densities have been calculated in the same central circle and concentric rings as shown in Fig. 3. In this case however no field correction has been applied. The results are shown in Fig. 4 where the logarithm of luminosity density with respect to the mean surface luminosity density of the cluster is plotted against the radius. The relation may be divided

into two parts with significantly different slopes. In the central parts of the cluster up to the distance of about 0.5 Mpc (or ~ 0.15 degree, see Fig. 3) the surface luminosity density decreases very rapidly along the radius. The large difference in the slopes of inner and outer parts

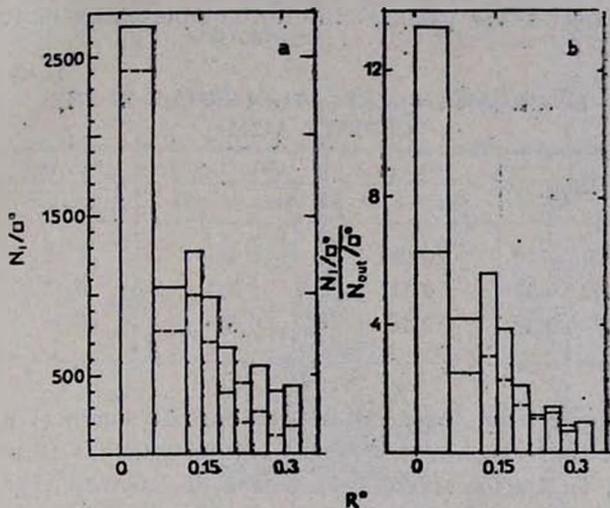


Fig. 3. Radial distribution of galaxies with $V < 19.2$ along the radius of the cluster. On y -axis are plotted: a) the number of galaxies per square degree, dotted lines-after field correction; b) the number of galaxies relative to that of in outermost ring, solid lines-after field correction.

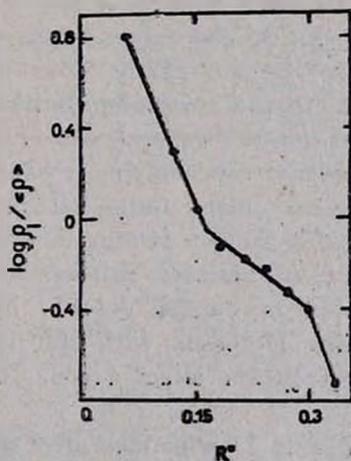


Fig. 4. Surface luminosity density distribution in the cluster. The logarithm of the luminosity densities in the rings relative to the mean for the measured area of the cluster are plotted against the radius in degrees.

indicates the existence of a core in the cluster with a radius about 0.5 Mpc which is about half of the measured total radius. Slightly more than 50% of total luminosity is included within the core radius.

The luminosity segregation effect in the cluster has been investigated in a way described in Paper I. The results are given in Table 2. The sample contains 249 galaxies till the completeness limit in V .

Table 2

LUMINOSITY SEGREGATION EFFECT IN THE
CLUSTER A1213

| Ring | $n_{V<16}$ | $n_{V<16.5}$ | $n_{V<17.0}$ |
|-----------|-----------------|-------------------|-------------------|
| | $n_{16<V<19.2}$ | $n_{16.5<V<19.2}$ | $n_{17.0<V<19.2}$ |
| 0-0.12 | 0.28 | 0.44 | 0.58 |
| 0.12-0.24 | 0.11 | 0.17 | 0.31 |
| 0.24-0.33 | 0.18 | 0.30 | 0.39 |

As it is seen from these data there is some luminosity segregation in the cluster: the relative number of brighter galaxies is greater in the central parts. This effect, however, is less pronounced than in A1185.

c) *Colour distribution and colour segregation effect.* The colour distribution of 420 galaxies with a measured $B-V$ (Table 1) is shown in Fig. 5. The maximum of distribution is at $\sim 1.7^m$ which is common for cluster galaxies. The colours however vary in a wide range from -0.4 till to $+3.0$ mag. On the other hand only 5% of galaxies have $B-V > 2.0$ and 4% have $B-V < 0$. The existence of negative and very red colours in the sample may be due partly to errors in measurements. A restriction of the sample to the completeness limit in V (≤ 19.2) gives a distribution different from the general one (Fig. 5, the hatched part of the histogram). In particular relatively more galaxies with $B-V$ smaller than the maximum value are among those with $V > 19.2$. For example, all the galaxies with $B-V < 0$ are fainter than this limit. This means that there is a tendency for fainter galaxies to be bluer. The same effect has been revealed in cluster A1185. Moreover, the relative number of bluer galaxies increases with the increase of the cluster radius, i.e. a colour segregation effect exists. The numerical data are given in Table 3.

All 420 galaxies (Table 1) with measured colours have been used in Table 3. In the last column the number of galaxies with $B-V \leq 0.7$ are given with respect to the total number of galaxies in the same ring. The other columns are self-explained. Though the colour segre-

gation effect is not strongly pronounced, nevertheless the scarcity of bluer galaxies in the central part of the cluster is beyond any doubt.

We wish to point out that due to some uncertainties in the determination of ellipticities and position angles of large axes of galaxies the distribution of these parameters is not given in this paper.

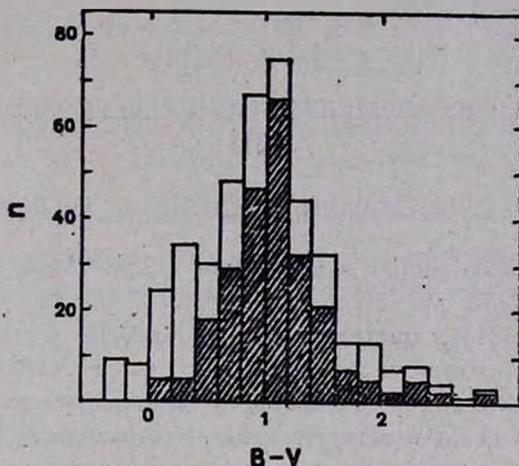


Fig. 5. Colour distribution of galaxies in the cluster. Open areas in the histogram—for all 420 galaxies, hatched areas—for galaxies till the completeness limit of the sample in V ,

Table 3

COLOUR SEGREGATION EFFECT IN THE CLUSTER A1213

| Ring | $n_{B-V < 0.7}$ | $n_{B-V > 0.7}$ | $\frac{n_{B-V < 0.7}}{n_{B-V > 0.7}}$ | $\frac{n_{B-V < 0.7}}{N}$ |
|-----------|-----------------|-----------------|---------------------------------------|---------------------------|
| 0.0—0.12 | 19 | 79 | 0.24 | 0.19 |
| 0.12—0.24 | 68 | 115 | 0.59 | 0.37 |
| 0.24—0.33 | 41 | 98 | 0.42 | 0.29 |

4. *Summary.* The logarithmic luminosity function of A1213 in both B and V colour bands exhibits a rapid change in the slope at $M_B = -18.9$ and $M_V = -20.3$ respectively. The last value coincides with that of Coma cluster obtained by Abell. The slopes at the bright end of cumulative luminosity functions in B and V differ by a factor 1.3 in V being steeper whereas at the faint end the slopes appear to be the same for both colour bands.

There is a strong concentration of bright and red galaxies towards the centre of the cluster. A significant change of slope is observed in

the surface luminosity density-radius relation at about $R = 0.5$ Mpc. Within this radius the surface luminosity density decreases very rapidly. Combining these results we conclude that in A1213 a core of bright and red galaxies exists surrounded by a corona of fainter and bluer galaxies. Such a structure indicates that the cluster apparently is more or less relaxed.

Byurakan Astrophysical Observatory
Osservatorio Astronomico di Roma

ДВУХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК. II A 1213

А. Г. ЕГИКЯН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН, Д. НАННИ, Д. ТРЕВЕЗЕ, А. ВИНЯТО

На снимках, полученных в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории, проведена фотометрия более 420 галактик в области скопления A 1213 в цветовой системе, близкой к системе *B, V*. Построена функция светимости в обоих цветах, исследовано радиальное распределение галактик, эффекты сегрегации галактик по светимости и цвету. Некоторые факты свидетельствуют о том, что скопление A 1213 обладает ядром радиуса около 0.5 Мпс, содержащим, в основном, яркие и красные галактики. Внутри этого радиуса сосредоточено около 50% интегральной светимости скопления.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. T. Kalloghlian, A. G. Egikian, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato, *Astrofisika*, 19, 183, 1983.
2. I. D. Karachentsev, A. I. Shcherbanovskii, *Astron. J. (Soviet)*, 55, 449, 1978.
3. C. Fanti, R. Fanti, L. Feretti, A. Ficarra, I. M. Giola, G. Giovannini, L. Gregorini, F. Mantovani, B. Marano, L. Padrielli, P. Parma, P. Tomasi, G. Vetaloni, *Astron. Astrophys.*, 105, 200, 1982.
4. G. O. Abell, *Ap. J. Suppl. ser.*, 3, 211, 1958.
5. A. A. Leir, S. van den Bergh, *Ap. J. Suppl. ser.*, 34, 381, 1977.
6. J. D. McKee, R. F. Mushotzky, E. A. Boldt, S. S. Holt, F. E. Marshall, S. H. Pravdo, P. J. Serlemitsos, *Ap. J.*, 242, 843, 1980.
7. P. Hintzen, *A. J.*, 85, 626, 1980.
8. A. Sandage, *Ap. J.*, 183, 711, 1973.
9. I. D. Karachentsev, A. I. Koptlov, *Astron. J., Letters (Soviet)*, 3, 246, 1977.
10. G. O. Abell, *Ap. J.*, 213, 327, 1979.

УДК 524.7-355

ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА. II

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

Поступила 19 января 1984

Приводятся результаты спектральных наблюдений 53 галактик третьего списка второго Бюраканского спектрального обзора неба, с координатами центра $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59^\circ00'$. Наблюдения выполнены на шестиметровом телескопе САО. В спектрах всех галактик обнаружены эмиссионные линии в красной, а в ряде случаев и в зеленой частях спектра. Определены красные смещения и светимости всех галактик.

1. *Наблюдения.* В предыдущей статье авторов [1] представлены результаты спектральных исследований 63 галактик первого списка второго Бюраканского спектрального обзора неба. В настоящей статье мы приводим данные еще о 53 галактиках. Последние являются галактиками третьего списка второго обзора БАО [2], площадки ($4^\circ \times 4^\circ$) с координатами центра $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59^\circ00'$.

Наблюдения проводились в прямом фокусе БТА со спектрографом UAGS в комбинации с ЭОП УМ-92. Получались нерасширенные спектры в красной, а иногда и в синей областях спектра на фотопленке А-600Н, с дисперсией 90 А/мм и спектральным разрешением 8—10 А.

В табл. 1 приведены данные об исследованных галактиках, где соответственно даны: 1 — название объекта по [2]; 2 — красное смещение, определенное по всем присутствующим в спектре эмиссионным линиям, исправленное за движение Солнца; 3 — видимая звездная величина в голубых лучах по [2] (звездные величины ярче $15^m.7$ в основном взяты из каталога Цвикки [3]); 4 — абсолютная фотографическая величина с учетом межзвездного поглощения при $H = 75$ км/с Мпс; 5 — обзорный тип по [2].

В описаниях приводятся результаты исследования щелевых спектров.

Таблица 1

| Название SBS | z | m_B | M_B | Обзорный тип |
|-----------------|--------|-----------------|---------------------|-----------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 0742+599 | 0.0326 | 17 ^m | -19 ^m .1 | d2e |
| 0743+591 A | 0.0318 | 15.4 | -20.6 | sdе |
| 0743+591 | 0.0217 | 14.7 | -20.5 | se: |
| 0744+590 | 0.0274 | 17 | -18.7 | d2e |
| 0745+587 | 0.0205 | 18 | -17.0 | sd3e |
| 0745+601 A | 0.0328 | 18 | -18.1 | d2e |
| 0746+611 | 0.0386 | 17.5 | -18.9 | d3 |
| 0746+608 | 0.0200 | 18 | -17.0 | de: |
| 0748+608 | 0.0195 | 15.2 | -19.7 | de: |
| 0748+588 | 0.0316 | 17.5 | -18.5 | de |
| 0751+603 A | 0.0361 | 18 | -18.3 | ds2e |
| 0751+603 B | 0.0360 | 18 | -18.3 | ds2e |
| 0753+581 | 0.0191 | 17.5 | -17.4 | sde |
| 0753+610 B | 0.0202 | 15.5 | -19.5 | sde |
| 0754+592 | 0.0197 | 15.4 | -19.5 | sde |
| 0755+574 A | 0.0259 | 16 | -19.5 | d3e |
| 0755+574 B | 0.0281 | 15.7 | -20.0 | d3e |
| 0755+587 | 0.0188 | 15 | -19.8 | sde |
| 0755+604 | 0.0196 | 13.9 | -21.0 | sde |
| 0756+588 | 0.0186 | 16.5 | -18.3 | sd1e |
| 0756+611 | 0.0197 | 17.5 | -17.4 | sd2e |
| 0756+578 | 0.0269 | 17.5 | -18.1 | sde |
| 0757+580 | 0.0261 | 17.5 | -18.0 | dse: |
| 0757+573 | 0.0184 | 17.5 | -17.3 | de: |
| 0759+607 | 0.0309 | 16.5 | -19.4 | sde |
| 0800+603 B | 0.0304 | 17.5 | -18.3 | dse: |
| 0804+591 | 0.0277 | 17.5 | -18.2 | dse |
| 0805+577 | 0.0269 | 17.5 | -18.1 | sde |
| 0805+603 | 0.0199 | 16.5 | -18.4 | dse |
| 0806+579 A | 0.0260 | 15.1 | -20.4 | sdе: |
| 0806+579 B | 0.0256 | 17.5 | -18.0 | de |
| 0807+571 | 0.0284 | 15.2 | -20.5 | se: |
| 0807+581 | 0.0279 | 16.5 | -19.2 | sd2e |
| 0807+588 | 0.0286 | 15.7 | -20.0 | de: |

Таблица 1 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|------------|--------|------|-------|----------|
| 0807+580 B | 0.0260 | 17.5 | -18.0 | de+de |
| 0808+587 | 0.0268 | 16 | -19.5 | sd1e |
| 0808+580 | 0.0268 | 15.4 | -20.2 | sde |
| 0809+610 | 0.0353 | 16 | -20.2 | dse |
| 0809+582 | 0.0274 | 16.5 | -19.1 | sd2e |
| 0809+577 | 0.0259 | 17 | -18.5 | de: |
| 0810+583 A | 0.0253 | 17 | -18.5 | s2e |
| 0810+583 B | 0.0278 | 18.5 | -17.2 | dse |
| 0810+581 | 0.0263 | 15.3 | -20.2 | sde: |
| 0810+585 | 0.0259 | 18 | -17.5 | d3e: |
| 0811+585 | 0.0258 | 17.5 | -18.0 | s3e: |
| 0811+583 | 0.0279 | 17.5 | -18.2 | de |
| 0811+575 | 0.0268 | 17.5 | -18.1 | de |
| 0811+607 A | 0.0250 | 15.5 | -19.9 | sd1e+d2e |
| 0811+607 B | 0.0246 | 16.5 | -18.9 | d3e |
| 0811+582 B | 0.0245 | 18 | -17.4 | d2e |
| 0811+584 | 0.0256 | 17 | -18.5 | de: |
| 0812+576 | 0.0269 | 16.5 | -19.1 | dse: |
| 0812+577 | 0.0262 | 17.5 | -18.0 | de |

2. Описание спектров

- 0742+599 — На щели спектрографа объект диффузный, без заметного ядра. В щелевом спектре наблюдается очень сильная, слегка наклонная H_{α} . Линия протяженная и несимметричная по отношению к непрерывному спектру. Наблюдается также умеренной интенсивности наклонная и протяженная $[N II] \lambda 6583$. Линии $[N II] \lambda 6548$ и $[S II] \lambda \lambda 6717/31$ — намечаются.
- 0743+591 A — Спектр немного передержан. В нем наблюдаются мало-контрастные H_{α} и $[N II] \lambda 6583$. Это В-компонент тройной системы Т19 [4]. Наше значение красного смещения на 0.0003 меньше, чем в [4].
- 0743+591 С — В спектре наблюдается очень мало-контрастная, сильно протяженная H_{α} . С-компонент тройной системы Т19 [4]. Наше значение z совпадает с данными [4].
- 0744+590 — Щелевой спектр передержан. В нем присутствуют слегка наклонная, протяженная и очень сильная H_{α} , сильные

[N II] λ 6583 и умеренной интенсивности [N II] λ 6548 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.

- 0745+587 — Спектр показывает сильную H_{α} .
- 0745+601 A— Спектр сильно недодержан, тем не менее в нем наблюдается умеренной интенсивности протяженная H_{α} .
- 0746+611 — Присутствует слабая, протяженная H_{α} .
- 0746+608 — На щели спектрографа объект выглядит диффузным. Спектр показывает очень слабую, протяженную H_{α} .
- 0748—608 — На щели спектрографа объект диффузный, без ядра. В спектре наблюдается слабая, протяженная H_{α} .
- 0748+588 — Наблюдаются сильная, протяженная, слегка наклонная линия H_{α} и слабая [N II] λ 6583.
- 0748+608 — На щели спектрографа объект диффузный, без ядра. В спектре присутствует сильная, протяженная H_{α} .
- 0751+603 B— Спектр показывает очень сильную, протяженную H_{α} . Образуется физическую пару с предыдущей галактикой.
- 0753+581 — На щели спектрографа у объекта наблюдается звездное ядро. В спектре наблюдаются умеренной интенсивности H_{α} и слабые [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 0753+610 B— Присутствует слабая, протяженная H_{α} . [N II] λ 6583—намечается.
- 0754+592 — Наблюдаются слабая H_{α} и очень слабая [N II] λ 6583. Это северный компонент пары КП149B. Наше значение красного смещения на 0.0005 меньше, чем в [5].
- 0755+574 A— На щели спектрографа объект диффузный, без ядра. Щелевой спектр снят при ориентации щели вдоль малой оси. В нем наблюдаются сильная H_{α} и слабая [N II] λ 6583.
- 0755+574 B— Обнаружены сильная, протяженная H_{α} и слабая [N II] λ 6583.
- 0755+587 — На щели спектрографа заметно звездное ядро. Спектр показывает сильную, протяженную и слегка наклонную H_{α} и умеренной интенсивности, также протяженную и наклонную [N II] λ 6583. [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 0755+604 — Заметна умеренной интенсивности, протяженная H_{α} .
- 0756+588 — На щели спектрографа у объекта наблюдается ядро. Щелевой спектр немного недодержан. В нем наблюдается очень сильная, весьма протяженная H_{α} .
- 0756+611 — Конденсированный, звездообразный объект на щели спектрографа. В спектре присутствует сильная H_{α} .
- 0756+578 — Спектр немного недодержан. Наблюдаются умеренной интенсивности, протяженная и наклонная H_{α} и слабая [N II] λ 6583.

- 0757+580 — На щели спектрографа в прямом фокусе БТА объект диффузный, без заметного ядра. Спектр показывает умеренной интенсивности H_2 и очень слабую $[N II] \lambda 6583$.
- 0757+573 — На щели спектрографа объект выглядит диффузным, без заметного ядра. Обнаружена умеренной интенсивности, протяженная H_2 . $[N II] \lambda 6583$ — намечается.
- 0759+607 — Присутствуют сильная, протяженная и наклонная H_2 и слабая, но также протяженная и наклонная $[N II] \lambda 6583$.
- 0800+603 — Спектр показывает сильную H_2 и слабую $[N II] \lambda 6583$. Обе линии наклонны. Линии $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ — намечаются.
- 0804+591 — На щели спектрографа объект выглядит диффузным. Щелевой спектр немного недодержан. В нем заметна слабая H_2 .
- 0805+577 — На щели спектрографа объект звездный. В спектре обнаружены очень сильная H_2 , умеренной интенсивности $[N II] \lambda 6583$ и слабые $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. H_2 как будто уширена.
- 0805+603 — Наблюдаются умеренной интенсивности H_2 и $[N II] \lambda 6583$.
- 0806+579 A — В спектре заметны слабые H_2 и $[N II] \lambda 6583$.
- 0806+579 B — На щели спектрографа объект выглядит очень диффузным. В спектре наблюдается умеренной интенсивности H_2 . $[N II] \lambda 6583$ — намечается. Возможно, образует пару с предыдущей галактикой.
- 0807+571 — Спектр показывает умеренной интенсивности, очень протяженные H_2 и $[N II] \lambda 6583$. Линии слегка наклонны.
- 0807+581 — Щелевой спектр получен в красной и синей областях. В красной области наблюдаются умеренной интенсивности H_2 , $[N II] \lambda 6583$ и очень слабые $[N II] \lambda 6548$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. В синей области наблюдаются очень сильные N_1 , N_2 и слабая H_3 . Отношение $[N II]/H_2 > 1$. Отношение $N_1/H_3 > 5$. Линии H_2 и $[N II]$ как будто уширены. Возможно, это сейфертовская галактика второго типа.
- 0807+588 — На щели спектрографа объект диффузный, без ядра. В спектре присутствует умеренной интенсивности, раздробленная и протяженная H_2 . $[N II] \lambda 6583$ — намечается.
- 0807+580 B — В спектре обнаружены протяженные и слегка наклонные линии — сильная H_2 и слабая $[N II] \lambda 6583$.
- 0808+587 — На щели спектрографа в прямом фокусе БТА объект имеет хорошо выраженное звездное ядро. Щелевой спектр получен в красной и синей областях. В красной области на-

блюдаются умеренной интенсивности H_{α} и сильная [N II] λ 6583. Обе линии наклонны и, по-видимому, уширены. Намечаются также линии [N II] λ 6548, [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и [O I] λ 6300. В синей области наблюдаются сильная N_1 и слабые N_2 и N_3 . Отношение [N II]/ $H_{\alpha} > 1$. Отношение $N_1/H_{\beta} > 5$. В [6] также получен спектр объекта в синей области. По данным этих авторов отношение [O III] λ 5007/ $H_{\beta} = 3.5$, [O II]/ $H_{\beta} = 1$. Наше значение красного смещения больше на 0.0004, чем в [6]. Не исключена возможность, что это сейфертовская галактика второго типа.

- 0808+580 — Спектр получен в красной и синей областях. В красной части наблюдаются малококонтрастная, слабая H_{α} и очень слабая [N II] λ 6583. В синей части наблюдаются умеренной интенсивности N_1 и очень слабая N_3 . Отношение $N_1/H_{\beta} > 3$.
- 0809+610 — Обнаружены умеренной интенсивности, очень протяженная и наклонная H_{α} и слабая, но также протяженная [N II] λ 6583.
- 0809+582 — На щели спектрографа у объекта наблюдается слабое звездообразное ядро. В спектре присутствуют умеренной интенсивности H_{α} , слабая [N II] λ 6583 и очень слабые [N II] λ 6548 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 0809+577 — На щели спектрографа у объекта наблюдается центральная конденсация, но без ядра. Спектр показывает умеренной интенсивности, протяженную и наклонную H_{α} и очень слабую, также наклонную [N II] λ 6583.
- 0810+583 A — На щели спектрографа в прямом фокусе БТА объект имеет хорошо выраженное звездное ядро и гало вокруг. В спектре обнаружены очень сильная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6583 и слабые [N II] λ 6548 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 0810+583 B — Спектр сильно недодержан, тем не менее в нем наблюдаются H_{α} и [N II] λ 6583.
- 0810+581 — Спектр немного передержан. В нем заметна слабая, малококонтрастная, сильно протяженная H_{α} .
- 0810+585 — В немного недодержанном спектре присутствует умеренной интенсивности, протяженная H_{α} . [N II] λ 6583 — также протяженная — намечается.
- 0811+585 — На щели спектрографа объект выглядит звездообразным. Спектр недодержан, тем не менее в нем наблюдаются умеренной интенсивности H_{α} и очень слабая [N II] λ 6583. Обе линии наклонны.

- 0811+583 — На щели спектрографа у галактики как будто наблюдается ядро. Спектр показывает сильно протяженную, слегка наклонную H_{α} . $[N II] \lambda 6583$ — также протяженная и слегка наклонная — намечается.
- 0811+575 — Присутствует сильная H_{α} и умеренной интенсивности $[N II] \lambda 6583$. $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ — намечаются.
- 0811+607 А — Обнаружены очень сильная, протяженная H_{α} , умеренной интенсивности, также протяженная $[N II] \lambda 6583$ и слабые, протяженные $[S II] \lambda\lambda 6717/31$.
- 0811+607 В — Целевой спектр снят вдоль малой оси. В нем заметны умеренной интенсивности H_{α} и слабая $[N II] \lambda 6583$. Составляет физическую пару с предыдущей галактикой.
- 0811+582 В — В спектре наблюдается сильная, слегка наклонная H_{α} . $[N II] \lambda 6583$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ — намечаются.
- 0811+584 — Наблюдаются сильно протяженные, малоконтрастные очень слабые и наклонные H_{α} и $[N II] \lambda 6583$.
- 0812+576 — На щели спектрографа у объекта наблюдается звездное ядро. Спектр показывает умеренной интенсивности H_{α} и слабую $[N II] \lambda 6583$. $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ — намечаются.
- 0812+577 — В спектре присутствуют сильная H_{α} и умеренной интенсивности $[N II] \lambda 6583$. $[N II] \lambda 6584$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ — намечаются. По-видимому, составляет пару с предыдущей галактикой.

Среди исследованных галактик обращают на себя внимание объекты SBS 0807+581 и 0808+587. У обоих в спектрах наблюдаются эмиссионные линии высокого возбуждения $[O III] \lambda 5007/H_{\beta} > 5$, а также $[N II]/H_{\alpha} > 1$, ширины линий превышают инструментальный контур. Объекты имеют звездообразные ядра, значительный УФ-континуум и достаточно высокую светимость. Поэтому их можно предварительно классифицировать как вероятные сейфертовские галактики второго типа.

Как видно из результатов табл. 1, большинство изученных галактик в поле $\alpha = 08^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$ имеют красные смещения в пределах значений $0.02 \div 0.03$. Отметим, что в пределах изучаемого поля находится скопление галактик А 634 с красным смещением $z \sim 0.027$. Подробный анализ данных наблюдений этого поля и результаты изучения скопления будут опубликованы позднее [7].

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Специальная астрофизическая
обсерватория

THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY.
SPECTRA OF GALAXIES. II

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

The results of spectroscopic observations of 53 galaxies from the third list of the Second Byurakan Spectral Sky Survey centered on $\alpha = 08^{\text{h}}00^{\text{m}}$ $\delta = +59^{\circ}00'$, are presented. The observations are done with 6-meter telescope (SAO). The presence of emission lines in red and sometimes in green parts of the spectra is established for all of the investigated galaxies. The redshifts and luminosities of all galaxies have been determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 213, 1984.
2. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 513, 1984.
3. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, Switzerland*, 4, 1968.
4. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, *Астрофизика*, 17, 5, 1981.
5. W. G. Tifft, *Ap. J. Suppl. ser.* 50, 319, 1982.
6. D. Kanth, W. L. W. Sargent, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.* 36, 259, 1979.
7. Дж. А. Степанян, *Астрофизика* (в печати).

УДК 524.7:520.828

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ
НЕКОТОРЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК. II

А. А. КОРОВЯКОВСКАЯ

Поступила 18 мая 1983

Принята к печати 14 марта 1984

По прямым снимкам БТА с помощью методов цифровой фильтрации исследована морфология шести групп взаимодействующих галактик, классифицированных ранее как цепочкообразные. Показано, что лишь три системы из шести можно отнести к классу цепочек.

1. *Введение.* В настоящей работе продолжено морфологическое исследование шести взаимодействующих галактик, отнесенных Воронцовым-Вельяминовым в [1] к классу цепочек, начатое в [2]. Прямые снимки объектов получены на БТА, просканированы и оцифрованы на фотометрическом комплексе САО и обработаны на ЭВМ ЕС-1035 по методике, описанной в [3].

В табл. 1 приведены условия получения снимков на БТА и особенности их обработки. В первом столбце указано название объекта, во втором — качество изображения при получении снимка на БТА, в третьем — соответствующие объекту рисунки, в четвертом — тип цифрового фильтра, в пятом — шаг дискретизации, в шестом — размер щели во время сканирования и в седьмом — шаг по плотности между соседними изоуровнями на обработанных изображениях.

2. *VV 495.* В атласе Воронцова-Вельяминова эта группа отнесена к цепочкам в стадии образования. В [4] для этого объекта приведены лучевая скорость ($V_r = 10\,490$ км/с), расстояние ($D = 140$ Мпс) и размер ($d = 33$ кпс), определенные по угловым диаметрам, взятым согласно MCG.

На рис. 1а, б, в приведены прямой снимок VV 495 и результаты цифровой фильтрации изображения. В центре снимков отлично видны два ярких сгущения и одно слабое. Сгущение слева по расположению изоуровней плотности представляется эллиптической галактикой. Центральное вместе со слабым является, вероятно, спиральной галактикой с перемычкой. Характерной особенностью группы является наличие огромной петли, разме-

ры которой, измеренные по изоуровню, отличающемуся от уровня фона неба на $0.05 D$, составляют 25×15 кпс, что сравнимо с размерами центральной группы, состоящей из трех компонентов. Размер всей группы, включая петлю и аморфную область напротив нее, 26×36 кпс.

Таблица 1

| Объект | Качество изображения | Номер рис. | Вид обраб. | Шаг дискрет. | Щель | Шаг по плотности |
|-------------------|----------------------|------------|------------|--------------|----------------|------------------|
| VV 495 (A 219) | 3* | 1а | б/об* | — | — | — |
| | | 1б | ФНЧ** | 20 | 20×20 | 0.05 |
| | | 1в | ВОФ*** | 20 | 20×20 | 0.1 |
| VV 516 | $2 \div 2.5$ | 1г | б/об | — | — | — |
| | | 1д | ФНЧ | 25 | 25×25 | 0.05 |
| | | 1е | ВОФ | 25 | 25×25 | 0.1 |
| VV 497 | 2.5 | 1ж | б/об | — | — | — |
| | | 1з | ФНЧ | 20 | 20×20 | 0.05 |
| | | 1и | ВОФ | 20 | 20×20 | 0.1 |
| VV 165 (A 328) | 2 | 2а | б/об | — | — | — |
| | | 2б | ФНЧ | 40 | 40×40 | 0.05 |
| | | 2в | ВОФ | 25 | 25×25 | 0.1 |
| VV 502 | $3 \div 5$ | 2г | б/об | — | — | — |
| | | 2д | ФНЧ | 25 | 25×25 | 0.05 |
| | | 2е | ВОФ | 25 | 25×25 | 0.1 |
| VV 508 | $3 \div 4$ | 2ж | б/об | — | — | — |
| | | 2з | ФНЧ | 20 | 20×20 | 0.05 |
| | | 2и | ВОФ | 20 | 20×20 | 0.1 |

* Прямой снимок без обработки.

** Снимок обработан фильтром низкой частоты.

*** Снимок обработан оптимальным фильтром.

Галактика сверху снимка существенно слабее по яркости компонентов центральной группы и если она находится на одинаковом расстоянии от наблюдателя, то ее масса должна быть тоже существенно меньше их массы. В таком случае в результате гравитационного взаимодействия искажения изоуровней должны в большей мере наблюдаться у галактики с меньшей массой. Однако изоуровни плотности верхней галактики не искажены вообще, а следовательно, и петля не является результатом ее возмущения. Скорее всего эта галактика является фоновой.

При численных расчетах [5] в случае гравитационного взаимодействия в результате пролета одной галактики относительно другой на расстоянии, приблизительно равном радиусу галактики, и в направлении осе-

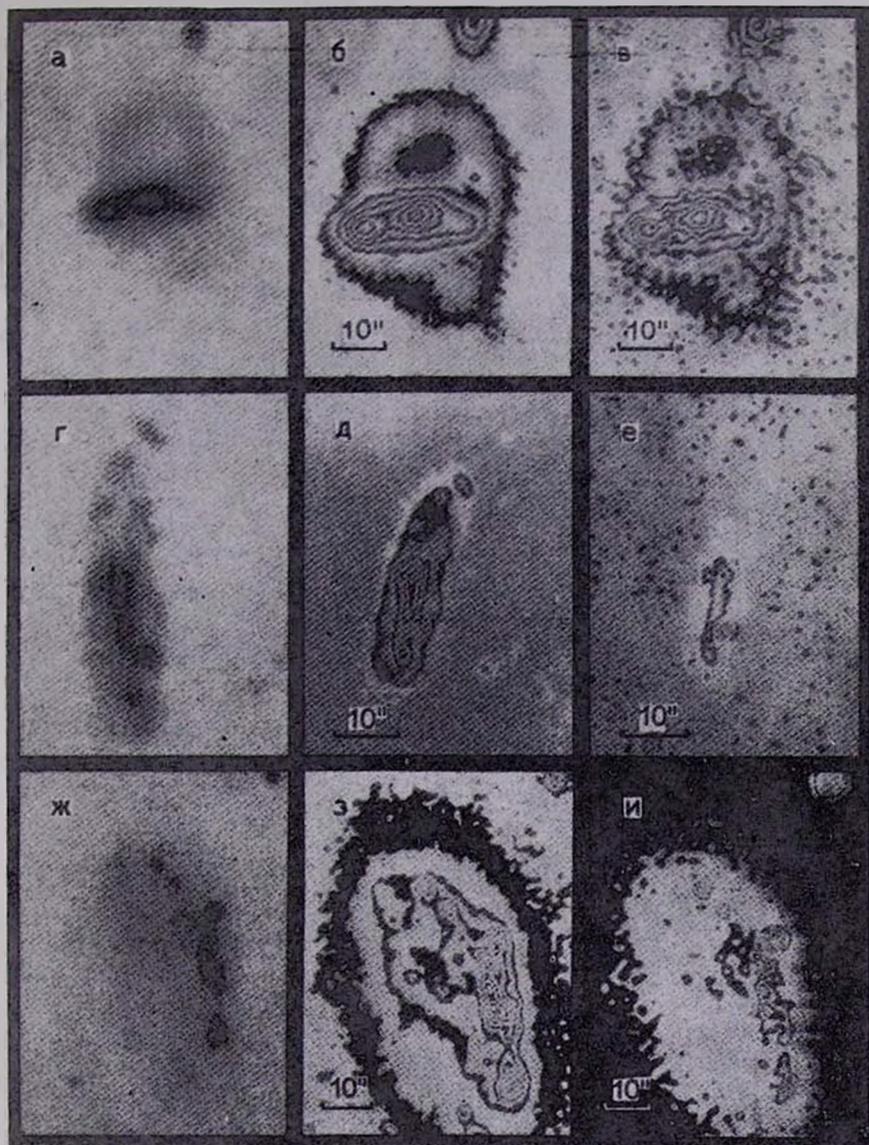


Рис. 1. (Пояснения в тексте)

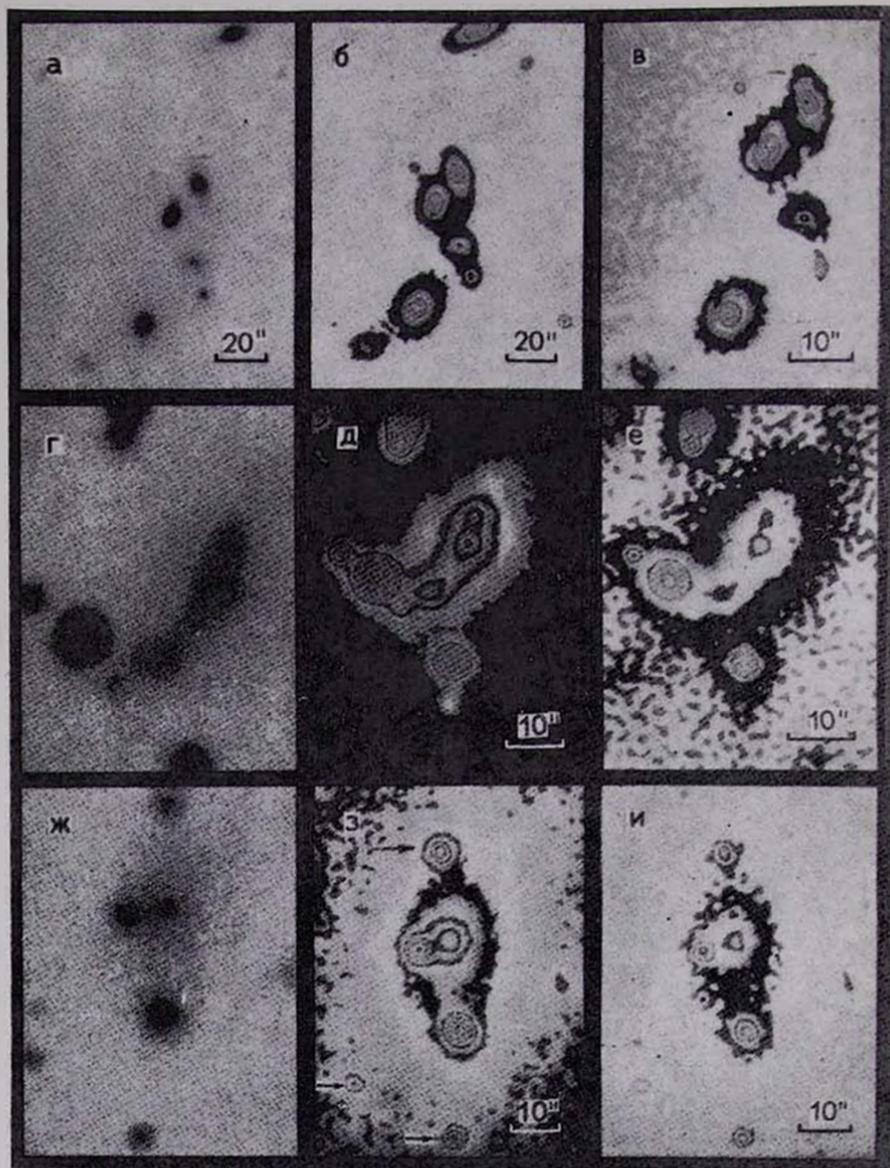


Рис. 2. (Пояснения в тексте)

К ст. А. А. Коровяковской

вого вращения всегда получалась одна спираль, более мощная и четко выраженная, чем другая. В группе VV 495 мы наблюдаем, вероятно, подобную картину сильного гравитационного взаимодействия двух ярких галактик в центре.

Таким образом, группа VV 495 представляет собой не цепочку, а двойную взаимодействующую галактику в тесном контакте.

3. VV 516. Воронцовым-Вельяминовым в [1] эта группа галактик отнесена к классу цепочек. VV 516 приписана лучевая скорость, измеренная Саргентом для галактики Zw 51, находящейся на расстоянии 1.5 от VV 516. Прямой снимок и результаты обработки VV 516, представленные на рис. 1г, д, е, не показывают признаков взаимодействия, а это свидетельствует о том, что VV 516 имеет лучевую скорость, по-видимому, отличную от Zw 51.

Яркий объект внизу снимка — звезда. В группе наблюдается еще два ярких объекта и четыре слабых. На прямом снимке (на пластинке) VV 516 хорошо представляется спиральной галактикой, плоскость которой расположена под прямым углом к лучу зрения со спутником или уярчением в спирали. Слабые сгущения, по всей вероятности, являются областями H II в спиралях галактики позднего типа.

Таким образом, VV 516, по-видимому, представляет собой взаимодействующую систему галактик типа M 51 (два ярких компонента по обе стороны от звезды на снимке), или разрушающуюся одиночную спиральную галактику позднего типа.

4. VV 497. Морфологические особенности этой группы исследовались в [1, 7], где она была классифицирована как цепочка в стадии образования. Лучевые скорости измерены в [8, 9] и составляют 888 км/с (в [8] допущена описка в значении скорости). В [9] определена масса системы, которая составляет $2.7 \cdot 10^8 M_{\odot}$.

На рис. 1ж, з, и приведены прямой снимок VV 497 и результаты его цифровой обработки. Размер группы, измеренный по изоуровню, отличающемуся на 0.05 D от плотности уровня фона неба, составляет 5.3 кпс. Самый яркий компонент в верхней части снимка — звезда. Яркий компонент в нижней части снимка — объект галактический, который имеет размер ~ 0.5 кпс. На рисунках обнаруживаются еще шесть сгущений, расположенных почти на одной прямой линии с ярким компонентом, размеры которых не более 0.5 кпс, а размеры всей цепочки составляют 3 кпс. Расстояния между компонентами в картинной плоскости лежат в пределах $0.28 \div 0.83$ кпс. Массы сгустков соответствуют, по-видимому, массам карликовых галактик.

VV 497 представляет собой ряд сгущений, вытянутых в цепочку, с обширным гало и является, вероятно, иррегулярной галактикой.

5. VV 165. Морфология группы детально не исследовалась. В каталоге MCG и атласе Воронцова-Вельяминова [10] эта группа галактик описана как взаимодействующая система, состоящая из шести компонентов. Лучевые скорости для VV 165 не определены.

На рис. 2а, б, в представлены прямой снимок VV 165 и результаты его обработки. Поскольку группа протяженная, то для выявления деталей структуры центральной части группы была просканирована и обработана оптимальным фильтром часть изображения группы (рис. 2в) с меньшим, чем на рис. 2б шагом дискретизации, в результате чего выявилась двойная структура второй сверху на рис. 2в (на рис. 2б она третья сверху) галактики.

Одинаковая яркость четырех компонентов, один из которых двойной, дает основания полагать, что они принадлежат одной гравитационно связанной группе галактик. Признаки сильного гравитационного взаимодействия отсутствуют. Форма изоуровней в центральной группе галактик, объединенных на рис. 2б общим изоуровнем плотности, не может быть объяснена фотографическими эффектами и показывает, что два слабых компонента, по-видимому, тоже входят в группу, один из которых представляет собой эллиптическую карликовую галактику, второй имеет менее правильную форму с заметным искажением внешних изоуровней.

Размер всей группы из шести компонентов, один из которых двойной, составляет $170''$. Размеры галактик, входящих в группу, составляют $10'' \div 35''$. Измерения проведены по изоуровню, отличающемуся на $0.05 D$ по плотности от уровня фона неба.

VV 165 можно рассмотреть как S-образную цепочку, но, возможно, кажущуюся.

6. VV 502. Снимок этой группы приведен в атласе Воронцова-Вельяминова, где она классифицирована как цепочка в стадии образования. Лучевые скорости VV 502 не определены.

На рис. 2г, д, е видны слабые, аморфные компоненты в мощном общем «тумане». Объекты с большой плотностью изоуровней на единицу площади — звезды. Размер группы составляет $86'' \times 42''$. Измерения проведены на изоуровне $0.05 D$ над уровнем фона неба.

Интересно отметить, что VV 502 разделена на две группы, по два сгущения в каждой. Вполне вероятно, что эта группа представляет собой реальную цепочку, образовавшуюся в результате фрагментации и коллапса протогалактического облака.

7. VV 508. Прямой снимок VV 508 приведен в атласе Воронцова-Вельяминова, где предполагается, что в этой группе 4—5 членов. Лучевые скорости группы не измерены.

На рис. 2ж, з, и приведены прямой снимок группы и результаты его обработки. VV 508 имеет обширное гало, связанное, по-видимому, с аморфной эллиптической галактикой, расположенной на рисунках в центре и справа. Все остальные объекты звездообразные. Объекты на рис. 3з, указанные стрелками, по градиентам плотности представляются звездами. Два ярких объекта, внизу и справа в картинной плоскости, на близком расстоянии от аморфной галактики, вероятно, галактики. Следов сильного взаимодействия между галактиками не обнаруживается, хотя при таком тесном контакте, каким он представляется в картинной плоскости, должны наблюдаться хвосты, перемычки, мосты и т. д.

Вероятно, группа VV 502 состоит из трех членов и не представляет собой цепочку.

8. *Заключение.* Получение крупномасштабных снимков взаимодействующих галактик, их обработка методами цифровой фильтрации позволили более детально изучить морфологические особенности этих групп и точнее классифицировать вид взаимодействия. Из шести рассмотренных здесь групп галактик, классифицированных ранее как цепочки, три совершенно определенно отнести к цепочкам нельзя.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность В. Г. Горбацкому за полезные обсуждения и внимание к работе, Ю. П. Коровяковскому и М. Ф. Шабанову за помощь в получении снимков на БТА.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

INVESTIGATION OF MORPHOLOGICAL PROPERTIES OF SOME INTERACTING GALAXIES. II

A. A. KOROVYAKOVSKAYA

The morphology of the six groups of interacting galaxies earlier classified as chain galaxies is investigated from direct photographs by means of the digital filtration method. It is shown that only three among the six systems may be considered as chain galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 28, No. 1, 1977.
2. А. А. Коровяковская, *Астрофизика*, 19, 419, 1983.
3. А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, *Астрон. ж.*, 59, 160, 1982.
4. В. П. Архипова, В. Л. Афанасьев, В. А. Досталь, А. В. Засов, И. Д. Караченцев,

- Р. И. Носкова, М. В. Савельева, Астрофизика, 17, 239, 1981.*
5. *А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 18, 116, 1982.*
 6. *W. L. W. Sargent, Ap. J., 160, 405, 1970.*
 7. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, в кн. «Крупномасштабная структура Вселенной», Мир, М., 1981.*
 8. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Письма АЖ, 5, № 10, 502, 1979.*
 9. *V. L. Afanasyev, I. D. Karachentsev, V. P. Arkhipova, V. A. Dostal, V. G. Metlov, Astron. Astrophys., 91, 302, 1980.*
 10. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас взаимодействующих галактик, ч. 1, Изд. МГУ, 1970.*

УДК 524.7:520.828

ИЗОДЕНСИТОМЕТРИЯ ИЗБРАННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК. I

Ю. П. КОРОВЯКОВСКИЙ

Поступила 7 июля 1983

Принята к печати 5 февраля 1984

Приведены результаты цифровой обработки крупномасштабных снимков взаимодействующих галактик, полученных в главном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР. Разработанные алгоритмы обработки обеспечили ослабление высокочастотного шума эмульсии и повышение углового разрешения снимков. Результаты обработки исследованных объектов представлены в виде двумерных изоденситометрических карт, содержащих количественную информацию о распределении яркости в объектах. Анализ улучшенных снимков взаимодействующих галактик позволил уточнить их классификацию, выполненную ранее Б. А. Воронцовым-Вельяминовым.

1. *Введение.* Для понимания физической природы таких интересных и неординарных объектов, которыми являются взаимодействующие галактики, важное значение имеет метод морфологического исследования их изображений. Этот метод является основой для отбора и классификации по какому-либо признаку различных типов звездных систем (двойных галактик, компактных галактик и т. д.). В настоящее время имеется широко известный атлас взаимодействующих галактик Воронцова-Вельяминова, составленный на основе изучения Паломарского обзора [1, 2], и атлас Арпа, содержащий крупномасштабные фотографии галактик, полученные в основном на 5-м телескопе обсерватории Маунт-Паломар [3]. Лишь относительно небольшая доля изображений галактик из атласа Воронцова-Вельяминова (в основном из его первой части) вошла в атлас Арпа. Основная же выборка (около 900 объектов) в атласе Воронцова-Вельяминова сделана по мелкокомасштабным Паломарским картам, и это обстоятельство существенно осложнило их классификацию, особенно для компактных групп галактик (гнезд, цепочек, тесных пар и т. д.).

При получении изображений в атласе Арпа типичные экспозиции составляли промежутки времени, равные ~ 30 мин, так что центральные, наиболее яркие области взаимодействующих галактик сильно переэкспонированы, что в условиях ограниченной ширины рабочей области фотобума-

ги, на которую произведены отпечатки изображений, привело почти к полной потере информации в этих важных для понимания физической природы областях.

Эти обстоятельства и послужили причиной постановки на 6-м телескопе САО АН СССР наблюдательной программы, инициированной Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, по получению крупномасштабных фотографий избранных объектов, в основном малого углового размера, из атласа Воронцова-Вельяминова.

При обработке и интерпретации полученных результатов использовались быстродействующие и высокоточные средства оцифровки изображений, созданные под руководством автора в САО АН СССР [4]. Для очистки изображений от шумов фотоэмульсии, улучшения углового разрешения и получения количественных карт в виде изоденс были разработаны соответствующие алгоритмы, реализованные на ЭВМ М 4030 и ЕС-1035 [5]. Всего было снято, оцифровано, записано в банк данных и обработано около сотни изображений различных взаимодействующих галактик.

В настоящей работе прямые фотографии и результаты обработки приведены для первой части исследованных галактик и на основе этого материала уточнена их морфология и классификация.

2. Наблюдательный материал. Для получения прямых снимков выбирались ночи с хорошими астроклиматическими условиями; основной объем наблюдательного материала получен при качестве изображения не хуже чем $2''$ — $2.''5$ (примерно 80% общего числа исследованных галактик). При таком качестве изображения размер безабберационного поля первичного фокуса БТА без корректора составляет $5'$ — $6'$, а проникаемость БТА без корректора возрастает на 1^m в В-системе [6]. Поскольку большинство объектов программы были компактны, практически все снимки были получены без использования линзового корректора поля БТА, что позволило за единицу времени получать большее количество информации. Типичная экспозиция для эмульсии 103а-О выбиралась равной 15^m , что обеспечивало проникаемость снимков по звездам не хуже 22^m — 23^m (в зависимости от качества изображения) [7]. Калибровка снимков проводилась на спектросенситометре ИСП-73, а обработка их осуществлялась в проявителе МWP-2 в стандартных условиях. Хорошему качеству снимков способствовало точное слежение за положением фокальной плоскости телескопа на основе измерений температурного поля окружающей среды, конструкций и зеркала телескопа [8].

Для обработки снимков и спектров небесных объектов в САО был создан фотометрический комплекс, в состав которого входит автоматический микроденситометр АМД-1, управляемый ЭВМ, процессор вывода с фотозаписывающим аппаратом, графопостроителем, универсальным графич-

ческим дисплеем и обрабатывающий процессор СМ-4. Высокая позиционная ($\pm 5 \mu\text{m}$) и фотометрическая (диапазон измеряемых оптических плотностей $0-4 D$, линейность не хуже $1-1.5\%$) точности обеспечили высокое качество съема и оцифровки исходного материала. Число отсчетов на каждый объект было выбрано равным 512×512 , шаг сканирования выбирался из диапазона величин $15-40 \mu\text{m}$ в зависимости от угловых размеров исследуемого объекта. При таком числе отсчетов время, затраченное на оцифровку изображения на АМД, цифровую фильтрацию двумя фильтрами на ЭВМ ЕС-1035 и построение изоденситометрических карт, составляло примерно 3 часа. Специально разработанное математическое обеспечение [9] обеспечивало сканирование исследуемого объекта по заданному закону, запись паспорта объекта и оцифрованной информации на магнитную ленту, перекодировку и запись отдельных изображений в цифровом виде в банк данных, который был организован на магнитной ленте ЭВМ ЕС-1035 для дальнейшей обработки и последующего длительного хранения атласа в цифровой форме.

Для выделения слабосветящихся оболочек и перемычек в исследуемых объектах оцифрованное изображение подвергалось фильтрации с помощью рассчитанного оптимального фильтра низкой частоты (далее ОФНЧ), частотная характеристика которого имеет вид:

$$\text{ОФНЧ}(\omega, \sigma) = \frac{1}{1 + \frac{S_N(\omega, \sigma)}{S_p(\omega, \sigma)}}, \quad (1)$$

где S_N и S_p — спектральная плотность мощности шума фотоэмульсии и спектральная плотность мощности сигнала соответственно. Оценки S_N и S_p были получены с помощью специально разработанных программ [9]. На рис. 1 приведен радиальный разрез частотной характеристики используемого для сглаживания шумов оптимального фильтра низкой частоты. Применение подобного фильтра обеспечивает уверенное выявление сигнала при ОСШ порядка единицы (изоденса, отличающаяся от фона неба всего на $0.05 D$, уверенно выявляется при σ_D фона $\approx 0.10-0.15 D$). Угловой размер объектов на отфильтрованных снимках примерно в два—два с половиной раза больше, чем при глазомерных оценках.

Для улучшения углового разрешения снимков, устранения атмосферного размазывания изображений была использована методика [5], которая хорошо себя зарекомендовала при выявлении кратных ядер [10] и выбросов в галактиках. На рис. 2 приведены радиальный разрез реставрирующего винеровского фильтра, который использовался в данной работе для улучшения углового разрешения исходных снимков (далее РВФ). Применение этого метода в благоприятных условиях обеспечивает увеличение исходного разрешения примерно в два раза.

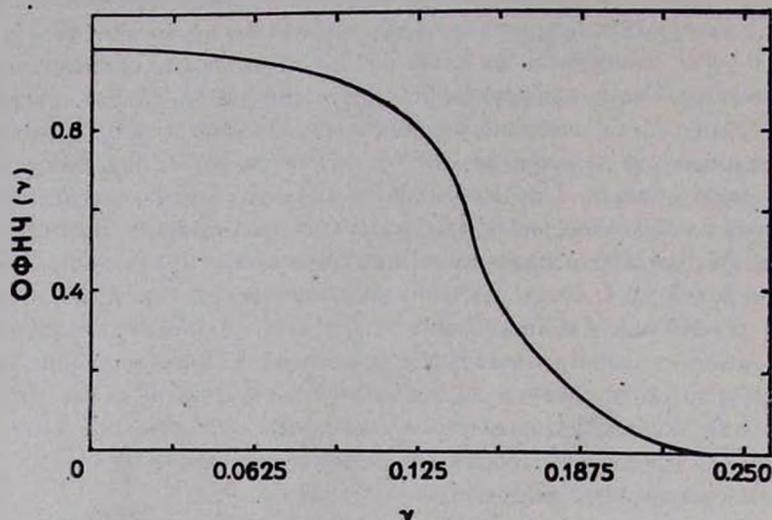


Рис. 1. Радиальный разрез частотной характеристики оптимального фильтра низкой частоты, используемого для ослабления высокочастотного шума эмульсии. По оси абсцисс отложена безразмерная частота $\nu = \sqrt{\omega^2 + \sigma^2} / f_H$; f_H — частота Нейквиста, $f_H = 1/2T$, T — шаг дискретизации изображения.

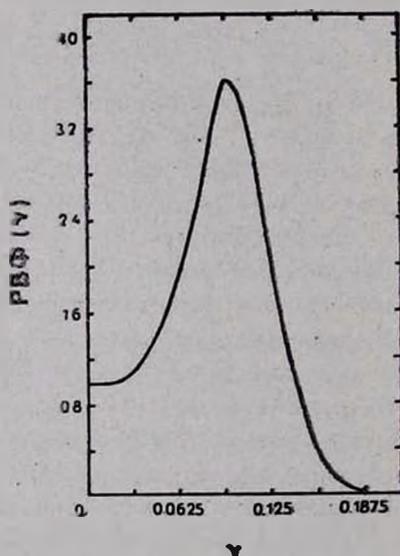


Рис. 2. Радиальный разрез частотной характеристики оптимального Винеровского фильтра, используемого для улучшения углового разрешения исходных снимков.

После процедуры фильтрации обработанное изображение выводилось на разработанное в САО фотозаписывающее устройство фотометрического комплекса в виде карт изоденс с заданным шагом между уровнями, так что окончательные результаты содержат не только качественную, но и количественную информацию о распределении относительной яркости объекта. Фильтрация изображений проводилась в $D(x, y)$ плоскости согласно рекомендациям [11].

3. *Результаты.* Сведения об условиях съемки, сканирования и обработки описанных в этой статье объектов помещены в табл. 1. В ней приведены: название объекта по атласу Воронцова-Вельяминова или по атласу Арпа (с добавлением буквы А), качество изображения в момент съемки, тип эмульсии (снимки получены без фильтра), экспозиция, оптическая плотность фона неба, шаг по D между соседними изоуровнями при построении карт изображений объектов, обработанных с помощью ОФНЧ и РВФ, соответствующий номер рисунка. При построении изоденс мы использовали трехуровневую запись (черное, серое и белое).

Таблица 1

| № | VV, Арп | Качество изображения (угл. сек) | Эмульсия | Экспоз. (мин) | D фона неба | Шаг сканир. μ т | Шаг между изоденсами ОФНЧ ΔD | Шаг между изоденсами РВФ ΔD | Рисунок 3 (номер ряда) |
|---|---------|---------------------------------|----------|---------------|---------------|---------------------|--------------------------------------|-------------------------------------|------------------------|
| 1 | 596 | 1.7 | II аО | 20 | 1.30 | 20 | 0.05 | 0.15 | 1 |
| 2 | 528 | ~ 4 | 103 аО | 15 | 0.76 | 25 | 0.10 | 0.15 | 2 |
| 3 | 552 | ~ 4 | 103 аО | 15 | 0.38 | 20 | 0.05 | 0.10 | 3 |
| 4 | 641 | ~ 3.5 | 103 аО | 15 | 0.30 | 20 | 0.05 | 0.10 | 4 |
| 5 | 444 | ~ 5 | 103 аО | 15 | 0.30 | 35 | 0.05 | 0.10 | 5 |
| 6 | 261 | 1.5 | 103 аО. | 14 | 0.60 | 20 | 0.05 | 0.10 | 6 |
| 7 | 632 | 2 | II аО | 20 | 1.05 | 25 | 0.10 | 0.15 | 7 |
| 8 | A90 | 1.5 | ZU-2 | 5 | 0.90 | 35 | 0.05 | 0.10 | 8 |

Ниже дано краткое описание исследованных в этой статье объектов, прямые фотографии и карты изоденс которых приведены на соответствующих рисунках.

IV 596. Классифицирован Воронцовым-Вельяминовым как гнездо в «тумане». При большем разрешении на снимке четко проявились две спирали, начинающиеся из двух уярчений, компактное ядро и продолговатый сгусток справа—внизу на снимке. Вероятно, это либо обычная спиральная галактика с кратным ядром, либо две взаимодействующие спиральные галактики; в этом случае ядром второй галактики является продолговатый

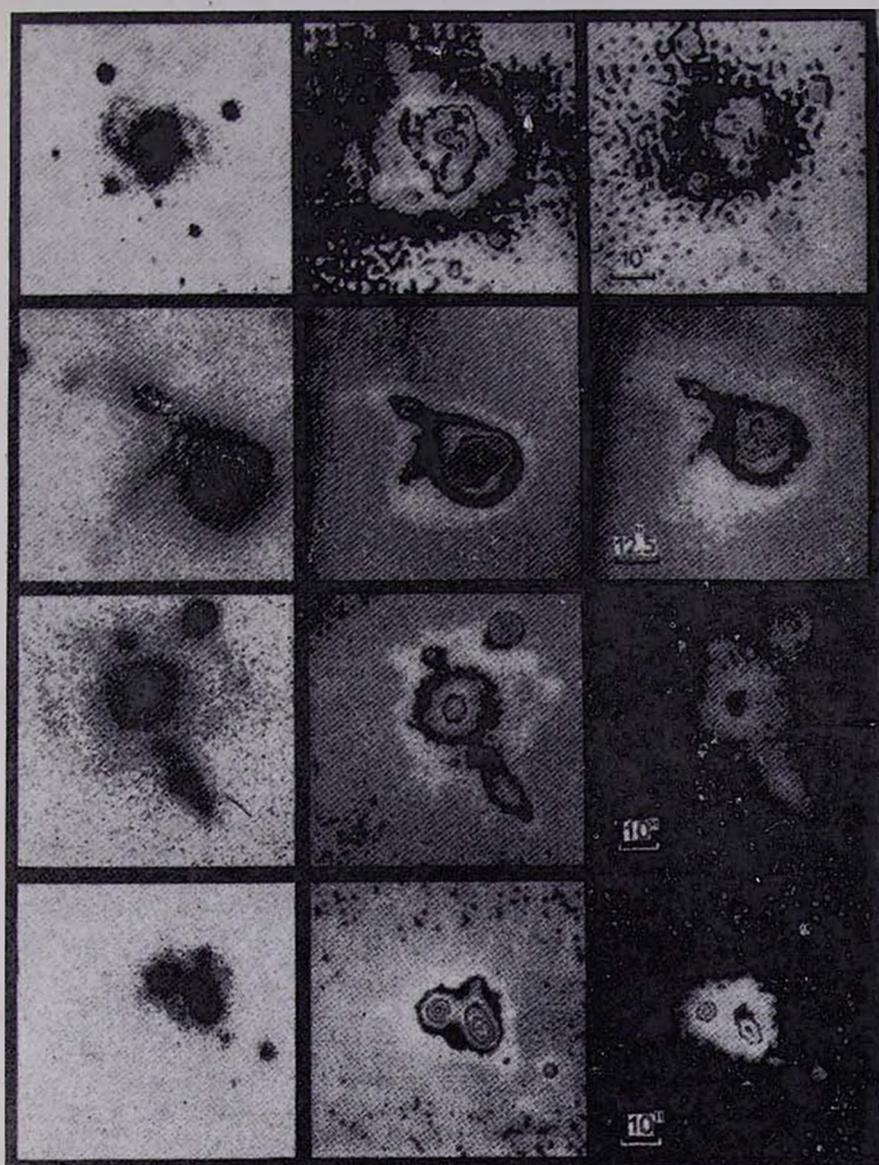
сгусток. Лучевая скорость системы измерена [12] и составляет 2911 км/с. При $H = 75$ км/с Мпс расстояние до системы равно ~ 38.8 Мпс. При обработке ОФНЧ уверенно выявляется слабосветящаяся оболочка, отличающаяся от фона неба всего на $0.05 D$ и имеющая угловые размеры $46'' \times 54''$ (8.6×10.2 кпс), что соответствует размерам нормальной средней галактики.

IV 528. Классифицирован Воронцовым-Вельяминовым как гнездо с числом членов не менее трех. С большой степенью вероятности правый компактный объект является яркой звездой поля (градиент яркости у него примерно в 1.5 раза круче, чем у левого компонента, который, вероятно, является ядром галактики). На спектре, при съемке которого щель спектрографа проходила через верхний левый «спутник» и предполагаемое ядро, в ядерной части присутствует мощная линия H_{α} . У спутника линия H_{α} существенно слабее. В ядре присутствуют также линии [N II] и [S II], так что левый компактный объект не может быть звездой поля. Грубая оценка величины лучевой скорости составляет ~ 4000 км/с. Оценка расстояния до системы дает 53 Мпс, а линейные размеры, определенные по самой слабой изоденсе, составляют $\sim 46''$ или 10—12 кпс. У главной галактики хорошо заметна спиральная структура. Спутник, как показывает изучение спектра, вероятно, физически связан с главной галактикой, так что более правильно классифицировать эту систему как тип M 51.

IV 552. Классифицирован [2] как «голубое гнездо», состоящее из 3—4 галактик. На крупномасштабном снимке хорошо заметны две галактики — меньшая (на рис. внизу), видимая с ребра, и большая — спиральная. Два объекта сверху являются звездами поля. Симметричность самых внешних изоденс, отсутствие усиления одной из спиралей у большей галактики, свидетельствует, вероятно, об отсутствии в системе физического взаимодействия [13]. Вся система погружена в слабосветящуюся оболочку диаметром $\sim 80''$.

IV 641. По [2] «распадающееся гнездо» из 4—5 членов. Анализ результатов обработки изображения этой системы показал, что три из пяти членов являются звездами поля (ими образован треугольник в нижней части снимка). Два члена являются эллиптическими галактиками; правая, более вытянутая, имеет «отросток», левая — компактная, звездобразная. Обе галактики окружены слабосветящейся оболочкой, диаметр которой равен $70''$ — $80''$. На обработке РВФ хорошо заметна двойственность ядра правой галактики.

IV 444. Тип системы — M 51 по [2]. Лучевая скорость системы определена [14] и составляет величину $V_r = 1751$ км/с, размер галактики по самой слабой изоденсе составляет $149''$ или 26.6 кпс.



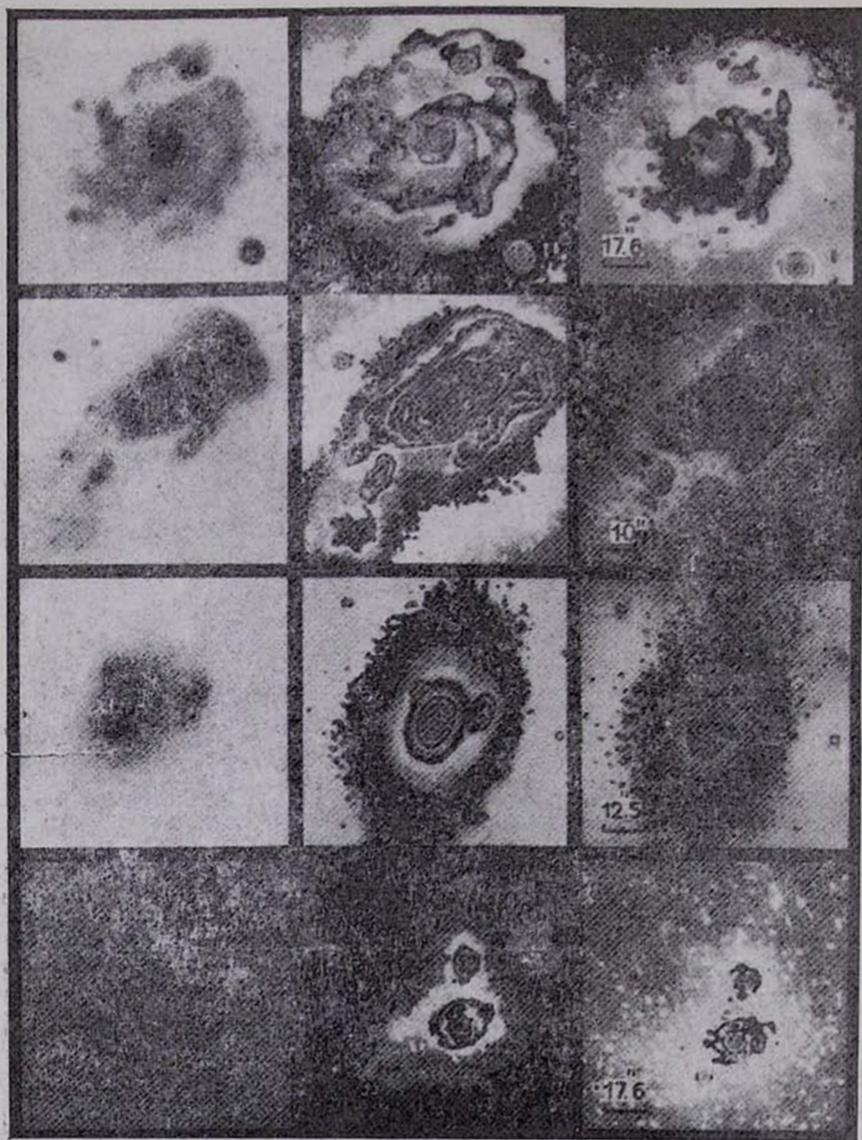


Рис. 3. Прямые фотографии и изоденситометрические карты избранных взаимодействующих галактик. Подробная информация об объектах содержится в табл. 1.

VV 261. Необработанное изображение, полученное автором на 6-м телескопе, помещено в [2] в виде отпечатков с последовательно уменьшающимися экспозициями. Обработка изображения этого интереснейшего объекта позволила выявить ряд дополнительных деталей. В ядерной области главного тела при обработке РВФ четко заметны четыре сгущения. Градиент яркости в этой области очень велик (ΔD составляет $2.7\text{--}2.9 D$ на $15''$). Морфология центральной части напоминает структуру известного объекта — джета в радиогалактике M 87, только в случае VV 261 мы, вероятно, наблюдаем двухсторонний выброс. Лучевая скорость этого объекта определялась многими авторами и равна ~ 2880 км/с. Наибольший размер системы, измеренный по наиболее слабой изоденсе, составляет около $100''$ (17 кпс).

V V632. Согласно [2] это поздняя стадия фрагментации гнезда. Крупномасштабные снимки и их обработка обнаруживают эллиптическую галактику, на которую в левой части проектируется звезда поля; в правой части четко заметен карликовый спутник с проецирующейся на него внизу слабой звездой поля. В спектре объекта отсутствуют эмиссионные линии [12] — типичная ситуация для эллиптической галактики. На обработке с помощью ОФНЧ уверенно выделена слабая изоденса, диаметр которой составляет $52'' \times 82''$, что примерно в два с половиной раза превышает глазомерные оценки углового диаметра этого объекта.

A 90. В атласе Арпа [3] центральная часть системы переэкспонирована. Нами сделана короткая экспозиция для выявления морфологии ядерных областей галактик. Одна из спиралей у большей галактики, как это хорошо заметно на снимке Арпа, усилена, что свидетельствует о приливном взаимодействии [13]. Лучевая скорость объекта $V_r = 2868$ км/с по [14], расстояние до системы равно ~ 38 Мпс. Расстояние между центрами компонентов составляет $26''$ (5 кпс), так что приливные возмущения в этой системе довольно мощные. Векторы угловых скоростей обеих галактик, как показывают расчеты [13] и анализ взаимного расположения внешних приливных спиралей, направлены, вероятно, в одну сторону. У нижней спирали большей галактики заметно уярчение; более слабое уярчение заметно также и у верхней спирали. Эти уярчения соединены с ядром слабой перемычкой. Звездообразный объект, расположенный ниже и левее нижней галактики, является дефектом на эмульсии. Ядерная область спутника показывает вытянутость в сторону главной галактики при обработке ОФНЧ. На снимке, обработанном РВФ, эта вытянутость переходит в перемычку с двумя уярчениями; для уточнения морфологии этой детали необходимо просканировать ядерные части с меньшим шагом дискретизации.

Автор выражает благодарность Б. А. Воронцову-Вельяминову за стимулирующее обсуждение проблемы получения и обработки крупномасштабных снимков избранных взаимодействующих галактик.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

ISODENSITOMETRY OF THE SELECTED INTERACTING GALAXIES

YU. P. KOROVYAKOVSKI

The results of the digital processing of the large-scale photographs of interacting galaxies obtained in the prime focus of the 6-meter telescope are presented. The elaborated processing algorithms allowed to weaken the high-frequency emulsion noise and increase the angular resolution of the photographs. The processing results of the investigated objects are presented as two-dimensional maps, which contain quantitative information on the brightness distribution in the objects. An analysis of the improved photographs of the interacting galaxies allowed us to obtain more specific information on their classification, fulfilled earlier by B. A. Vorontsov-Vel'yaminov.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас взаимодействующих галактик, ч. 1, МГУ, М., 1959.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас взаимодействующих галактик, ч. 2, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 28, No. 1, 1, 1977.
3. Н. Агр, Atlas of Peculiar Galaxies, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, 14, No. 123, 1966.
4. О. С. Буренкова, В. М. Гурин, В. П. Горшков, А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, А. Ф. Назаренко, И. И. Назаренко, В. С. Шергин, Изв. САО, (в печати).
5. А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, *Астрон. ж.*, 59, 160, 1982.
6. И. М. Копылов, Ю. П. Коровяковский, М. Ф. Шабанов, Новая техника в астрономии, вып. 6, Наука, Ленинград, 1979.
7. Ю. П. Коровяковский, М. Ф. Шабанов, *ОПМ*, 5, 1978.
8. А. А. Бармин, В. М. Гурин, В. П. Ерохин, Ю. П. Коровяковский, М. Ф. Шабанов, Новая техника в астрономии, вып. 6, Наука, Ленинград, 1979.
9. Ю. П. Коровяковский, Отчет САО, № 3—ФК, 1980.
10. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
11. Б. Р. Хант, Применение цифровой обработки сигналов, Мир, М., 1980.
12. В. Л. Афанасьев, И. Д. Караченцев, В. П. Архипова, В. А. Досталь, В. Г. Метлов, *Astron. Astrophys.*, 91, 302, 1980.
13. А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, Изв. САО, 16, 116, 1982.
14. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, 1964.

УДК 524.7.42

СВЕРХАССОЦИИИ В СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ. III

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

Поступила 15 июня 1983

Принята к печати 10 апреля 1984

На основе данных о спиральных УФ-галактиках, содержащих сверхассоциации (СА) [1, 2], проведено их статистическое исследование. Получены следующие результаты: 1) Частота встречаемости спиральных галактик с СА среди УФ-галактик примерно два раза выше, чем среди нормальных спиралей. 2) СА встречаются как в карликовых, так и в гигантских и сверхгигантских галактиках, причем в большинстве случаев в галактиках с перемычкой. 3) Расстояние СА от ядра увеличивается: а) с уменьшением яркости галактики, б) с уменьшением яркости ее ядра и г) с появлением галактики. 4) В распределении СА замечается два максимума: первый на расстоянии 0.4 радиуса галактики, второй — более слабый максимум — на 0.8 радиуса. 5) С увеличением числа СА их абсолютная светимость и размеры уменьшаются, а цвет становится более голубым. 6) СА в галактиках с многоядерной структурой как по светимости, так и по размерам уступают СА в одноядерных галактиках. 7) Чем ярче ядро и выше радиосветимость галактики, тем голубее в ней СА. 8) У галактик с более сильным УФ-континуумом наблюдаются более яркие СА. Делается предположение, что СА и некоторые ядра галактик, возможно, имеют общую природу.

1. *Введение.* В первых двух работах авторов [1, 2] приведены списки галактик, содержащих сверхассоциации (СА) и некоторые их параметры: размеры, цвета, абсолютные величины галактик, ядер и СА, а также расстояния СА от ядра. В настоящей работе, на основе данных работ [1, 2], проведено статистическое исследование. Во втором разделе рассмотрены абсолютные величины галактик, их ядер и СА, содержащихся в них. В разделе 3 — размеры галактик, ядер и СА, в 4 — распределение и число СА в галактиках, в 5 — цвета СА, в 6 и 7 — морфология и «степень активности» галактик, содержащих СА, в 8 — рассмотрены некоторые корреляции между параметрами галактик, ядер и СА. В заключении собраны выводы относительно галактик и содержащихся в них СА.

2. *Абсолютные величины.* На рис. 1а, б, в приведены гистограммы распределения абсолютных величин галактик, ядер и СА соответственно.

На рис. 2а, б, приведены гистограммы распределения разностей абсолютных величин галактик и СА, ядер и СА соответственно. В табл. 1 собраны значения пределов изменений абсолютных величин, их средние значения, а также пределы изменения и средние значения разностей абсолютных величин галактик и их СА, ядер галактик и их СА. Так как в наш список входят как одноядерные (50 галактик), так и многоядерные галактики (6 галактик), то данные для них в таблице приведены отдельно.

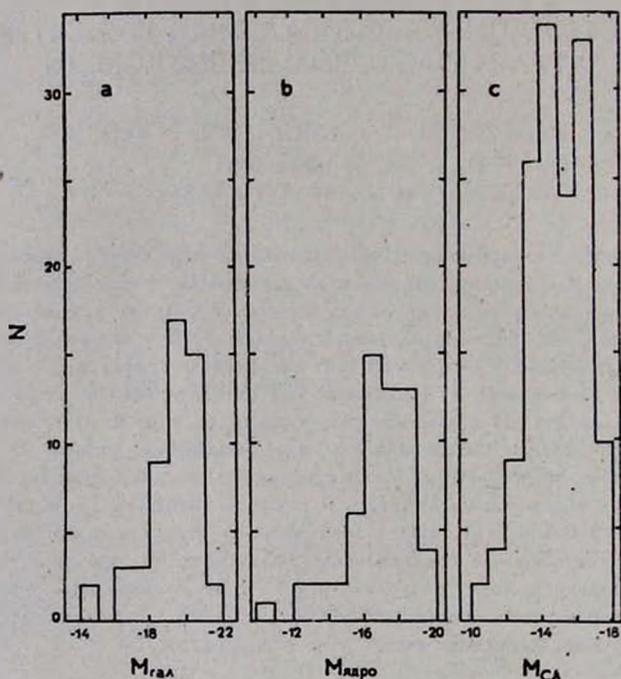


Рис. 1. Гистограммы распределения абсолютных звездных величин: а) содержащих сверхассоциации галактик; б) ядер; с) сверхассоциаций.

В работе [3] отмечалось, что СА встречаются в сверхгигантских спиральных галактиках, абсолютная величина которых $-20^m.5$ и ярче. По нашим данным, как видно из табл. 1 и рис. 1а, СА встречаются также в карликовых и гигантских галактиках.

Наблюдается некоторый дефицит в распределении СА в интервале абсолютных величин $-15^m + -16^m$ (рис. 1с).

Среднее значение разности абсолютных светимостей УФ-галактик и их СА ($-4^m.3 \pm 1^m.3$) того же порядка, что и для нормальных спиральных галактик ($\sim -5^m$). По нашему мнению, эта разность может считаться,

по-видимому, постоянной для спиральных галактик и ее можно использовать как дополнительный параметр (вместе с $M_{\text{рз}} \text{СА}$, нижний предел для которой выбирается условно [3]) для отбора СА в галактиках.

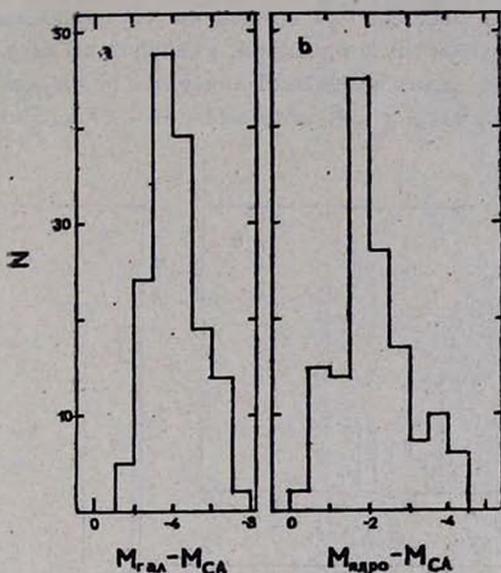


Рис. 2. Гистограммы распределения: а) разностей абсолютных звездных величин галактик и их сверхассоциаций; б) ядер галактик и их сверхассоциаций.

Согласно [5], абсолютные величины СА в нормальных спиральных галактиках меняются в пределах от -14^m до $-17^m.2$, имея в среднем светимость $-15^m.2$, (среднее подсчитано по 28 СА в 12 галактиках). Полученные нами значения для $M_{\text{СА}}$ в УФ-галактиках ($-14^m.9 \pm 1^m.5$) достаточно близки к этому значению (среднее подсчитано по 141 СА для 51 галактики).

Средняя разность абсолютных звездных величин ядер УФ-галактик и их СА ($-2^m.0 \pm 0^m.9$) превосходит таковую для нормальных спиральных галактик ($-0^m.5 \pm 1^m.3$) [4]. Это различие, по всей вероятности, обусловлено тем, что УФ-галактики имеют более яркие ядра (табл. 1), чем нормальные галактики тех же морфологических типов.

Из данных табл. 1 видно, что галактики с многоядерной структурой уступают одноядерным по интегральной светимости, по светимости ядер, а также по светимости СА. Различие между значениями $M_{\text{гала}} - M_{\text{СА}}$ для одноядерных и многоядерных галактик, согласно распределению Стьюдента, не значимо. Различие же между значениями $M_{\text{ядро}} - M_{\text{СА}}$ для одноядерных и многоядерных галактик значимо. Относительно небольшое зна-

чение этой разности ($-1^m4 \pm 0^m7$) для многоядерных галактик дает основание предположить, что ядра и СА в галактиках с многоядерной структурой по светимости схожие образования.

3. *Размеры.* На рис. 3а, б, с приведены гистограммы распределения линейных размеров галактик в проекции, размеров их ядер и СА. В табл. 2 собраны значения пределов изменений линейных размеров, их средние значения для галактик, ядер и СА отдельно для одноядерных и многоядерных галактик.

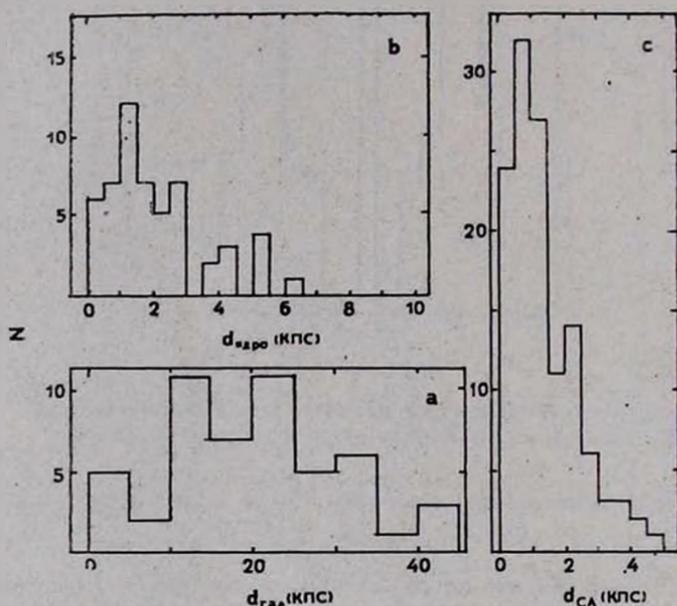


Рис. 3. Гистограммы распределения линейных размеров: а) содержащих сверхассоциация галактик; б) ядер; с) сверхассоциаций.

На крупномасштабных снимках УФ-галактик большинство СА по своему внешнему виду компактные и довольно звездообразны. Встречаются также СА в виде диффузных облаков, которые иногда похожи на сегменты спиральных рукавов, пересеченные пылевыми облаками. Возможно, все удлиненные диффузные образования такого типа состоят из нескольких компактных сгущений (например, продолговатое сгущение, наблюдаемое у Маркьян 319 на снимках 2.6-м телескопа, на снимке 6-м телескопа разрешается на несколько сферических образований).

Так как большинство СА и ядер галактик имеют звездообразный вид, то естественно, что ввиду различного рода факторов (оптика телескопа, атмосфера и т. д.) их диаметры, определенные из наблюдений, преувеличе-

Таблица 1

ПРЕДЕЛЫ ИЗМЕНЕНИЯ И СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ГАЛАКТИК, ИХ ЯДЕР И СА

| | $M_{\text{гг}} (\text{гал.})$ | | $M_{\text{гг}} (\text{ядро})$ | | $M_{\text{гг}} (\text{СА})$ | | $M_{\text{гг}} - M_{\text{СА}}$ | | $M_{\text{ядро}} - M_{\text{СА}}$ | |
|------------------------|--------------------------------|-------------------------|--------------------------------|-------------------------|---------------------------------|-------------------------|---------------------------------|------------------------|-----------------------------------|------------------------|
| | пред. | средн. | пред. | средн. | пред. | средн. | пред. | средн. | пред. | средн. |
| Одноядерные галактики | $-14.^m_8 \div$ $-21.3(45)$ | $-19.^m_5$ ± 1.4 | $-13.^m_4 \div$ $-19.8(45)$ | $-17.^m_6$ ± 1.8 | $-11.^m_2 \div$ $-17.9(129)$ | $-15.^m_1$ ± 1.5 | $-1.^m_4 \div$ $-7.2(129)$ | $-4.^m_2$ ± 1.2 | $0.^m_0 \div$ $-4.5(129)$ | $-2.^m_2$ ± 1.0 |
| Многоядерные галактики | $-14.6 \div$ $-19.6(6)$ | -18.0 ± 2.1 | $-10.6 \div$ $-17.0(13)$ | -14.8 ± 2.0 | $-10.6 \div$ $-15.8(12)$ | -13.3 ± 1.6 | $-2.2 \div$ $-5.6(12)$ | -4.8 ± 0.9 | $+1.8 \div$ $-2.6(12)$ | -1.4 ± 0.7 |
| Все галактики | $-14.6 \div$ $-21.3(51)$ | -19.2 ± 1.4 | $-10.6 \div$ $-19.8(58)$ | -16.9 ± 1.8 | $-10.6 \div$ $-17.9(141)$ | -14.9 ± 1.5 | $-1.4 \div$ $-7.2(141)$ | -4.3 ± 1.1 | $+1.8 \div$ $-4.5(141)$ | -2.0 ± 0.9 |

Таблица 2

ПРЕДЕЛЫ ИЗМЕНЕНИЯ И СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ НАБЛЮДЕННЫХ И РЕАЛЬНЫХ ЛИНЕЙНЫХ РАЗМЕРОВ ГАЛАКТИК, ИХ ЯДЕР И СА

| | $d_{\text{гг}} (\text{кпс})$ | | $d_{\text{ядро}} (\text{кпс})$ | | | | $d_{\text{СА}} (\text{кпс})$ | | | |
|------------------------|------------------------------|----------------------|--------------------------------|--------------------|---------------------|----------------|------------------------------|--------------------|---------------------|----------------|
| | пред. | средн. | набл. пред. | набл. средн. | реальн. пред. | реальн. средн. | набл. пред. | набл. средн. | реальн. пред. | реальн. средн. |
| Одноядерные галактики | $3.3 \div$ $77.3(45)$ | 22.9 ± 13.1 | $0.2 \div$ $6.5(43)$ | 2.6 ± 1.5 | $0.2 \div$ 5.2 | 2.3 | $0.2 \div$ $4.6(111)$ | 1.4 ± 1.1 | $0.1 \div$ 3.5 | 1.0 |
| Многоядерные галактики | $1.5 \div$ $26.7(6)$ | 14.1 ± 10.5 | $0.1 \div$ $1.3(11)$ | 0.8 ± 0.5 | $0.9 \div$ 1.2 | 0.6 | $0.2 \div$ $1.0(12)$ | 0.6 ± 0.3 | $0.1 \div$ 0.7 | 0.4 |
| Все галактики | $1.5 \div$ $77.3(51)$ | 21.7 ± 13.0 | $0.1 \div$ $6.5(54)$ | 2.1 ± 1.5 | $0.1 \div$ 5.8 | 1.9 | $0.2 \div$ $4.6(123)$ | 1.3 ± 1.1 | $0.1 \div$ 3.5 | 1.0 |

ны. Для выяснения этого вопроса подсчитаны выборочные коэффициенты корреляции между угловыми диаметрами: ядер галактик, наибольшей СА в галактиках и расстоянием этих галактик. Рассмотрены также корреляции между угловыми диаметрами ядер галактик и наибольшей и наименьшей СА в галактике.

Получены следующие значения выборочных коэффициентов корреляции с доверительными интервалами по уровню достоверности $p = 0.05$: между расстоянием галактик и угловым диаметром их ядер $r = -0.074 \pm 0.277$, между расстоянием галактик и угловым диаметром их наибольшей СА $r = -0.036 \pm 0.277$; между угловыми диаметрами ядер галактик и их наибольшей СА $r = 0.567 \pm 0.265$; между угловым диаметром ядер галактик и их наименьшей СА $r = 0.710 \pm 0.265$.

Как видно, угловые диаметры ядер и СА не зависят от удаленности галактик. В таком случае можно считать, что наблюдаемая положительная корреляция между угловыми диаметрами ядер и СА вероятнее всего обусловлена вышеотмеченными факторами.

В работе Серсика [6] описана методика вычисления реальных диаметров компактных Н II-областей при помощи угловых диаметров слабых звезд. Эта методика использована нами для приблизительной оценки реальных средних диаметров ядер и СА. Наши многолетние наблюдения на 2.6-м телескопе показывают, что на синих пластинках без фильтра средний угловой диаметр слабых звезд порядка $2.''8$. Средние угловые диаметры ядер и СА УФ-галактик равны $6.''4$ и $4.''4$ соответственно. То есть, согласно [6], наблюдаемые линейные диаметры ядер должны быть уменьшены на 10%, а диаметры СА — на 25%. Полученные средние значения реальных линейных размеров ядер и СА приведены в табл. 2.

В работе [7] на основе исследования 62 СА в нормальных спиральных галактиках для их среднего реального линейного диаметра получено значение 460 пс. Как видно из табл. 2, в УФ-галактиках это значение более чем в два раза больше, хотя в нормальных галактиках также встречаются гигантских размеров Н II области (см., например, [8]).

Из табл. 2 видно также, что интервалы размеров СА и галактик перекрывают друг друга. Это значит, что некоторые СА по своим размерам не уступают галактикам и что в отдельных случаях их можно считать не СА в галактиках, а их спутниками.

Галактики с многоядерной структурой уступают по своим размерам, по размерам ядер и СА одноядерным галактикам.

Отметим, что, согласно распределению Стьюдента, различие между размерами ядер и СА многоядерных галактик не значимо.

4. Распределение и число СА в галактиках. На рис. 4 приведена гистограмма распределения $R_{СА}/R_{гала}$ (только для отношений, значения ко-

торых меньше единицы), где R_{CA} линейное (в проекции) расстояние СА от ядра галактики; $R_{гала}$ — линейный радиус галактики.

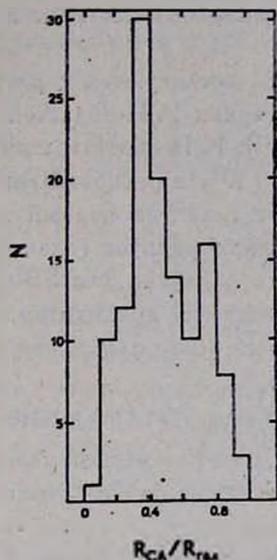


Рис. 4. Гистограмма распределения отношения $R_{CA}/R_{гала}$.

В табл. 3 собраны средние значения и пределы изменения R_{CA} и $R_{CA}/R_{гала}$ для всех СА из списков, приведенных в [1, 2]. Данные о многоядерных и одноядерных галактиках приведены отдельно (в случае многоядерных галактик R_{CA} соответствует расстоянию СА от ближайшего ядра).

Таблица 3

ПРЕДЕЛЫ ИЗМЕНЕНИЯ И СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ АБСОЛЮТНЫХ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ПРОЕКЦИОННЫХ РАССТОЯНИЙ СА ОТ ЯДЕР ГАЛАКТИК

| | R_{CA} (кпс) | | $R_{CA}/R_{гала}$ | |
|------------------------|------------------|-----------|-------------------|-------------|
| | пределы | среднее | пределы | среднее |
| Одноядерные галактики | 0.2 ÷ 22.0 (109) | 5.1 ± 3.5 | 0.10 ÷ 1.90 (118) | 0.50 ± 0.28 |
| Многоядерные галактики | 0.4 ÷ 8.6 (12) | 3.8 ± 2.6 | 0.30 ÷ 1.45 (12) | 0.58 ± 0.31 |
| Все галактики | 0.2 ÷ 22.0 (121) | 4.9 ± 3.5 | 0.10 ÷ 1.90 (130) | 0.52 ± 0.29 |

Как видно из рис. 4, гистограмма не симметрична. Главный максимум приходится на интервал $R_{CA}/R_{гала}$ 0.3 — 0.4, то есть СА в УФ-галактиках имеют тенденцию располагаться на расстоянии 0.4 радиуса галактики.

На гистограмме выделяется второй, более слабый вероятный максимум, который приходится приблизительно на 0.8 радиуса галактики. Примечательно также то, что в исследованных УФ-галактиках не обнаружены СА, расположенные в непосредственной близости от ядра, ближе чем $1/10$ радиуса галактики.

Эти результаты хорошо согласуются с результатами, полученными относительно распределения ярких Н II-областей в нормальных спиральных галактиках. По Ходжу [9], Н II-области избегают центральных областей галактик. По Израелью [10], в распределении Н II-областей существуют два максимума. Для Sc галактик первый максимум приходится на расстояние 0.4 де Вокулеровского радиуса галактики, второй — более слабый максимум — на 0.75 этого радиуса. Для SBb, Sb и Sbc галактик же, по данным Ходжа, первый максимум приходится на 0.50 де Вокулеровского радиуса, второй, выраженный более слабо, чем в случае Sc галактик, на 0.8—0.85 этого радиуса [10].

Подобная гистограмма была также построена отдельно для ярких (до -15^m) и слабых СА. При этом вышеотмеченные два максимума сохраняются, и у ярких СА нет тенденции особенно часто встречаться в периферийных частях галактик.

Распределение СА в УФ-галактиках типов Sa — Sbc довольно хорошо совпадает с распределением Н II-областей в нормальных галактиках тех же морфологических типов [10]. Отметим также, что среднее линейное расстояние СА от ядер галактик в проекции (4.9 ± 3.5 кпс, см. табл. 3) того же порядка, что и приведенное в [10].

Как известно, Н II-области — звездные ассоциации, в основном расположены в спиральных рукавах. Вне рукавов число ассоциаций незначительно (см., например, [11]). Замечается также, что яркие ассоциации образуют группы, которые в основном расположены в тех же частях спиралей, в которых последние разветвляются. В спиральных галактиках с перемычкой Н II-области внутри перемычек не наблюдаются [9].

Что касается СА нашей выборки, то почти все они расположены в спиральных рукавах или в отростках, исходящих из ядер. Лишь в случае Маркарян 976 СА расположена между спиральными рукавами галактики. СА внутри перемычек SB галактик не наблюдается. Наблюдается довольно много случаев, когда СА находится на концах перемычек, откуда берут начало спиральные рукава.

Отметим, что, как в нормальных галактиках, в УФ-галактиках встречаемость СА ниже, чем встречаемость обычных ассоциаций, и тот факт, что у 56 спиральных галактик обнаружена 151 СА, показывает, что УФ-галактики по числу СА не уступают нормальным галактикам. В некоторых УФ-галактиках имеется всего одна СА. В табл. 4 приведено число иссле-

дованных нами УФ-галактик и соответственное число СА, содержащихся в них. В последней строке табл. 4 приведены числа, показывающие, какой процент среди 56 галактик, имеющих СА, составляют галактики с 1, 2, 3... СА. Общее число наблюдаемых нами спиральных УФ-галактик составляет 179, из них 123 не содержат СА.

Таблица 4

ЧИСЛО И ПРОЦЕНТ ГАЛАКТИК, СОДЕРЖАЩИХ РАЗНОЕ ЧИСЛО СА

| | | | | | | | | | | |
|----------------|----|----|---|----|---|---|---|---|---|----|
| Число СА | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 14 |
| Число галактик | 19 | 18 | 5 | 8 | 1 | 1 | 0 | 2 | 1 | 1 |
| % | 34 | 32 | 9 | 14 | 2 | 2 | — | 3 | 2 | 2 |

Из 18 галактик, содержащих две СА, у 7 СА расположены симметрично относительно ядра — по одной на разных рукавах. У остальных 11 галактик обе СА расположены на одной спиральной ветви.

В случае галактик с тремя СА, у трех галактик в одном рукаве расположены по одной СА, в другом — 2. У остальных двух галактик все три СА находятся на одном рукаве.

В случае галактик с 4 СА, у трех галактик имеются по две СА на двух рукавах, у трех других — 1 СА на одном рукаве и 3 на другом и у двух — все СА расположены на одном рукаве.

Две галактики содержат соответственно 5 СА и 6 СА. В первом случае 4 СА расположены на одном рукаве, одна — на другом. Во втором случае — 5 СА расположены на одном рукаве, 1 — на другом.

Две галактики содержат по 8 СА; у одной СА расположены в разных рукавах в отношении 6 и 2, у другой — 5 и 3.

Для двух галактик, содержащих соответственно 9 и 14 СА, они расположены в отношении 7 и 2, 8 и 6 соответственно.

Таким образом, из 37 галактик, содержащих более одной СА, у 21 они расположены в рукавах по количеству асимметрично (три галактики с 3 СА не учтены). В одноядерных и многоядерных УФ-галактиках распределение СА в среднем одинаковое.

5. Показатели цвета СА. Показатели цвета для 74 СА оценены глазомерным способом по картам Паломарского атласа. Как отмечалось в [1], оценки цвета произведены только для тех СА, которые расположены вне передержанной области галактики. На рис. 5 приведена гистограмма распределения цветов (C_I) СА. Как видно из рисунка, показатели цвета меняются в пределах от -0^m4 до $+1^m0$, со средним значением $+0^m2 \pm 0^m3$. Согласно [5] среднее значение $B-V$ СА в нормальных спиральных галактиках равно -0^m1 , что близко к таковому для ассоциаций ($0^m.0$ [11])

Если перейти от CI к $B-V$ цвету, используя поправку, приведенную в [12], то средний цвет $B-V$ СА в УФ-галактиках будет порядка $+0^m4$.

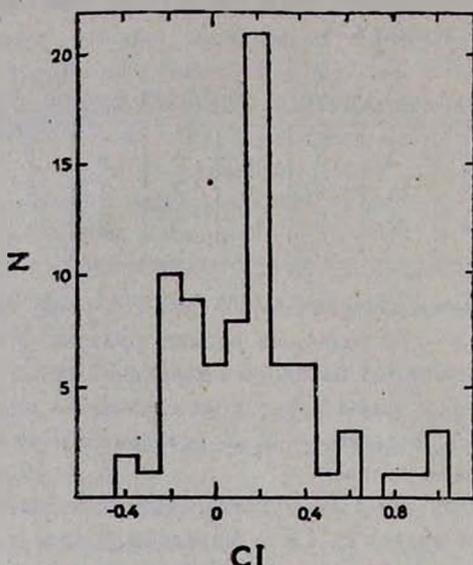


Рис. 5. Гистограмма распределения цветов (CI) сверхассоциаций.

Цвета СА в многоядерных и одноядерных УФ-галактиках в среднем одинаковы: $+0^m1 \pm 0.3$ и $+0^m2 \pm 0.3$.

6. *Морфология УФ-галактик, содержащих СА.* В наш обзор, как это отмечено в [1], включены только спиральные галактики. Из них для 31 морфологический тип был известен ранее [13]. Для большинства оставшихся галактик морфологический тип определен по снимкам 2.6-м телескопа. Для нескольких галактик морфологические типы взяты из списков УФ-галактик. Распределение содержащих СА УФ-галактик по типам де Воулера следующее*:

SAa — 1 (13), SAb — 3 (15), SAbc — 2 (2), SAc — 10 (45),
 SAbA — 1 (3), SAbc — 1 (1),
 SBa — 1 (4), SBb — 9 (40), SBbc — 2 (5), SBc — 26 (51).

Таким образом, 16 галактик, содержащих СА, являются нормальными спиральными (21% от общего числа 75 нормальных спиральных галактик), 2 — промежуточными и 38 — галактиками с перемычкой (38% от общего

* В скобках приведено число наблюдаемых нами спиральных галактик с СА (из рассмотренных 179) указанного морфологического типа.

числа 100 галактик с перемычкой), т. е. СА чаще встречаются в галактиках с перемычкой.

В табл. 5 приведены некоторые средние параметры СА для различных морфологических типов УФ-галактик. Во втором столбце таблицы цифры в скобках указывают на количество галактик данного морфологического типа. В последующих столбцах цифры в скобках указывают на количество СА в галактиках данной морфологической группы.

Таблица 5

НЕКОТОРЫЕ СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ СА, НАХОДЯЩИХСЯ
В РАЗЛИЧНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПАХ ГАЛАКТИК

| Морфологические типы галактик | Среднее число СА | Среднее $R_{СА}/R_{гала}$ | Среднее $M_{СА}$ | Средний $d_{СА}$ (кпс) | Средний цвет СА |
|-------------------------------|------------------|---------------------------|--------------------------|------------------------|-----------------|
| Sa + Sb + Sbc + Sc | 1.4 (16) | 0.47 (19) | -16. ^m 9 (14) | 1.5 (12) | 0.3 (9) |
| SABa + SABc | 7.5 (2) | 0.33 (6) | -13.7 (15) | 0.7 (6) | 0.1 (10) |
| SBa + SBb + SBc + SBc | 2.9 (38) | 0.54 (105) | -15.0 (112) | 1.4 (105) | 0.2 (55) |
| Sa + SBa + SABa | 1.3 (3) | 0.60 (4) | -14.0 (4) | 1.1 (4) | 0.5 (3) |
| Sb + SBb | 2.2 (12) | 0.63 (19) | -15.5 (26) | 2.3 (19) | 0.2 (21) |
| Sbc + SBc | 2.0 (4) | 0.66 (8) | -15.0 (7) | 1.7 (7) | 0.4 (5) |
| Sc + SABc + SBc | 3.0 (37) | 0.49 (99) | -14.8 (104) | 1.2 (93) | 0.1 (45) |

Отметим, что различие между некоторыми средними параметрами СА в отдельных морфологических группах галактик по распределению Стьюдента значимо, так:

Различие между средними числами СА и их $R_{СА}/R_{гала}$ в галактиках с перемычкой и без перемычки значимо с уровнем $p = 0.05$.

Различие между средними числами СА, их $R_{СА}/R_{гала}$ и размерами в поздних и ранних спиралах значимо с уровнем $p = 0.05$.

Отмеченный в [14] факт уменьшения средней яркости СА у ранних спиралей нашими наблюдениями не подтверждается. Не подтверждается также известный для Н II-областей факт [15], что в SB галактиках размеры Н II-областей больше, чем в SA галактиках.

Интересно отметить, что наличие СА часто сопровождается некоторыми структурными особенностями: например, у Маркарян 181 и 312 СА расположена в третьем спиральном рукаве; у Маркарян 12, 38, 848, 307, 984 наблюдается прямолинейный выброс, несущий СА. Иногда (Маркарян 188, 759) СА расположена на месте разлома одного из спиральных рукавов, хотя второй рукав остается без изменений.

Отметим также следующее важное обстоятельство: частота встречаемости галактик с СА в нормальных спиралах (по данным выборок работ [3, 5]) примерно в два раза меньше, чем в УФ-галактиках.

В примечаниях к спискам Маркаряна из 56 отобранных нами галактик только у 12 отмечено наличие СА, сгущений или спутников. Этими галактиками являются Маркарян 12, 21, 122, 161, 170, 665, 691, 712, 718, 752, 827, 1118.

7. *Степень активности галактик, содержащих СА.* В настоящей работе рассмотрены спиральные галактики, ядра которых являются источниками сильного УФ-излучения. Часть исследованных галактик показывает также другие формы активности. 6 объектов (11%) выборки являются сейфертовскими галактиками: Маркарян 471, 533, 618, 744, 759, 984. 6 объектов (11%) являются галактиками с двойными или кратными ядрами [16, 17]. Это объекты Маркарян 181, 186, 281, 600, 712, 799.

Некоторые галактики наблюдались в радиодиапазоне. При пороговой чувствительности 10 мЯн радиоизлучение обнаружено у около 32% галактик выборки (18 объектов). На волне 6 см радиоисточниками являются Маркарян 181, 319, 321, 323, 533, 545 [18, 19]. На 11 см галактики Маркарян 161, 281, 307, 312, 319, 321, 323, 332, 446, 449, 533, 538, 545, 759, 1118 [18—22]. На волне 21 см: Маркарян 2, 319, 321, 323, 332, 471 [18, 20]. Отличие средней абсолютной яркости и линейного размера СА для сейфертовских и радиоизлучающих галактик от этих же параметров для СА остальных галактик выборки не значимо.

8. *Корреляции между основными параметрами галактик, их ядер и СА.* Полученные нами данные, приведенные в [1, 2], позволяют рассмотреть некоторые зависимости между физическими параметрами исследованных объектов.

В табл. 6 в первом столбце собраны пары параметров, между которыми установлены корреляции, во втором столбце приведены объемы выборок, в третьем — выборочные коэффициенты корреляции со значениями σ_r , вычисленные при предположении о нормальном законе распределения рассмотренных параметров в выборках (см. гистограммы рис. 1—4) по формуле $\sigma_r \approx (1 - r^2)/\sqrt{N}$.

9. *Заключение.* Вышеприведенные данные позволяют сделать следующие выводы:

— Частота встречаемости спиральных галактик с СА среди УФ-галактик примерно в два раза выше, чем среди нормальных спиралей.

Средние реальные линейные размеры СА равны 1 кпс и их светимости — 15^m .

— СА встречаются как в карликовых, так и в гигантских и сверхгигантских спиральных галактиках, причем значительно чаще среди галактик с перемычкой.

Таблица 6

КОЭФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ ГАЛАКТИК
И ИХ СА

| | <i>N</i> | $r \pm \sigma_r$ |
|--|----------|--------------------|
| Число СА — расстояние галактики | 52 | -0.245 ± 0.130 |
| Число СА — M_{PK} галактики | 52 | 0.003 ± 0.139 |
| Число СА — \bar{M}_{CA} | 52 | 0.271 ± 0.128 |
| Число СА — \bar{d}_{CA} (кпс) | 45 | -0.210 ± 0.142 |
| Число СА — $(\bar{C}I)_{CA}$ | 27 | -0.256 ± 0.180 |
| $\bar{M}_{CA} - (U - B)_{ггА}$ | 29 | -0.241 ± 0.175 |
| \bar{M}_{CA} — сила УФ-излучения галактики по Маркаржану | 52 | 0.280 ± 0.128 |
| $(\bar{C}I)_{CA} - M_{ггА}$ | 24 | 0.257 ± 0.191 |
| $(\bar{C}I)_{CA} - M_{ядро}$ | 24 | 0.208 ± 0.195 |
| $(\bar{C}I)_{CA}$ — радиосвет. гал.* на (11 см) | 5 | -0.592 ± 0.290 |
| $\bar{R}_{CA}/R_{ггА} - M_{ггА}$ | 45 | 0.233 ± 0.140 |
| $\bar{R}_{CA}/R_{ггА} - M_{ядро}$ | 45 | 0.233 ± 0.140 |
| $\bar{R}_{CA}/R_{ггА} - (U - B)_{ггА}$ | 24 | -0.326 ± 0.182 |

* В тех случаях, когда поток на 11 см не известен, он оценен по результатам радионаблюдений на 6 см и 21 см и предполагаемому спектральному индексу $\alpha = 0.75$.

— СА встречаются в основном в ветвях; чаще на одной ветви и на концах перемычки.

— Средняя разность между светимостями УФ-галактик и входящих в них СА порядка — 4^m5 , а между светимостью ядер и СА порядка — 2^m .

— В распределении относительных расстояний СА до центров соответствующих галактик замечается два максимума: первый на расстоянии 0.4 радиуса галактики, второй вероятный максимум — более слабый — на расстоянии 0.8 радиуса.

— Среднее число СА в Sc галактиках больше и они расположены ближе к ядру, чем в Sa галактиках.

— 11% галактик нашей выборки, содержащих СА, являются сейфертовскими объектами, 11% — галактиками с многоядерной структурой. У более 30% галактик, наблюдавшихся с пороговым потоком 10 мЯн зарегистрировано радиоизлучение.

— СА в галактиках с многоядерной структурой как по светимости, так и по размерам уступают СА в одноядерных галактиках. СА в многоядерных галактиках по яркости мало уступают ядрам этих галактик.

— При увеличении числа СА в галактиках их средняя абсолютная светимость и размеры уменьшаются (эти зависимости в какой-то мере обусловлены эффектом селекции по z), а цвет становится более голубым.

— Между светимостью галактики и числом СА корреляция не наблюдается.

— У галактик с более сильным УФ-континуумом наблюдаются более яркие СА, причем яркость СА коррелирует отрицательно с интегральным $(U-B)$ цветом галактики (такая же корреляция наблюдается между яркостью обычных ассоциаций (H II-областей) и $(U-B)$ цветом нормальных галактик [15]).

— Чем ярче ядро, тем голубее СА.

— Чем больше радиосветимость галактики, тем голубее в ней СА.

— Расстояние СА от ядер меньше у более ярких и красных галактик, а также у галактик с более яркими ядрами.

Между следующими парами параметров: число СА — $M_{\text{гала}}$; число СА — $(U-B)_{\text{гала}}$; число СА — радиосветимость галактики; число СА — $M_{\text{ядро}}$; $M_{\text{СА}} - R_{\text{СА}}/R_{\text{гала}}$; $M_{\text{СА}} - (CI)_{\text{СА}}$; $d_{\text{СА}} - R_{\text{СА}}/R_{\text{гала}}$; $(CI)_{\text{СА}} - (U-B)_{\text{гала}}$ корреляции не обнаружены.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский государственный
университет

SUPERASSOCIATIONS IN SPIRAL GALAXIES WITH UV EXCESS. III

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

On the basis of data on UV spiral galaxies containing superassociations (SA) [1, 2] their statistical investigation is carried out. The following results are obtained: (1) The frequency of occurrence of spiral galaxies with SA among UV galaxies is twice as high, than in normal spirals. (2) SA are found in dwarf and giant as well as in supergiant galaxies, but in most cases in barred galaxies; (3) The distance of SA from the nucleus of galaxy increases: with a) the decrease of brightness of galaxies, b) the decrease of brightness of its nucleus, c) the galaxy gets bluer; (4) Two maxima are noticeable in the distribution of SA in galaxies: the first one falls on 0.4 radius of galaxy, the second-fainter one on 0.8 radius. (5) With the increase of the SA number, their absolute luminosities and dimensions decrease, the colour gets bluer. (6) SA in galaxies with multinuclear structure both in luminosity and in dimensions yield to SA in a single nucleus galaxy. SA in multinucleus galaxies in brightness yield little to the nuclei of these galaxies. (7) The brighter the nucleus and the higher the radioluminosity — the bluer the SA. (8)

The stronger the *UV* continuum the brighter the SA. It is concluded, that SA and some nuclei of galaxies have similar nature.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 19, 619, 1983.
2. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 20, 51, 1984.
3. В. А. Амбарцумян, С. Г. Искуслярян, Р. К. Шахбазян, К. А. Саакян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 33, 3, 1963.
4. Р. К. Шахбазян, Диссертация, Ереван, 1969.
5. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 6, 367, 1970.
6. J. L. Serais, *Z. Astrophys.*, 50, 168, 1960.
7. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 4, 273, 1968.
8. R. C. Kennicutt, P. W. Hodge, *Ap. J.*, 241, 573, 1980.
9. P. W. Hodge, *P. A. S. P.*, 86, 845, 1974.
10. F. P. Israel, *Astron. Astrophys.*, 90, 246, 1980.
11. Э. Е. Хачикян, К. А. Саакян, *Астрофизика*, 6, 177, 1970.
12. A. Sandage, *A. J.*, 58, 61, 1953.
13. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1976.
14. J. D. Gray, G. de Vaucouleurs, *A. J.*, 85, 1, 1980.
15. М. А. Смирнов, Б. В. Колберг, Препринт ИКИ, № 315, 1977.
16. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
17. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, Э. Е. Хачикян, К. А. Саакян, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
18. P. B. Biermann, J. N. Clarke, K. J. Fricke, I. I. Pauliny-Toth, J. Schmidt, A. Witzel, *Astron. Astrophys.*, 81, 235, 1980.
19. G. Kojolan, H. M. Toumassian, D. F. Dickinson, A. St. C. Dinger, *Ap. J.*, 85, 1462, 1980.
20. J. H. Bieging, P. Biermann, K. Fricke, I. I. Pauliny-Toth, A. Witzel, *Astron. Astrophys.*, 60, 353, 1977.
21. L. L. Dressel, J. J. Condon, *Ap. J. Suppl. ser.*, 36, 53, 1978.
22. J. Pflaiderer, C. Dutst, K.-H. Geblez, *M. N. RAS*, 192, 635, 1980.

УДК 524.7.84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ДВУХ ЭМИССИОННЫХ ОБЛАСТЕЙ В ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКЕ NGC 3448

Н. К. АНДРЕАСЯН

Поступила 5 августа 1983

Принята к печати 20 января 1984

Приводятся изоденсы галактики NGC 3448 и результаты спектрофотометрического исследования двух областей. Прямые фотографии получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории (масштаб $21''/\text{мм}$), а спектрограммы — в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР (дисперсия $\approx 65 \text{ \AA}/\text{мм}$). Определены физические параметры ионизованного газа, которые оказались похожими на таковые в H II-областях, и химический состав.

1. *Введение.* Галактика NGC 3448 отнесена Вокулером к классу I0 [1]. Арп поместил ее фотографию в атласе пекулярных галактик — NGC 3448 = Arp 205 [2], а Ходж обнаружил в ней полосы пыли и яркие сгущения [3]. Кринк и Ходж [4], а позднее Котрелл [5] предположили, что наблюдаемые у NGC 3448 особенности, присущие классу Iгг II, можно объяснить как результат взаимодействия со спиральной галактикой, которая находится на расстоянии 3.8 от NGC 3448. Красное смещение NGC 3448 определено Вокулером по линиям ионов H^+ , O^{++} , O^{++} , N^+ и S^+ , которые обнаруживаются в ее интегральном спектре [6]. Исходя из интегральных параметров, Петерсон и Шостак считают более приемлемым отнести NGC 3448 к классу SBO/ар [7].

В настоящей статье приводятся изоденсы NGC 3448, построенные по крупномасштабным фотографиям, и результаты спектрофотометрии двух эмиссионных областей в этой галактике.

2. *Наблюдения.* Прямые фотографии NGC 3448 получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории с экспозицией 50, 40 и 45 мин соответственно в U, B и V цветах. Сочетания пластинок и фильтров, использованных при наблюдениях, обеспечивали цветовую систему, довольно близкую к UVB-системе, и описаны в работе [8]. На рис. 1 приведены изоденсы NGC 3448, построенные с помощью микроден-

ситометра PDS и факсимильного устройства «Штрих-М». Центральная область галактики, как видно на рис. 1, имеет сложную, почти одинаковую во всех трех цветах структуру, подробности которой не разрешаются на картине изоденс. На расстоянии $30''$ (примерно 3 кпс при $H = 75$ Мпс⁻¹ км/с) к северо-западу от центра расположено сгущение, по яркости несколько уступающее во всех трех цветах центральному сгущению. В противоположную от этого сгущения сторону простирается яркий хвост, и вся описанная система окутана общей оболочкой, которая не проявляется на U фотографиях.

Спектрограммы NGC 3448 получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР с помощью спектрографа СП-160 и ЭОП типа М9Ц-В. Основные сведения об этих спектрограммах приведены в табл. 1. Средняя дисперсия спектрограмм равна 65 А/мм, масштаб в перпендикулярном дисперсии направлении $16''$ /мм, среднее спектральное разрешение — примерно 5 А.

Таблица 1

| Дата | Спектр. область (А) | Ширина щели | Эксп. (мин) | Положение щели |
|-----------|---------------------|-------------|-------------|----------------|
| 20.2.1980 | 3750—5050 | 1.3 | 15 | I сгущение |
| " " " | 4800—6000 | " | " | " |
| " " " | 5800—7000 | " | " | " |
| " " " | " | " | " | II сгущение |
| 24.2.1980 | " | " | 60 | " |
| " " " | 3750—5050 | " | " | " |
| 25.2.1980 | 5800—7000 | " | 40 | оба сгущения |

Для калибровки спектральной чувствительности аппаратуры получены спектры стандартных звезд Feige-34 и HZ-15, спектрофотометрические характеристики которых приведены в работе [9]. На рис. 2 приведен спектр NGC 3448, охватывающий спектральную область 5800—7000 А (оба сгущения). Обработка спектров производилась по методике, описанной в работе [8].

3. *Результаты спектрофотометрии и редукция данных.* В спектре центральной части NGC 3448 наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731 и 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584 и 6548, H₂, [O I] 6300, [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959, H₃, H₇, [O II] λ 3727. Все перечисленные линии наблюдаются также в спектре сгущения в северо-западной части галактики. Линия H₇ имеет в этом спектре абсорбционный компонент, который смещен в длинноволновую сторону относительно эмиссионного компонента и имеет большую ширину. Профиль линии H₇ в спектре сгущения II показан на рис. 3.

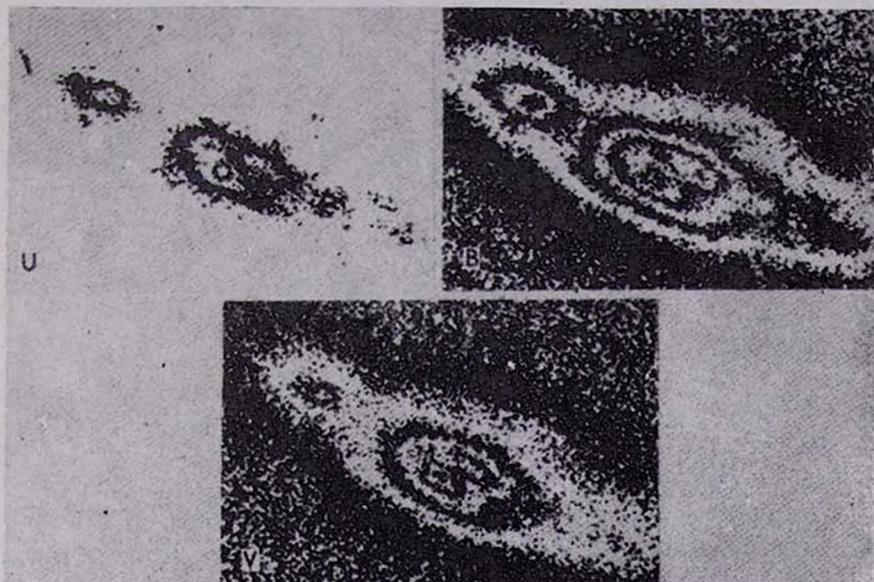


Рис. 1. Иоденсы NGC 34 48 в U, B и V цвета (север сверху).

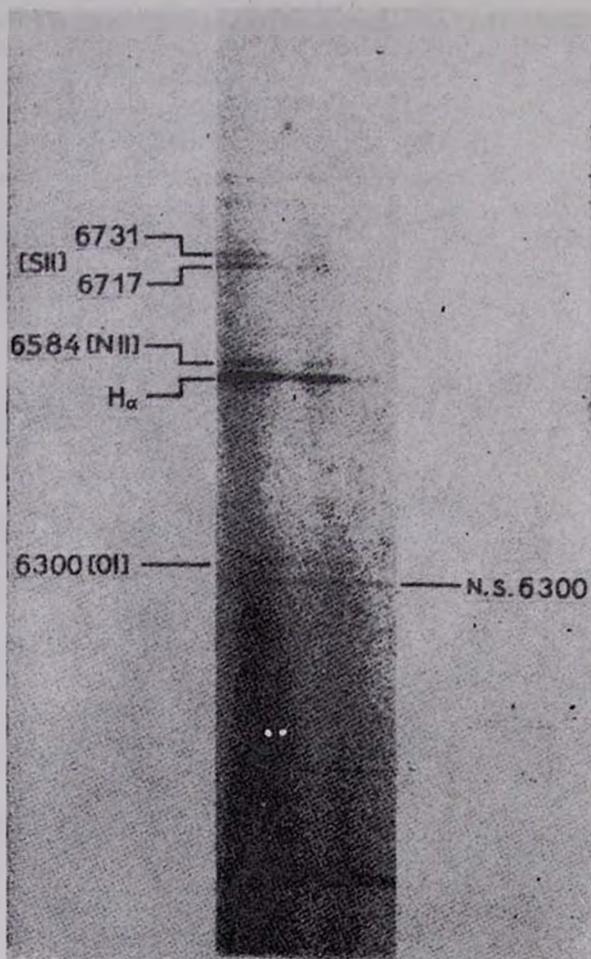


Рис. 2. Спектр NGC 3448 (область 5800—7000 Å).

К ст. Н. К. Андресян

Разница красных смещений эмиссионного и абсорбционного компонентов составляет примерно 100 км/с.

В табл. 2 приведены эквивалентные ширины спектральных линий NGC 3448, а также наблюдаемые и исправленные за покраснение и влияние спектра поглощения значения относительных интенсивностей. Коэффициенты покраснения вычислены как обычно, в предположении, что эмиссионный бальмеровский спектр имеет рекомбинационное происхождение (случай В, $T_e = 10^4$ К, $N_e = 10^2$ см $^{-3}$ [10]), а поглощение происходит по нормальному закону. Предварительно исключено влияние линий поглощения на бальмеровский декремент. Для второго сгущения это сделано

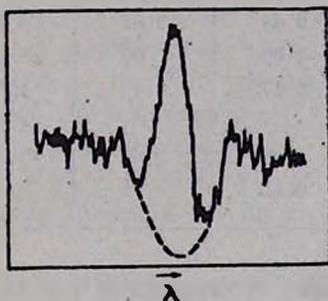


Рис. 3. Профиль линии H_γ в спектре северо-западного сгущения.

исходя из того, что $W(H_\gamma)_{\text{абс}}$ соответствует усредненному значению для спектральных классов В1—В3, а эквивалентные ширины H_α и H_β усреднены по приведенным в работе [13] значениям $W_{\text{абс}}$ для этих классов. Влияние спектра поглощения для сгущения I определено расчетным путем при следующих предпосылках: эмиссионный бальмеровский спектр имеет рекомбинационное происхождение (случай В); после учета влияния линий поглощения коэффициенты покраснения, определенные по отношению интенсивностей линий H_α/H_β и H_γ/H_β , должны совпадать. Значения логарифмического коэффициента покраснения в линии H_β приведены в последней строке табл. 2.

Ошибка измерений эквивалентных ширин в среднем порядка 15%.

Исключив галактическое поглощение из общего, можно найти величину поглощения в линии H_β внутри NGC 3448. Для I и II сгущений получаются величины 1^m62 и 1^m07 соответственно. Такого порядка поглощение наблюдается у ранних спиралей, обращенных к нам ребром [12], а также у сейфертовых галактик [13]. В галактике М 82, которая является прототипом галактик Iгг II, Пеймберт и Спинрад определили поглощение 4^m2 в линии H_β [14].

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ

| Линия | I сгущение | | | II сгущение | | |
|-----------------------|------------|---------------------------------|---------------------------------|-------------|---------------------------------|---------------------------------|
| | W | $(I/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$ | $(I/I_{H\beta})_{\text{испр.}}$ | W | $(I/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$ | $(I/I_{H\beta})_{\text{испр.}}$ |
| 6731 [S II] | 11.63 | 0.51 | 0.27 | 4.32 | 0.19 | 0.10 |
| 6717 [S II] | 14.53 | 0.59 | 0.31 | 4.63 | 0.20 | 0.11 |
| 6584 [N II] | 18.08 | 0.80 | 0.43 | 11.31 | 0.33 | 0.26 |
| 6563 H_{α} | 102.50 | 5.55 | 2.87 | 97.87 | 5.79 | 2.86 |
| 6548 [N II] | 5.70 | 0.27 | 0.14 | 3.91 | 0.11 | 0.10 |
| 6300 [O I] | 6.75 | 1.04 | 0.61 | 6.99 | 0.48 | 0.29 |
| 5007 [O II'] | 78.37 | 2.18 | 2.08 | 55.24 | 2.95 | 2.80 |
| 4959 [O III] | 25.81 | 0.63 | 0.61 | 17.80 | 0.98 | 0.95 |
| 4861 H_{β} | 34.30 | 1.00 | 1.00 | 20.15 | 1.00 | 1.00 |
| 4340 H_{γ} | 7.97 | 0.27 | 0.46 | 3.70 | 0.34 | 0.46 |
| 4340 H_{γ} abc | — | — | — | 4.60 | — | — |
| 3727 [O II] | 57.06 | 1.42 | 2.47 | 70.42 | 4.21 | 6.93 |
| C (H_{β}) | | 0.80 | | | 0.73 | |

4. Физические условия и химический состав. Спектральные характеристики двух сгущений в NGC 3448 легко можно объяснить излучением газа, ионизованного под влиянием излучения горячих звезд. Применение к этим сгущениям классификационного метода Болдуина и др. [15] показывает, что возбуждение в них происходит как в нормальных H II-областях: $\langle \Delta E \rangle = 0.06$ и $(3727/5007) = 0.09$ для сгущения I; $\langle \Delta E \rangle = -0.08$ и $(3727/5007) = 0.36$ для сгущения II, где $\langle \Delta E \rangle$ представляет собой среднюю разницу возбуждений разных ионизационных зон, как это определяется в [15], а $(3727/5007)$ — логарифм отношения интенсивностей этих линий после учета покраснения. Обе пары приведенных выше значений характерны для нормальных H II-областей.

Для спиральных галактик наблюдается корреляция между эквивалентной шириной линии H_{β} и индексом возбуждения $r = \frac{I[\text{O III}]}{I[\text{O II}]}$ [16–18],

такая же корреляция, правда с большей дисперсией, наблюдается для иррегулярных галактик [19], и по эквивалентной ширине H_{β} можно судить об эффективной температуре ионизирующих газ звезд. Индексы возбуждения r для сгущений I и II равны соответственно 1.09 и 0.57 и, как это видно из табл. 2, $W(H_{\beta})$ и в этом случае коррелирует с r . Судя по $W(H_{\beta})$ ионизацию в обеих областях вызывают звезды в среднем ранних В-классов: эффективная температура этих звезд в среднем не превышает $3.5 \cdot 10^4$ К. Следует отметить, что в то время, как у

спиральных галактик индекс возбуждения и $W(H_2)$ возрастают от центра к перифериям, у NGC 3448 наблюдается обратное явление — индекс возбуждения (и $W(H_2)$) в центральном сгущении больше, чем в северо-западном.

Электронные температуры эмиссионных областей NGC 3448 определены двумя методами: по эмпирической связи между отношением интенсивностей $[O III] + [O II]/H_2$ и T_e [20] и по связи между отношением интенсивностей линий $[O III]/[N II]$ и T_e [21]. Значения электронной температуры первого сгущения, определенные обоими методами, довольно близки: $0.8 \cdot 10^4$ К и $0.98 \cdot 10^4$ К, а для второго сгущения расхождение несколько больше: $1.3 \cdot 10^4$ К и $0.98 \cdot 10^4$ К. Более надежно, по-видимому, первое значение, так как второй метод включает в себя предположение о нормальном химическом составе и, как показано в работе [22], при реальном отличии N/O от нормального значения, этот метод менее надежен. Приняты средневзвешенные значения температуры $0.81 \cdot 10^4$ К и $1.2 \cdot 10^4$ К для первого и второго сгущений соответственно.

Электронные плотности мы определили по отношениям интенсивностей линий $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717 и 6731, используя результаты работы [23]. Для сгущений I и II получаются значения $3.8 \cdot 10^2$ см⁻³ и $4.8 \cdot 10^2$ см⁻³ соответственно.

По относительным интенсивностям линий ионов кислорода, азота и серы определено относительное содержание этих ионов в рассматриваемых сгущениях. Расчеты произведены по формулам, приведенным в работе Пеймберта и Костеро [24]. Для серы использованы новые атомные данные [25]. При расчетах возможные температурные флуктуации в излучающих областях не принимались во внимание. Так как условия ионизации и возбуждения в обоих сгущениях заметно не отличаются от таковых в H II-областях, то полное содержание кислорода и азота можно определить, следуя работе [24]. Доступная наблюдениям спектральная область не охватывала линии $[S III]$ $\lambda\lambda$ 9069 и 9532, и содержание серы удобно определить по эмпирической формуле, приведенной в работе [26]. Содержание же тяжелых элементов по массе можно определить по содержанию кислорода [27, 28]. В табл. 3 приведены значения относительного содержания ионов O^+ , O^{++} , N^+ , S^+ , логарифмы полного содержания кислорода, азота и серы при $\lg(H) = 12$, содержание тяжелых элементов по массе Z . Для сравнения в табл. 3 приведены также соответствующие данные для H II-областей [29].

Из табл. 3 видно, что в центральном сгущении NGC 3448 химический состав мало отличается от химического состава H II-областей, в то время как в северо-западном сгущении есть заметный дефицит тяжелых элементов.

Таблица 3

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ В СГУЩЕНИЯХ NGC 3448

| | I сгущение | II сгущение | Н II-области |
|--------------------|----------------------|----------------------|--------------|
| $N(O^+)/N(H^+)$ | $2.52 \cdot 10^{-4}$ | $1.31 \cdot 10^{-4}$ | |
| $N(O^{++})/N(H^+)$ | $1.44 \cdot 10^{-4}$ | $0.53 \cdot 10^{-4}$ | |
| $I_g(O)$ | 8.60 | 8.26 | 8.60 |
| $N(N^+)/N(H^+)$ | $1.27 \cdot 10^{-5}$ | $0.20 \cdot 10^{-5}$ | |
| $I_g(N)$ | 7.30 | 6.45 | 7.59 |
| $N(S^+)/N(H^+)$ | $0.21 \cdot 10^{-5}$ | $0.03 \cdot 10^{-5}$ | |
| $I_g(S)$ | 7.10 | 6.18 | 7.26 |

5. *Обсуждение результатов.* Спектральное исследование галактики NGC 3448 показывает, что в ней присутствуют две области, имеющие довольно сильный непрерывный спектр, на который наложены линии излучения ионизованного газа. На картинах изоденс эти области имеют самостоятельную концентрическую структуру. В спектрах обеих областей заметно присутствие линий поглощения звезд ранних спектральных классов. Физическое состояние и условия ионизации газа в этих областях такие, как в нормальных Н II-областях умеренного возбуждения. Отношение интенсивностей линий [N II] и H_{α} , которое в общем зависит от химического состава, электронной температуры и механизма ионизации, равно 0.16 и 0.12 в центральной и северо-западной областях соответственно. Такие значения этого отношения характерны для спиральных рукавов, в ядерных же областях оно порядка или больше единицы (например, [30, 31]). Химический состав центрального сгущения примерно такой, как в Н II-областях. В северо-западной области имеется ощутимый дефицит тяжелых элементов, характерный для объектов с продолжающимся звездообразованием (см. например, [28, 32, 33]).

Судя по всему, в галактике NGC 3448 довольно интенсивен процесс звездообразования, мощными очагами которого являются две рассмотренные области. Присутствие таких областей в NGC 3448 не исключение для класса галактик Iг II — у некоторых представителей этого класса, как, например, NGC 972, NGC 4433 [34], NGC 2814 [8], также обнаружены области, по своим характеристикам похожие на сгущения NGC 3448. В этом смысле выделение класса Iг II, по-видимому, формально, так как очаги звездообразования присутствуют в ряде других иррегулярных галактик, не принадлежавших к классу Iг II (например, [35]). Предполагается, что подобные области представляют собой «ячейки», где происходит процесс стохастического самораспространяющегося звездообразования (SSPSF) [36]. Возможно, что две области в NGC 3448 являются такими же «ячейками».

Автор выражает глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценные замечания, проф. Э. Е. Хачикяну за обсуждение работы, А. Н. Буренкову и А. С. Амирханяну за помощь при получении наблюдательного материала.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY OF TWO EMISSION REGIONS IN THE IRREGULAR GALAXY NGC 3448

N. K. ANDREASSIAN

The isodensities of the galaxy NGC 3448 and results of spectrophotometry of two regions in it are presented. Direct photographs were obtained in the prime focus of the 2.6 m telescope of the Byurakan Observatory (scale 21"/mm), spectra were taken in the prime focus of 6-m telescope (dispersion $\sim 65 \text{ \AA/mm}$). Physical parameters of ionized gas which appear to resemble those in H II regions and chemical abundances were estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. de Vaucouleurs, Ap. J., Suppl. ser., 74, 31, 1963.
2. H. Arp, Ap. J., Suppl. ser., No. 123, 1, 1966.
3. P. W. Hodge, Ap. J., 146, 593, 1966.
4. O. K. Krtsenke, P. W. Hodge, A. J., 79, 1242, 1974.
5. G. A. Cottrell, M. N. RAS, 184, 259, 1978.
6. A. de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs, A. J., 72, 730, 1967.
7. S. O. Peterson, G. S. Shostak, A. J., 79, 767, 1974.
8. Н. К. Андреасян, Астрофизика, 19, 45, 1983.
9. R. P. S. Stone, Ap. J., 218, 767, 1977.
10. M. Brocklehurst, M. N. RAS, 153, 471, 1971.
11. S. Gunther, Z. Astrophys., 7, 106, 1933.
12. E. Holmberg, Modd. Lund Obs., Ser. II; 136, 1958.
13. D. C. Osterbrock, Nuclei of Galaxies, ed. D. J. O'Connell, New York, Elsevier, 1974.
14. M. Peimbert, H. Sptnrad, Ap. J., 160, 429, 1970.
15. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevitch, P. A. S. P., 93, 5, 1981.
16. L. Searl, Ap. J., 168, 327, 1971.
17. G. A. Shields, B. M. Tinsley, Ap. J., 203, 66, 1976.
18. H. E. Smith, Ap. J., 199, 591, 1975.
19. D. Alloin, J. Bergeron, D. Pelat, Astron. Astrophys., 70, 141, 1978.
20. B. E. J. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith M. N. RAS., 189, 95, 1979.

21. *D. Alloin, S. Collin-Soufrin, M. Joly, L. Vigrcuz*, *Astron. Astrophys.*, 78, 200 1979.
22. *G. Stasinska, D. Alloin, S. Collin-Soufrin, M. Joly*, ESO preprint, 96, 1980.
23. *И. К. Носов*, *Астрон. цирку.*, № 1050, 1979.
24. *M. Peimbert, R. Costero*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, 3, 1969.
25. *A. K. Pradhan*, *M. N. RAS*, 184, 89p, 1978.
26. *G. Stasinska*, *Astron. Astrophys.*, 66, 257, 1978.
27. *M. Peimbert, S. Torres-Peimbert*, *Ap. J.*, 193, 327, 1974.
28. *J. Lequeux, M. Peimbert, J. E. Rayo, A. Serrano, S. Torres-Peimbert*, *Astron. Astrophys.*, 80, 155, 1979.
29. *S. A. Hawley*, *Ap. J.*, 224, 417, 1978.
30. *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge*, *Ap. J.*, 142, 634, 1965.
31. *J. Warner*, *Ap. J.*, 186, 21, 1973.
32. *A. M. Boesgaard, S. Edwards, M. J. Heidmann*, *Ap. J.*, 252, 487, 1982.
33. *Y. Taniuchi, S. Tamura*, *P. A. S. Japan*, 33, 653, 1981.
34. *Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикян*, *Астрофизика*, 15, 577, 1979.
35. *D. A. Hunter*, *Ap. J.*, 260, 81, 1982.
35. *P. Selden, H. Gerola*, *Ap. J.*, 233, 56, 1979.

УДК 524.352

О ЧАСТОТЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ В ГАЛАКТИКАХ
ТИПА Sb

Р. Г. МНАЦАКАНЯН

Поступила 1 ноября 1983

Принята к печати 15 апреля 1984

Методом, предложенным в работе [1], определена средняя частота вспышек сверхновых в галактиках типа Sb. Средний промежуток времени между двумя последовательными вспышками сверхновых в одной галактике типа Sb ярче 12^m равен 122 годам. Не все яркие галактики Sb ($B < 10^m$) обладают одинаковой способностью производить сверхновые. Средняя частота вспышек сверхновых в галактиках Sb более чем вдвое меньше средней частоты вспышек в галактиках Sc. Частота вспышек сверхновых в большей мере зависит от морфологического типа галактики, чем от количества звездного населения в ней.

1. Настоящая статья служит продолжением работы [1], в которой был предложен новый метод определения средней частоты вспышек сверхновых (СН) в галактиках типа Sc. Здесь мы применим этот метод к галактикам типа Sb, другой по многочисленности (27.5%) [2] морфологической группе.

Как и в предыдущей работе будет использовано то обстоятельство, что вспышки СН в отдельной галактике, а тем более в разных галактиках, — независимые друг от друга явления. Их совокупность составляет последовательность случайных событий, описываемых законом Пуассона. При этом делается лишь одно допущение, что СН в галактиках исследуемого типа вспыхивают с одинаковой частотой.

Суть метода [1] сводится к выбору такого значения коэффициента α в формуле Пуассона

$$n_k = N \frac{e^{-\alpha} \alpha^k}{k!}, \quad \alpha = p\tau, \quad (1)$$

при котором достигается наилучшее согласие теоретического и наблюдаемого распределений чисел галактик по количеству $k = 0, 1, 2 \dots$ вспышек СН за определенный промежуток времени τ .

2. Исследуемая группа галактик типа Sb содержит все 73 яркие галактики с $B \leq 12^m$ северного полушария, $\delta \geq -10^\circ$ [3]. Данные о вспышках СН в этих галактиках взяты из работ [4, 5].

Для 55 галактик этой группы известны классы светимости [2, 3], для остальных 18 они неизвестны. Приняв, что последние распределены по классам светимости так же, как и галактики, имеющие класс светимости, разделим их между этими классами в соответствии с той долей, которую данный класс светимости составляет в общем числе галактик Sb.

Таблица 1

| | Sb I | Sb II | Sb III | Sb I—III |
|---------------|------|-------|--------|----------|
| N_g | 25 | 26 | 4 | 55 |
| Доля | 0.45 | 0.47 | 0.07 | |
| N_g (испр.) | 33 | 35 | 5 | 73 |

Исправленные числа галактик в каждом классе светимости приводятся в последней строке табл. 1.

В табл. 2 приводится наблюдаемое распределение галактик по числу вспышек СН для каждого класса светимости.

Таблица 2

| k | n_k | | | |
|------------|-------|-------|--------|----------|
| | Sb I | Sb II | Sb III | Sb I—III |
| 0 | 24 | 29 | 5 | 58 |
| 1 | 7 | 5 | 0 | 12 |
| 2 | 1 | 1 | 0 | 2 |
| 3 | 1 | 0 | 0 | 1 |
| N_g | 33 | 35 | 5 | 73 |
| N_g (СН) | 9 | 6 | 0 | 15 |
| СН | 12 | 7 | 0 | 19 |

Для определения средней частоты ν вспышек СН из формулы (1), наряду со значением коэффициента a , необходимо знать отдельно значения p — вероятности обнаружения вспыхнувшей СН в одной галактике данной видимой величины и $\tau_{\text{эфф}}$ — эффективного времени наблюдений.

Выделим в отдельную группу наиболее яркие по видимому блеску галактики Sb I ($B \leq 10^m.5$). Последние являются не только самыми яркими, но и, по-видимому, более близкими. Вспышки СН в этих галактиках практически доступны наблюдениям с помощью современных телескопов на

протяжении почти целого года. Можно считать, что наблюдения за ними велись довольно регулярно. Поэтому вероятность пропустить СН в этих галактиках можно считать достаточно малой.

Разделим весь период наблюдений за СН с 1885—1979 гг. на два интервала: первый — с 1885 г. по 1949 г. включительно, когда наблюдения велись лишь эпизодически, и второй — с 1950 г. по 1979 г., когда наблюдения велись более или менее регулярно. В табл. 3 приведены для разных периодов наблюдений распределения галактик по числу вспышек СН в Sb I и Sb II.

Поскольку за второй период — период более интенсивного слежения за СН — число наблюдаемых СН не увеличилось, то естественно думать, что действительно все вспыхнувшие в галактиках Sb I ($B \leq 10^{m5}$) СН были зарегистрированы. Следует поэтому считать, что вероятность p обнаружения СН в этих галактиках близка к единице.

Следует обратить внимание на тот факт, что число галактик $N_g(\text{СН})$, имеющих вспышки СН во второй период, уменьшилось. При этом вспышки за второй период произошли в тех галактиках, в которых в первом периоде уже были зарегистрированы вспышки. Из 6 галактик Sb I ярче 10^{m5} только 3 показали вспышки СН. По-видимому, в отличие от сделанного выше допущения, не все галактики Sb I обладают одинаковой способностью производить СН. Такой же вывод был сделан относительно ярких галактик Sc I ($B \leq 10^{m2}$) в работе [1].

Таблица 3

| | Sb I | | | | | | Sb II | | | | | |
|------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | $B < 10^{m5}$ | | | $B < 12^{m0}$ | | | $B < 10^{m5}$ | | | $B < 12^{m0}$ | | |
| | до 1949 | после 1950 | 1885— 1979 |
| k | | | | | | | | | | | | |
| 0 | 3 | 4 | 3 | 22 | 17 | 16 | 5 | 3 | 3 | 24 | 23 | 21 |
| 1 | 3 | 1 | 1 | 3 | 7 | 7 | 0 | 2 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 2 | 0 | 1 | 1 | 0 | 1 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 3 | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| N_g | 6 | 6 | 6 | 25 | 25 | 25 | 5 | 5 | 5 | 27 | 27 | 27 |
| $N_g(\text{СН})$ | 3 | 2 | 3 | 3 | 8 | 9 | 0 | 2 | 2 | 3 | 4 | 6 |
| СН | 3 | 3 | 6 | 3 | 9 | 12 | 0 | 2 | 2 | 3 | 4 | 7 |

Эффективное время наблюдений оценивается путем сравнения чисел СН, зарегистрированных в период до 1949 г. и с 1950 г. по 1979 г., в предположении, что ни одна из вспыхнувших за второй период СН не была утеряна. Так, например, если в галактиках Sb I ($B \leq 10^{m5}$) за последние 29 лет вспыхнули три СН, а за 65 лет первого периода было открыто тоже

три СН, то можно считать, что эквивалентная (эффективная) длительность первого периода также равна 29 годам. Поэтому общее эффективное время наблюдений за галактиками Sb I ($B \leq 10^{m.5}$) принимается равным 58 годам. Вычисленные таким способом значения $\tau_{эфф}$ для всех галактик Sb приводятся в табл. 4.

Таблица 4

| Тип | $\tau_{эфф}$ | |
|----------|----------------|----------------|
| | $B < 10^{m.5}$ | $B < 12^{m.0}$ |
| Sb I | 58 | 39 |
| Sb II | 29 | 51 |
| Sb I—III | 47 | 43 |

Конечно, сделанные оценки $\tau_{эфф}$ являются весьма грубыми и, вследствие малости числа вспышек СН в каждом из периодов, подвержены сильным случайным флуктуациям. Только этим можно объяснить противоречие во второй строке табл. 4, заключающееся в том, что вычисленное $\tau_{эфф}$ для всех галактик Sb II ($B \leq 12^{m.0}$) получилось больше, чем для ярких галактик Sb II ($B \leq 10^{m.5}$).

Вычислим по формуле Пуассона математические ожидания числа галактик Sb I ярче $10^{m.5}$ с разными k и сравним их с наблюдаемыми. Для иллюстрации в табл. 5 приводятся результаты подсчетов для разных значений параметра a . Наилучшее соответствие наблюдаемых и вычисленных значений имеет место при $a = 0.70$.

Таблица 5

| Sb I ($B < 10^{m.5}$) | | | | |
|-------------------------|--------------|------|------|---------------|
| $k \backslash a$ | n_k (выч.) | | | n_k (набл.) |
| | 0.50 | 0.70 | 0.90 | |
| 0 | 3.7 | 3.0 | 2.6 | 3 |
| 1 | 1.8 | 2.1 | 2.3 | 1 |
| 2 | 0.5 | 0.7 | 0.9 | 1 |
| 3 | 0.1 | 0.2 | 0.3 | 1 |

Подставляя в (1) значения $p=1$, $\tau_{эфф} = 58$ и $a = 0.70$, находим среднюю частоту вспышек СН в галактиках Sb I ($B \leq 10^{m.5}$) $\nu = 0.012$ лет⁻¹. Соответственно средняя продолжительность времени между

двумя последовательными вспышками $T = \frac{1}{\nu}$ равна 83 годам. Следует, однако, подчеркнуть, что часть галактик Sb I имеет гораздо большую (может быть даже вдвое) частоту вспышек.

Число галактик в исследуемой группе очень мало — всего 6, поэтому целесообразнее повторить все вычисления для более многочисленной группы Sb I ($B \leq 12^m$), содержащей 33 галактики. Выше было сделано допущение, что СН в галактиках данного морфологического типа вспыхивают с одинаковой частотой, поэтому примем частоту вспышек СН в галактиках Sb I ярче 12^m равной частоте вспышек СН в Sb I ($B \leq 10^m$) $\nu = 0.012 \text{ лет}^{-1}$. Определив значение параметра a и подставив в (1) соответствующие значения a , ν , $\tau_{\text{эфф}}$, найдем среднюю вероятность обнаружения СН в одной галактике типа Sb I ярче 12^m , равную $p = 0.60$.

3. Как и в случае галактик Sc I ярче 12^m [1], эта вероятность значительно отличается от единицы. Отсюда заключаем, что вероятность обнаружения вспыхнувшей СН в галактике любого морфологического типа находится в сильной зависимости от видимого блеска галактики-родительницы.

Для галактик Sb II и Sb III, в которых число открытых СН невелико, повторить процедуру деления согласно видимому блеску не имеет смысла. Будем считать, что СН в них обнаруживаются с вероятностью $p = 0.60$. Результаты соответствующих вычислений приведены в левой части табл. 6. Для сравнения результатов настоящей статьи с результатами работы [1] в правой части этой таблицы представлены аналогичные данные о галактиках Sc.

Таблица 6

| Тип | N_g | СН | a | $\tau_{\text{эфф}}$ | p | T | Тип | N_g | СН | a | $\tau_{\text{эфф}}$ | p | T |
|----------|-------|----|------|---------------------|------|-----|----------|-------|----|------|---------------------|------|-----|
| Sb I | 33 | 12 | 0.30 | 39 | 0.60 | 83 | Sc I | 31 | 26 | 0.55 | 39 | 0.54 | 39 |
| Sb II | 35 | 7 | 0.20 | 51 | 0.60 | 153 | Sc II | 28 | 9 | 0.33 | 52 | 0.54 | 91 |
| Sb I—III | 73 | 19 | 0.22 | 45 | 0.60 | 122 | Sc I—III | 71 | 43 | 0.45 | 41 | 0.54 | 48 |

Из вышеизложенного можно заключить: а) не все яркие галактики Sb I ($B \leq 10^m$) обладали равной возможностью производить СН; б) вероятность обнаружения СН в какой-либо галактике сильно зависит от видимого блеска галактики.

Абсолютная светимость галактик Sb в среднем выше светимости галактик Sc [2]. Несмотря на это, полученная средняя частота вспышек СН в галактиках Sb примерно вдвое меньше частоты вспышек в галактиках Sc.

Таким образом, средняя частота вспышек γ в большей мере зависит от морфологического типа галактики, чем от количества звездного населения в ней.

Выражаю глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение результатов работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE FREQUENCY OF SUPERNOVAE IN Sb GALAXIES

R. G. MNATSAKIANIAN

The mean frequency of SN in Sb galaxies is calculated by the method suggested in [1]. For a galaxy of Sb type, brighter than 12^m0 , the mean time between two successive bursts of SN is equal to 122 years. Not all bright Sb galaxies ($B \leq 10^m5$) have the same capability to produce the SN. The mean frequency of SN in Sb galaxies is more than two times less than in Sc galaxies. The mean frequency of SN depends more on the morphological type of the galaxy than on the amount of stellar population in it.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Г. Мнацаканян, *Астрофизика*, 18, 563, 1982.
2. S. van den Bergh, Publ. DDO, 11, No. 6, 1960.
3. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, RCBG. Texas, 1964.
4. P. Flit, M. Karpowicz, W. Murawski, K. Rudnicki, *Acta Cosmologica*, z8. Warszawa-Krakow, 1979.
5. Circular of Central Bureau for Astronomical Telegramms.

УДК 524.7

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК С УЧЕТОМ ПРИЛИВНЫХ СИЛ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 22 ноября 1983

Получены выражения для кинетической и потенциальной энергий, вращательного момента для галактик в паре, описываемых в приливном приближении самосогласованным решением с квадратичным гравитационным потенциалом. Вычислены поправки к кеплеровской скорости орбитального вращения галактик в паре и сделана проверка теоремы вириала.

1. *Введение.* Строение галактик, входящих в пары, определяется действием как самогравитации, так и приливных сил. Вхождение в пару влияет на устойчивость галактики, а также приводит к малым поправкам к скорости орбитального вращения по сравнению с кеплеровской. Равновесная функция распределения f , описывающая эллиптические объекты, вращающиеся с угловой скоростью Ω с квадратичным гравитационным потенциалом (КГП) Φ и поверхностной плотностью σ :

$$\Phi = ax^2 + by^2 + d, \quad \sigma = \sigma_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2}}, \quad x > \beta \quad (1)$$

имеет вид [1—3]:

$$f = \frac{\sigma_0 x^{\beta^2}}{2\pi \sqrt{A}} \sqrt{(2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2)} \left[A \left(1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2} \right) - (2b - \Omega^2) \beta^2 \left(v_x + \frac{2\Omega d_2}{\beta^2} y \right)^2 - (2a - \Omega^2) a^2 \left(v_y - \frac{2\Omega d_2}{a^2} x \right)^2 \right]^{-1/2},$$

$$A = (2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2) \left\{ a^2 \beta^2 - \frac{\Omega^2 (a^2 - \beta^2)}{(a - b)^2} \left[a^2 (2a - \Omega^2) - \beta^2 (2b - \Omega^2) \right] \right\},$$

$$d_2 = - \frac{a^2 (2a - \Omega^2) - \beta^2 (2b - \Omega^2)}{2(a - b)},$$

$$\int f dv_x dv_y = \sigma_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2}}, \quad \frac{2\pi}{3} \sigma_0 a \beta^2 = M. \quad (2)$$

Стационарное решение в паре для эллиптических дисков имеет место, если скорости их собственного и орбитального вращений совпадают. При этом либо большая, либо меньшая ось эллипса направлены вдоль линии, соединяющей центры галактик. В первом случае имеем вытянутый (в), а во втором — сжатый (с) эллипсы. Если a_0 и b_0 — величины, связанные с самогравитацией диска, то в приливном приближении

$$\begin{aligned} a &= a_0 - \frac{GM_2}{r_{12}^3}, & b &= b_0 + \frac{1}{2} \frac{GM_2}{r_{12}^3}, & (в) \\ a &= a_0 + \frac{1}{2} \frac{GM_2}{r_{12}^3}, & b &= b_0 - \frac{GM_2}{r_{12}^3}. & (с) \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь M_2 — масса соседней галактики, r_{12} — расстояние между центрами галактик. Величины a_0 и b_0 выражаются через параметры диска с помощью эллиптических интегралов [1].

В настоящей работе вычисляются энергия и угловой момент пары с учетом приливных сил, проверяется теорема вириала. Вычисляются также приливные поправки к кеплеровской скорости вращения, учет которых необходим при выводе теоремы вириала.

2. *Кинетическая энергия пары.* Пусть эллиптический диск массы M с равновесной функцией (2) находится в паре с точечной массой M_2 . Расстояние от центров галактик до центра масс есть

$$r_1 = r_{12} \frac{M_2}{M + M_2}, \quad r_2 = r_{12} \frac{M}{M + M_2}. \quad (4)$$

Скорости звезд эллиптического диска в инерциальной системе V_x, V_y связаны с величинами v_x, v_y соотношениями

$$\begin{aligned} V_x &= v_x \cos \Omega t - v_y \sin \Omega t - \Omega (x \sin \Omega t + y \cos \Omega t) - \Omega r_1 \sin \Omega t, \\ V_y &= v_x \sin \Omega t + v_y \cos \Omega t + \Omega (x \cos \Omega t - y \sin \Omega t) + \Omega r_1 \cos \Omega t. \end{aligned} \quad (5)$$

Кинетическая энергия пары T есть:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} M_2 \Omega^2 r_2^2 + \frac{1}{2} \int (V_x^2 + V_y^2) f d\vec{v} d\vec{x} = \\ &= \frac{1}{2} (M_2 r_2^2 + M r_1^2) \Omega^2 + \\ &+ \frac{1}{2} \int \left[v_x^2 + v_y^2 + \Omega^2 (x^2 + y^2) - 2\Omega (y v_x - x v_y) \right] f d\vec{v} d\vec{x}. \end{aligned} \quad (6)$$

Входящие в (6) интегралы для функции распределения (2) имеют вид

$$\begin{aligned} \int x^2 f d\vec{v}d\vec{x} &= \frac{1}{5} M a^2, & \int y^2 f d\vec{v}d\vec{x} &= \frac{1}{5} M \beta^2, \\ \int v_x^2 f d\vec{v}d\vec{x} &= \frac{4}{5} M \frac{\Omega^2 d_2^2}{\beta^2} + \frac{A}{\beta^2} \frac{M}{(2b - \Omega^2)}, \\ \int v_y^2 f d\vec{v}d\vec{x} &= \frac{4}{5} M \frac{\Omega^2 d_2^2}{a^2} + \frac{A}{a^2} \frac{M}{(2a - \Omega^2)}, \\ \int y v_x f d\vec{v}d\vec{x} &= -\frac{2}{5} M \Omega d_2, & \int x v_y f d\vec{v}d\vec{x} &= \frac{2}{5} M \Omega d_2. \end{aligned} \quad (7)$$

В итоге получаем

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} (M_2 r_2^2 + M r_1^2) \Omega^2 + \frac{M \Omega^2}{10} \left[a^2 + \beta^2 + 8d_2 + 4d_2^2 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{\beta^2} \right) \right] + \\ &+ \frac{M}{10} A \left[\frac{1}{a^2 (2a - \Omega^2)} + \frac{1}{\beta^2 (2b - \Omega^2)} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

В этом выражении первый член связан с движением галактик вокруг центра инерции, второй — с упорядоченным движением в диске, а третий — с хаотическим движением звезд в диске, аналогичным тепловому. С учетом (2), (3) выражение (8) приводится к виду:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} (M_2 r_2^2 + M r_1^2) \Omega^2 + \frac{M}{5} (a x^2 + b y^2) = \frac{1}{2} (M_2 r_2^2 + M r_1^2) \Omega^2 + \\ &+ \frac{M}{5} (a_0 x^2 + b_0 y^2) + \frac{GM_1 M_2}{5 r_{12}^2} \begin{cases} \left(\frac{a^2}{2} - \beta^2 \right) & (c) \\ \left(-a^2 + \frac{\beta^2}{2} \right) & (b) \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

3. *Гравитационная энергия пары.* Гравитационная энергия Π есть энергия диска в суммарном потенциале $\Phi = \Phi_d - \frac{GM_2}{|r|}$. С учетом нормировки [1]

$$\Phi_d = a_0 x^2 + b_0 y^2 - (a_0 a^2 + b_0 \beta^2), \quad (10)$$

в приливном приближении имеем:

$$\frac{1}{|\vec{r}|} = \begin{cases} [(r_{12} + y)^2 + x^2]^{-1/2} = \frac{1}{r_{12}} \left(1 - \frac{y}{r_{12}} - \frac{1}{2} \frac{x^2}{r_{12}^2} + \frac{y^2}{r_{12}^2} \right) & (a) \\ [(r_{12} + x^2) + y^2]^{-1/2} = \frac{1}{r_{12}} \left(1 - \frac{x}{r_{12}} + \frac{x^2}{r_{12}^2} - \frac{1}{2} \frac{y^2}{r_{12}^2} \right). & (b) \end{cases} \quad (11)$$

Тогда, с учетом (7), получаем:

$$\begin{aligned} \Pi = \frac{1}{2} \int \Phi_{\alpha\beta} d\vec{x} - \int \frac{GM_2}{|\vec{r}|} \sigma d\vec{x} = -\frac{GMM_2}{r_{12}} - \frac{2}{5} M(a_0 x^2 + b_0 y^2) + \\ + \frac{GMM_2}{5r_{12}^3} \begin{cases} \left(\frac{\alpha^2}{2} - \beta^2 \right) & (a) \\ \left(-\alpha^2 + \frac{\beta^2}{2} \right) & (b) \end{cases} \end{aligned} \quad (12)$$

4. Приливные поправки к кеплеровской угловой скорости и теорема вириала. В приливном приближении первый член в (8), (9) много больше остальных, поэтому для учета всех членов $\sim \frac{\alpha^2}{r_{12}^2}$ необходимо учесть в нем приливные поправки к кеплеровской скорости. Определяя, аналогично твердому телу [4], силу притяжения между галактиками в виде $F = -\frac{\partial \Pi}{\partial r_{12}}$, получаем из уравнения равновесия

$$M\Omega^2 r_1 = M_2 \Omega^2 r^2 = \frac{\partial \Pi}{\partial r_{12}} \quad (13)$$

равновесную угловую скорость Ω^2 в виде

$$\Omega^2 = \frac{G(M + M_2)}{r_{12}^3} \left[1 - \frac{3}{5r_{12}^2} \begin{cases} \left(\frac{\alpha^2}{2} - \beta^2 \right) & (a) \\ \left(-\alpha^2 + \frac{\beta^2}{2} \right) & (b) \end{cases} \right] \quad (14)$$

Очевидно, что в вытянутом и слабо сжатом ($\alpha > \beta > \alpha/\sqrt{2}$) дисках приливные поправки увеличивают угловую скорость по сравнению с кеплеровской, в сильно сжатом диске $\beta < \alpha/\sqrt{2}$ — уменьшают, а при $\beta = \alpha/\sqrt{2}$ в сжатом диске приливные поправки к угловой скорости за нуляются. Учитывая (14) в (9), получаем выражение для кинетической энергии в виде

$$T = \frac{1}{2} \frac{GMM_2}{r_{12}} + \frac{M}{5} (a_0 z^2 + b_0 \beta^2) - \frac{GMM_2}{10} \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\alpha^2}{2} - \beta^2 \right) \quad (c) \\ \left(-z^2 + \frac{\beta^2}{2} \right) \quad (B) \end{array} \right. \quad (15)$$

Из сравнения (15) с (12) следует теорема вириала $\Pi = -2T$ в приливном приближении. Для произвольного распределения плотности в паре галактик угловая скорость орбитального вращения с приливными поправками, с учетом (13), записывается в виде

$$\Omega^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{r_{12}^3} \left[1 + \frac{3}{M_1 r_{12}^2} \left(I_{1x} - \frac{I_{1y} + I_{1z}}{2} \right) + \frac{3}{M_2 r_{12}^2} \left(I_{2x} - \frac{I_{2y} + I_{2z}}{2} \right) \right],$$

где $I_{iq} = \int q^2 dm_i$, $i = 1, 2$; $q = x, y, z$, а ось x расположена на прямой, соединяющей центры галактик.

5. *Вращательный момент пары галактик.* Момент вращения J в системе центра инерции X, Y относительно этого центра записывается в виде

$$J = M_2 \Omega r_2^2 + \int (V_y X - V_x Y) f dV dx. \quad (16)$$

Связь (X, Y) с (x, y) имеет вид

$$\begin{aligned} X &= x \cos \Omega t - y \sin \Omega t + r_1 \cos \Omega t, \\ Y &= x \sin \Omega t + y \cos \Omega t + r_1 \sin \Omega t. \end{aligned} \quad (17)$$

Вычисляя (16) с учетом (5), (7), (17), получаем:

$$J = \frac{MM_2}{M + M_2} r_{12}^2 \Omega + \frac{1}{5} M \Omega (\alpha^2 + \beta^2 + 4d_2). \quad (18)$$

Учитывая в первом члене отклонения от кеплеровской скорости, получим окончательно

$$\begin{aligned} J &= \sqrt{\frac{Gr_{12}}{M + M_2}} MM_2 + \frac{1}{5} M \left[\frac{G(M + M_2)}{r_{12}^3} \right]^{1/2} \left[\alpha^2 + \beta^2 + 4d_2 + \right. \\ &\quad \left. + \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{M_2}{M + M_2} \left(\alpha^2 - \frac{\beta^2}{2} \right) \quad (c) \\ \frac{3}{2} \frac{M_2}{M + M_2} \left(-z^2 + \frac{\beta^2}{2} \right) \quad (B) \end{cases} \right] \quad (19) \end{aligned}$$

6. *Предельные случаи.* В предельном случае $\Omega^2 = 2a$ имеет место $d_2 = -\beta^2$. Тогда вместо (8) получаем с учетом (2)

$$T = \frac{1}{2} (M_2 r_2^2 + M r_1^2) \Omega^2 + \frac{M \Omega^2}{10 \alpha^2} (4\beta^4 - 3\alpha^2 \beta^2 + \alpha^4) + \\ + \frac{M}{5} \frac{\beta^2}{\alpha^2} [(3\alpha + b) \alpha^2 - 4\alpha \beta^2]. \quad (20)$$

В слабо сжатом диске, когда реализуется предельное вращение с $\Omega^2 = 2b$, имеем $d_3 = -\alpha^2$ и вместо (8) получаем

$$T = \frac{1}{2} (M_2 r_2^2 + M r_1^2) \Omega^2 + \frac{M \Omega^2}{10 \beta^2} (4\alpha^4 - 3\alpha^2 \beta^2 + \beta^4) + \\ + \frac{M}{5} \frac{\alpha^2}{\beta^2} [(3b + a) \beta^2 - 4b\alpha^2]. \quad (21)$$

Аналогично из (19) получаем выражения для J в предельных случаях. Для пылевого диска $A = 0$ третий член в (8) отсутствует и легко проверить, что

$$\Omega^2 \left[\alpha^2 + \beta^2 + 8d^2 + 4d^2 \left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{\beta^2} \right) \right] = 2(\alpha x^2 + b \beta^2).$$

Интегральные характеристики галактик в двойных системах, в частности, отношение энергии хаотического движения к гравитационной, важны при анализе устойчивости галактик относительно бароподобной моды [5—7].

Институт космических исследований
АН СССР

INTEGRAL CHARACTERISTICS OF THE BINARY GALAXIES WITH TIDAL FORCES

G. S. BISNOVATYI-KOGAN

The expressions for kinetic and potential energies as well as angular momentum are obtained for binary galaxies, described in tidal approximation by self-consistent solution with quadratic gravitational potential. The corrections to the Keplerian velocity of orbital rotation are calculated and the check of the virial theorem is made.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. S. Freeman, M. N. RAS, 134, 15, 1977.
2. G. S. Bisnovatyi-Kogan, M. N. RAS, 174, 203, 1976.
3. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрофизика, 19, 65, 1983.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика, М., Наука, 1973.
5. A. Kalnajs, Ap. J., 175, 763, 1972.
6. J. P. Ostriker, P. J. E. Peebles, Ap. J., 186, 467, 1973.
7. S. Tremaine, M. N. RAS, 175, 557, 1976.

УДК 524.7—77

ОБ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ОСЕЙ
РАДИОИСТОЧНИКОВ И СВЯЗАННЫХ С НИМИ
ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК

Р. Р. АНДРЕАСЯН

Поступила 19 сентября 1983

Принята к печати 15 апреля 1984

Рассмотрено отношение между большими осями радиогалактик и связанных с ними эллиптических галактик. Выяснено, что при значениях отношений размеров больших осей радиогалактик к размерам радиокомпонентов больших 2.5 существует четкая корреляция между направлениями больших осей радиогалактик и малых осей оптических галактик. Если же эти отношения меньше 2.5, то хорошо коррелируются направления больших осей радио и оптических галактик. Этот результат находится в хорошем согласии с механизмом образования радиогалактик, в котором предполагается, что радиогалактики образуются из облаков релятивистских частиц, выброшенных из центральных областей эллиптических галактик и движущихся в дипольном магнитном поле этих галактик.

1. Изучение морфологии радиогалактик и квазаров имеет важное значение для понимания механизма образования и эволюции этих объектов. Важнейшей чертой морфологии внегалактических радиоисточников является их двойственность. В большинстве случаев отождествленные с ними оптические галактики или звездообразные объекты находятся примерно в середине линии, соединяющей радиокомпоненты. Для объяснения этой морфологической особенности почти во всех известных теоретических моделях радиогалактик предполагается, что радиокомпоненты образуются из плазмондов, выброшенных из родительской оптической галактики. При этом по одним предположениям направление выброса близко к плоскости симметрии оптической галактики [4], а по другим — к направлению малой оси этих объектов [5—7].

Чтобы выяснить, какая из этих моделей соответствует наблюдениям, во многих работах [7—13] были сделаны попытки найти относительные ориентации больших осей радиоизображений и оптических изображений эллиптических радиогалактик. Для статистического исследования этого вопроса наибольшее число радиогалактик было использовано в работах

[11—13] (соответственно 78, 78 и 140 объектов). Это те объекты, для которых есть опубликованные карты радионизотопов, а отождествленные с ними эллиптические галактики в основном ярче 17^m , и для них возможно было по картам Паломарского атласа определить позиционные углы больших осей. В частности, в работе [11] путем сравнения позиционных углов радио и оптических осей радиогалактик получено, что радиооси направлены преимущественно по малым осям эллиптических галактик. Однако есть много исключений. Кроме того, оказывается, что совпадение направлений радиоосей с малыми осями галактик лучше проявляется для тех радиогалактик, которые имеют размеры $d > 250$ кпс. Однако результаты, полученные в работах [7—13], не согласуются друг с другом и, естественно, не позволяют сделать однозначного выбора теоретической модели радиогалактик.

2. В работе [2] автором настоящей статьи был предложен механизм образования радиогалактик в согласии с космогонической концепцией Амбарцумяна [1]. Было сделано предположение, что внегалактические радиисточники образуются из облаков релятивистских частиц, выброшенных из ядра родительской галактики и движущихся в его дипольном магнитном поле. Отметим, что гипотеза о дипольной природе космических объектов, в том числе и галактик, в рамках концепции сверхплотной космогонии Амбарцумяна, была предложена в работах Р. М. Мурадяна (см., например, [3]). В работе [2] было показано, что в зависимости от отношения плотности кинетической энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля будут образовываться радиогалактики разного морфологического типа. Для I типа это отношение больше единицы, поэтому облака заряженных частиц, расширяясь, удаляются от оптической галактики на большие расстояния, увлекая с собой силовые линии магнитного поля галактики. Так как считается, что магнитная ось совпадает с осью вращения или с малой осью галактики, а выброс облака совершается по направлению магнитной оси, то следует ожидать, что направления больших осей радиогалактик должны быть близки к направлениям малых осей оптических галактик. Другими словами, для радиогалактик I типа относительный угол между большими осями радио и оптических галактик должен быть близок к 90° .

Для II типа радиогалактик отношение плотностей энергий меньше единицы, и, следовательно, заряженные частицы, двигаясь по силовым линиям дипольного магнитного поля галактики, оказываются в магнитной ловушке, в результате чего все частицы совершают колебания у плоскости, перпендикулярной к оси диполя. Следовательно, для II типа радиогалактик можно ожидать, что относительный угол между большими осями радио- и оптического изображений должен быть близок к 0° .

Надо отметить, что сказанное в общем правильно для изолированных галактик. Если же галактика находится в группе взаимодействующих галактик, то из-за взаимодействия магнитных полей этих объектов картина будет более сложной.

3. Целью настоящей работы является проверка на наблюдательном материале основных следствий, вытекающих из работы [2], о которых говорилось выше. Для этого необходимо каким-то образом отделить I тип радиогалактик от II типа. В работе [2] было показано, что I и II типы радиогалактик должны иметь качественно разные формы радиоизофот.

Так как радиокомпоненты двойной радиогалактики I типа бесконечно удаляются от родительской галактики, то отношение расстояния между компонентами к размерам компонентов у радиогалактик I типа в среднем должно быть больше, чем у радиогалактик II типа, для которых радиоизлучающие облака релятивистских частиц находятся внутри некоторой области, получаемой вращением силовой линии магнитного поля галактики. Из сказанного следует, что для радиогалактик II типа самое большое отношение размера большой оси радиоизлучающей области к размеру малой оси можно получить из уравнения силовой линии дипольного поля ($r = r_0 \cos^2 \varphi$, где r_0 — расстояние от центра диполя до силовой линии на экваториальной плоскости диполя, а φ — угол между вектором r и экваториальной плоскостью). Это отношение близко к 2.5. Таким образом, можно ввести количественный критерий для разделения I типа двойных радиогалактик от II типа, а именно, если отношение длины большой оси радиоизлучающей области радиогалактик к длине малой оси больше 2.5, радиогалактику можно отнести к I типу, а если это отношение меньше 2.5, радиогалактику можно отнести ко II типу. В настоящей работе тип двойных радиогалактик определяется по этому критерию.

Надо отметить, что определение типа радиогалактик с учетом этого критерия содержит в себе некоторые неточности. В некоторых случаях (например, если отношение размеров больших и малых осей радиогалактик близко к 2.5) радиогалактику трудно отнести с уверенностью к I или II типу. Кроме того, если направление вытянутости радиогалактики близко к лучу зрения, то два компонента радиогалактики I типа проецируются друг на друга, из-за чего видимое отношение размеров большой и малой осей объекта становится меньше 2.5, и радиогалактику I типа можно ошибочно отнести ко II типу. Поэтому можно ожидать, что в число радиогалактик II типа войдут некоторые радиогалактики I типа.

Нами были использованы данные для 158 радиогалактик. Это те объекты, для которых на опубликованных картах радиоизофот можно четко определить позиционный угол большой оси и тип радиогалактики. Эти все радиогалактики отождествлены с оптическими галактиками, для которых

можно определить позиционные углы больших осей. Позиционные углы 106 отождествленных оптических галактик взяты из работ [8—13]. Отметим, что среди использованных ниже для статистики данных о радиогалактиках, взятых из литературы, есть случаи, когда у радиогалактики I типа имеется только один радиокомпонент. Мы оставили эти галактики в числе использованных нами для статистики лишь для того, чтобы наши результаты были бы лучше сравнимы с выводами других авторов. Заметим, однако, что такие радиогалактики в связи с их малочисленностью практически не повлияли на окончательные выводы. Значения углов между большими осями радио и оптических изображений, а также тип радиогалактик этих 106 объектов приведены в табл. 1. В ней также приводятся соответствующие литературные ссылки. Оптические позиционные углы для остальных 52 объектов определены нами по картам Паломарского атласа. Для некоторой части этих объектов опубликованы также карты отождествления, с помощью которых тоже можно определить интересующие нас позиционные углы. Аналогичные данные для этих 52 объектов приведены в табл. 2. Точность определения позиционных углов больших осей радиогалактик, приведенной в табл. 1 и 2, оценивается примерно $\pm 5^\circ$, а точность определения оптических позиционных углов $\pm 10\text{--}15^\circ$. Оптические позиционные углы, определенные по O- и E-картам Паломарского атласа, в основном тоже совпадают друг с другом в пределах $\pm 15^\circ$. В настоящей работе использованы значения позиционных углов, определенные по E-картам. Из сказанного выше ясно, что относительные позиционные углы (разница радио и оптических позиционных углов) определяются с погрешностью примерно $\pm 15\text{--}20^\circ$.

Данные, приведенные в табл. 1 и 2, использованы для построения гистограмм. На рис. 1а, b и 1с, d приведены гистограммы, для построения которых были использованы данные, взятые соответственно из табл. 1, где позиционные углы оптических объектов определены другими авторами, и из табл. 2, где позиционные углы оптических объектов определялись нами. На рис. 1е, f приведены гистограммы, для построения которых были использованы все данные из табл. 1 и 2. На рисунках по оси абсцисс отложены значения относительных позиционных углов, а по оси ординат — число объектов. Сплошными линиями проведены графики для тех радиогалактик, тип которых определялся уверенно. Графики, изображенные пунктирными линиями, получены после добавления данных для радиогалактик, тип которых невозможно было точно определить. Поэтому естественно, что эти данные использованы как вместе с данными для радиогалактик I типа, так и с данными для радиогалактик II типа.

Из рисунков видно, что (как и ожидалось) для большинства радиогалактик I типа относительные позиционные углы близки к 90° , а для радиогалактик II типа — к 0° . Это видно на всех гистограммах: и на тех, где

Таблица 1

| Объект | Литература | Тип | z | Объект | Литература | Тип | z |
|---------|--------------|-----|----|---------|--------------|-----|----|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 1 | 2 | 3 | 4 |
| 0007+12 | [13, 25] | II | 19 | 0802+24 | [11, 26] | II | 68 |
| 0018-19 | [11, 24] | II | 83 | 0819-30 | [13, 25] | I | 75 |
| 0034+25 | [11, 16] | I | 80 | 0819+06 | [11, 25] | I | 60 |
| 0039+21 | [12, 19] | I | 82 | 0836+29 | [11, 16] | II | 29 |
| 0040-06 | [13, 24] | II | 73 | 0844+31 | [11, 16] | II | 37 |
| 0043+20 | [12, 21] | I | 88 | 0915+32 | [11, 16] | I | 21 |
| 0053+26 | [13, 26] | II | 25 | 0916+34 | [10, 16] | I | 30 |
| 0055+26 | [11, 16] | II | 27 | 0936+36 | [11, 17, 26] | I | 46 |
| 0055+30 | [11, 9, 16] | I | 87 | 0938+39 | [11, 17, 18] | II | 30 |
| 0104+32 | [11, 17, 18] | II | 18 | 1005+28 | [12, 28] | I | 35 |
| 0106+13 | [11, 18, 25] | I | 69 | 1102+30 | [11, 16] | I | 77 |
| 0109+49 | [11, 26] | I | 85 | 1108+27 | [10, 16] | II | 5 |
| 0114-47 | [13, 24] | II | 37 | 1113+29 | [11, 16, 19] | I | 70 |
| 0120+33 | [10, 16] | II | 50 | 1122+39 | [11, 16] | I | 88 |
| 0131-36 | [8, 24, 25] | ? | 74 | 1146-11 | [13, 24] | II | 19 |
| 0206+35 | [10, 16, 17] | II | 15 | 1216+06 | [11, 19, 25] | I | 60 |
| 0214-48 | [12, 24, 32] | I | 80 | 1222+13 | [11, 18, 25] | II | 64 |
| 0220+42 | [11, 18] | I | 79 | 1251+27 | [8, 26, 27] | II | 18 |
| 02 5+13 | [12, 21, 29] | I | 81 | 1254+27 | [11, 16] | I | 41 |
| 0300+16 | [11, 18] | II | 24 | 1313+07 | [11, 9, 25] | II | 30 |
| 0314+41 | [12, 31] | I | 80 | 1316+29 | [13, 15] | II | 23 |
| 0314+41 | [12, 33] | I | 25 | 1318-43 | [11, 24] | I | 72 |
| 0325+02 | [11, 24, 25] | II | 88 | 1319+42 | [8, 18] | ? | 41 |
| 0326+39 | [11, 16] | II | 28 | 1322+36 | [11, 16, 17] | I | 68 |
| 0331+39 | [11, 15, 16] | I | 79 | 1323+37 | [12, 17] | I | 67 |
| 0344-34 | [13, 25] | II | 1 | 1333-33 | [11, 24] | I | 79 |
| 0349-27 | [13, 25] | II | 19 | 1346+26 | [10, 15] | II | 15 |
| 0356+10 | [11, 26, 27] | II | 46 | 1350+31 | [10, 26, 27] | ? | 45 |
| 0518-45 | [12, 24, 32] | II | 6 | 1358-11 | [11, 9, 24] | II | 89 |
| 0632+26 | [11, 14] | I | 74 | 1407+17 | [11, 24] | II | 69 |
| 0634-20 | [13, 24] | I | 1 | 1414+11 | [11, 25] | II | 74 |
| 0652+42 | [11, 15] | ? | 57 | 1422+26 | [11, 16] | II | 22 |
| 0712+53 | [11, 15] | II | 5 | 1449-12 | [11, 25] | II | 50 |
| 0714+28 | [11, 15] | I | 64 | 1452+16 | [12, 15, 24] | II | 78 |
| 0734+80 | [11, 18] | I | 74 | 1514+00 | [11, 25] | I | 80 |
| 0755+37 | [10, 16] | ? | 57 | 1525+29 | [10, 16] | II | 9 |
| 0800+24 | [10, 16] | II | 20 | 1547+30 | [11, 17] | I | 14 |

Таблица 1 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 1 | 2 | 3 | 4 |
|----------|--------------|----|----|---------|--------------|----|----|
| 1550+20 | {9, 26} | I | 39 | 1834+19 | [11, 15] | I | 62 |
| 1553+24 | [11, 15, 16] | I | 69 | 1842+45 | [8, 26, 27] | II | 3 |
| 1559+02 | [12, 24, 25] | I | 59 | 1855+37 | [11, 16] | II | 51 |
| 1602+34 | [9, 16] | II | 37 | 1939+60 | [13, 26, 27] | II | 18 |
| 1610-60 | [12, 24, 32] | ? | 41 | 1940+50 | [11, 18] | II | 19 |
| 1610+29 | [12, 16] | II | 5 | 1949+02 | [8, 25] | I | 79 |
| 1615+32 | {8, 18, 27} | II | 8 | 2014-55 | [13, 24] | II | 34 |
| 1615+35 | [12, 34] | I | 71 | 2058-13 | [11, 9, 24] | II | 75 |
| 1621+38 | [12, 34] | I | 82 | 2116+26 | [11, 16] | I | 55 |
| 1626+39 | [13, 16, 18] | II | 48 | 2117+60 | [10, 18] | I | 74 |
| 1712+64B | [12, 21, 35] | II | 28 | 2141+27 | [10, 18] | I | 42 |
| 1726+31 | {8, 18} | II | 18 | 2229+39 | [11, 16, 26] | I | 2 |
| 1744+55 | [12, 15] | I | 70 | 2236+35 | [11, 16] | II | 42 |
| 1759+21 | [11, 15] | II | 7 | 2244+36 | [13, 17] | II | 83 |
| 1825+74 | [13, 18] | II | 14 | 2247+11 | [8, 25] | II | 18 |
| 1833+32 | [11, 16, 18] | II | 13 | 2356-61 | [13, 24] | II | 48 |

данные для оптических позиционных углов взяты у других авторов, и на тех, где эти углы определены нами. Нами были вычислены также значения

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (x - \bar{x})^2}{n}}, \text{ где для величины } \bar{x} \text{ взято значение } 90^\circ \text{ или } 0^\circ \text{ со-}$$

ответственно для радиогалактик I и II типов. Полученные значения $\sigma \approx 30^\circ$ довольно близки к значению погрешности определения относительных позиционных углов ($\pm 20^\circ$). Следовательно, можно сказать, что основная часть значения σ обусловлена ошибками определения позиционных углов. В некоторых случаях часть отклонения можно отнести к тому, что некоторые объекты имеют близких соседей, из-за чего их магнитные поля искажаются, и выброс облака релятивистских частиц уже не происходит точно по направлению малой оси галактики. Значения σ увеличиваются также из-за того, что иногда, как отмечалось выше, мы не можем уверенно определить тип радиогалактики.

Наконец, на рис. 2а и 2б приведены гистограммы, где использованы данные соответственно для 106 радиосточников из табл. 1 и 158 радиосточников из табл. 1 и 2 независимо от типа. Из рисунков видно, что распределения радиогалактик имеют два пика (для значения $\bar{\alpha} = 90^\circ$ и 0°). Как упоминалось в начале статьи, в работе [11] был получен аналогичный результат (максимум распределения числа радиосточников при $\alpha \approx 90^\circ$

Таблица 2

| Объект | Литература | Тип | α | Объект | Литература | Тип | α |
|----------|------------|-----|----------|----------|------------|-----|----------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 1 | 2 | 3 | 4 |
| 0045-25 | [20] | II | 2 | 1357+28 | [28] | I | 85 |
| 0110+15 | [36] | I | 65 | 1401-05 | [24] | II | 15 |
| 0247-20 | [24] | II | 5 | 1441+26 | [28] | I | 82 |
| 0258+35 | [17, 19] | II | 12 | 1441+52 | [26, 27] | II | 25 |
| 0427-53 | [24] | II | 5 | 1457+29 | [28] | II | 39 |
| 0810+66 | [20] | II | 60 | 1458+21A | [19] | ? | 0 |
| 0843+31 | [28] | I | 3 | 1459+21E | [19] | II | 20 |
| 0908+37 | [37] | I | 75 | 1502+26 | [26] | II | 12 |
| 0913+38 | [28] | II | 12 | 1512+30 | [28] | I | 79 |
| 0922+36 | [17] | II | 40 | 1519+07 | [21] | I | 90 |
| 0923+33 | [17] | II | 5 | 1527+30 | [28] | I | 45 |
| 0951+69 | [18] | II | 12 | 1555+30 | [28] | I | 2 |
| 1015+49 | [37] | I | 85 | 1636+37 | [19] | II | 5 |
| 1040+31 | [30] | II | 21 | 1643+27 | [28] | I | 85 |
| 1116+28 | [28] | I | 73 | 1655+32A | [19] | II | 50 |
| 1141+37 | [28, 23] | I | 78 | 1657+32C | [19] | II | 5 |
| 1141+46 | [23] | ? | 73 | 1658+30 | [17] | II | 10 |
| 1155+26 | [19] | I | 75 | 1658+32E | [19] | I | 68 |
| 1204+24 | [28] | II | 5 | 1741+39 | [17] | I | 75 |
| 1209+76 | [36] | I | 85 | 1747+30B | [28] | I | 80 |
| 1225+26A | [28] | II | 20 | 1752+32B | [28] | II | 69 |
| 1228+12 | [18, 20] | II | 88 | 1845+79 | [18] | I | 85 |
| 1239+32 | [23] | II | 0 | 1957+40 | [18] | I | 90 |
| 1307-00 | [24] | ? | 32 | 2040-26 | [25] | I | 90 |
| 1322-42 | [20] | II | 10 | 2121+24 | [26, 27] | I | 85 |
| 1334-29 | [20, 25] | II | 0 | 2336+26 | [18, 19] | I | 80 |

и много объектов в виде исключений, для которых значения α близки к нулю). Там же было получено, что для радиогалактик с размерами больших осей $d > 250$ кпс радиооси лучше коррелируют с малыми осями оптических изображений. Этот результат сходен с полученным нами результатом для радиогалактик I типа. Это не удивительно, поскольку среди радиогалактик с размерами больших осей $d > 250$ кпс много радиогалактик I типа.

Отметим, наконец, что при разделении радиогалактик по введенному выше критерию (когда отношение размеров больших и малых осей больше или меньше 2.5) получаются две совершенно разные группы объектов

с разными распределениями числа объектов в зависимости от значения углов между большими осями радио и оптических изображений, имеющими по одному максимуму в одной группе при $\alpha \approx 90^\circ$, в другой — при

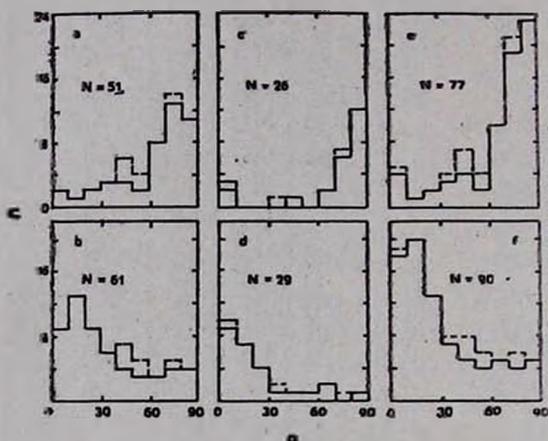


Рис. 1. Распределение числа объектов (N) в зависимости от угла (α) между большими осями радио и оптических изображений для радиогалактик I типа (a, c, e) и для радиогалактик II типа (b, d, f). ΣN — число использованных данных. На рис. 1a, b использованы данные табл. 1, на рис. 1c, d использованы данные табл. 2, а на рис. 1e, f — все данные табл. 1 и 2.

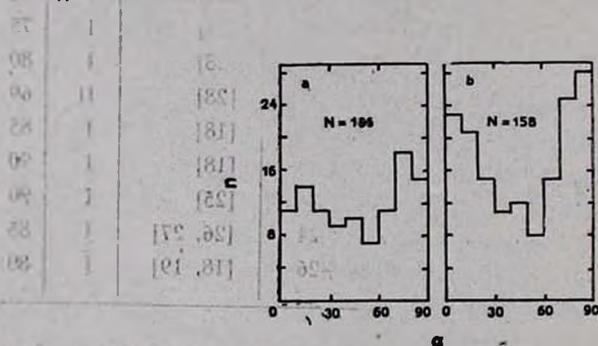


Рис. 2. Распределение числа объектов (N) в зависимости от угла (α) между большими осями радио и оптических изображений независимо от типа радиогалактик.

$\alpha \approx 0^\circ$. Если же в рассмотренном критерии вместо числа 2.5 взять другое число, то в распределении в одной из полученных групп максимум заметно снижается, что приводит к появлению второго максимума в распределении объектов в другой группе. Из этого следует, что разделение радиогалактик на I и II типы по введенному нами критерию по всей вероятности имеет физическую основу, и полученный в настоящей работе результат является одним из подтверждений предположения, сделанного в

работе [2]. Этот результат также является косвенным свидетельством того, что магнитные поля эллиптических галактик, с которыми обычно отождествляются радиогалактики, имеют дипольную конфигурацию.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за интерес к работе и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE RELATIVE ORIENTATIONS OF RADIO SOURCE AXES AND PARENT ELLIPTICAL GALAXIES

R. R. ANDREASSIAN

A relation between the major axes of radio galaxies and parent elliptical galaxies are discussed. At the value of ratio between the sizes of radio-axes and radio components beyond 2.5, a significant correlation between orientations of radio-axes and optical minor axes is found. Otherwise, at the value of this ratio below 2.5 a good correlation between orientations of radio-axes and optical major axes exists. This result is in good agreement with the mechanism of the formation of radio galaxies, when the formation of radio galaxies is due to the existence of the cloud of relativistic particles ejected from the nucleus of the parent galaxy and moving in the dipole magnetic field of the latter.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
2. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 19, 441, 1983.
3. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 14, 439, 1978.
4. W. S. Saslaw, M. J. Valtonen, S. J. Aarseth, *Ap. J.*, 190, 253, 1974.
5. M. J. Rees, *Nature*, 229, 312, 1971.
6. S. F. Gull, K. J. E. Northover, *Nature*, 244, 80, 1974.
7. C. D. Mackay, *M. N. RAS*, 151, 421, 1971.
8. D. M. Gibson, *Astron. Astrophys.*, 39, 377, 1975.
9. B. N. G. Guthrie, *M. N. RAS*, 187, 581, 1979.
10. P. Bottistini, F. Bonoli, S. Silvestro, R. Fantl, J. M. Giota, G. Giovannini *Astron. Astrophys.*, 85, 101, 1980.
11. J. J. Palmaka, A. H. Bridle, E. B. Fomalont, G. W. Brondt, *Ap. J.*, 231, L7, 1979.
12. B. N. G. Guthrie, *Astrophys. Space Sci.*, 70, 211, 1980.
13. M. J. Valtonen, *Astrophys. Space Sci.*, 90, 207, 1983.
14. E. B. Fomalont, A. H. Bridle, *A. J.*, 83, 725, 1978.
15. A. H. Bridle, E. B. Fomalont, *A. J.*, 83, 704, 1978.

16. *C. Fonti, R. Fantt, J. M. Giota, C. Lari, P. Parma, M.-H. Ulrich*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 29, 279, 1977.
17. *L. Rudnick, M. T. Adams, A. J.*, 84, 437, 1979.
18. *G. H. Macdonald, S. Knoderdine, A. C. Naville*, *M. N. RAS.*, 138, 259, 1968.
19. *J. M. Riley*, *M. N. RAS*, 170, 53, 1975.
20. *M. J. Comeron*, *M. N. RAS*, 152, 439, 1971.
21. *A. Slingo*, *M. N. RAS*, 108, 307, 1974.
22. *B. D. Turland*, *M. N. RAS*, 170, 281, 1975.
23. *J. Machalski, J. Maslowski, J. J. Condon, A. Marlons, A. J.*, 87, 1150, 1982.
24. *R. T. Schilizzi, W. B. McAdan*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 70, 1, 197.
25. *E. B. Fomalont, A. J.*, 76, 513, 1971.
26. *C. D. Mackay*, *M. N. RAS.*, 145, 31, 1969.
27. *N. J. B. A. Branson, B. Elsmore, G. G. Pooley, M. Ryle*, *M. N. RAS*, 156, 377, 1972.
28. *R. Fonti, J. Giota, C. Lari, M.-H. Ulrich*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 34, 341, 1978.
29. *J. M. McMardy*, *M. N. RAS*, 185, 927, 1978.
30. *G. Grueff, M. Vitgotti*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 6, 1, 1972.
31. *F. N. Owen, J. O. Burns, L. Rudnick*, *Ap. J.*, 226, L119, 1978.
32. *W. N. Christiansen, R. H. Frater, A. Wutkinson, J. D. O'Sulltvan, J. A. Lockart, W. M. Goss*, *M. N. RAS*, 181, 183, 1977.
33. *G. K. Miley, G. C. Perola, P. C. Van der Kruit, H. Van der Laan*, *Nature*, 237, 269, 1972.
34. *R. D. Ekers, R. Fantt, C. Lari, M.-H. Ulrich*, *Astron. Astrophys.*, 69, 253, 1978.
35. *D. E. Harriis, V. R. Kapaht, R. D. Ekers*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 39, 215, 1980.
36. *C. Fantt, R. Fantt, L. Feretti, J. M. Giota, G. Giovannini, L. Gregorini, L. Padrtelli, P. Parma, P. Jomasl, B. Marono, V. Zitelli*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 51, 179, 1983.
37. *J. Machalsky, J. J. Condon*, *A. J.*, 88, 143, 1983.

УДК 524.78+524.1

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
С МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИМ ГАЗОМ

Н. Я. СОТНИКОВА

Поступила 20 июня 1983

Принята к печати 14 января 1984

Показано, что энергия космических лучей, поступающих в межгалактическую среду из галактик, является эффективным источником ее нагрева. В условиях межгалактической среды возможно формирование немаксвелловского распределения электронного газа с обрезанием «хвоста» распределения, причем взаимодействие электронов с космическими лучами не обеспечивает поддержание этого «хвоста». Характер рентгеновского спектра газа в скоплении А 2142, по-видимому, и отражает отклонение распределения от максвелловского.

1. *Введение.* В настоящее время принято считать, что рентгеновское излучение скоплений галактик в области энергий 2—40 кэВ является тепловым излучением очень горячего газа (с температурой $\sim 10^8$ К), находящегося в пространстве между галактиками скопления (см., например, [1]). В рамках принятого механизма излучения по спектру в интервале энергий 2—10 кэВ определены электронная температура и плотность излучающего газа. Средние температуры и плотности газа скопления равны: $kT \sim 5 - 10$ кэВ. $n_e \sim 10^{-3}$ см $^{-3}$ (см., например, [1]).

Недавние рентгеновские наблюдения богатых скоплений галактик со спутника «Эйнштейн» [2] позволили разделить скопления на два существенно различных класса. К одному классу относятся скопления с клочковатым распределением рентгеновской яркости, к другому — с плавным. При этом оказалось, что различие в распределении рентгеновского излучения тесно связано с динамическими свойствами скоплений галактик. Скопления первого типа являются непроэволюционировавшими системами, и их излучение обусловлено газом, расположенным вокруг отдельных галактик. Скопления с гладкой картиной рентгеновской яркости относятся к динамически проэволюционировавшим системам и содержат тепловой газ, распределенный по всему скоплению. По крайней мере, часть этого газа выброшена из галактик. На это указывает наблюдаемое содержание тяжелых

элементов в межгалактическом газе [1] и отмеченное выше наличие газовых гало вокруг отдельных галактик в динамически непроэволюционировавших скоплениях. Температура газа, теряемого галактиками, возможно, ниже той, что дают для межгалактической среды рентгеновские наблюдения. Поэтому должен существовать источник нагрева газа.

В работе [3] в качестве возможного источника нагрева была принята энергия релятивистских электронов, о присутствии которых в скоплениях галактик свидетельствуют результаты наблюдений протяженных радиоисточников [4, 5], связанных как с отдельными галактиками, так и со всем скоплением. Наличие в межгалактической среде релятивистских электронов указывает на то, что там должны быть и быстрые протоны. Частицы высоких энергий, движущиеся в плазме, теряют свою энергию не только на излучение, но и при столкновениях (так называемые, ионизационные потери) [6]. Это приводит к нагреву плазмы, а возможно, и к изменению функции распределения частиц теплового газа по скоростям (энергиям).

В данной работе исследуется эффективность нагрева газа протонами высоких энергий, возможность которого отмечалась в работах [7] и [8], а также влияние этих частиц на вид функции распределения тепловых электронов по скоростям и на характер наблюдаемого рентгеновского излучения скоплений галактик.

2. *Условия эффективного нагрева газа в скоплениях частицами высоких энергий.* Будем считать, что распределение электронов межгалактического газа по скоростям является изотропным. Тогда из кинетического уравнения со столкновительным членом в форме Ландау [9, 10], описывающим взаимодействие электронов с моноэнергетическим изотропным пучком частиц высокой энергии, можно получить закон изменения электронной температуры со временем. Если предположить, что начальное распределение электронов по скоростям описывается законом Максвелла с температурой T_0 , то в дальнейшем характер распределения не меняется, оставаясь максвелловским вплоть до скоростей, равных скорости быстрых нетепловых частиц. Электронная температура при этом изменяется со временем следующим образом:

$$T = T_0(1 + t/t_0). \quad (1)$$

Характерное время нагрева газа t_0 равно

$$t_0 = \frac{1}{2} t_M \left(\frac{\epsilon_0}{3/2 k T_0} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{n_e}{n_i}, \quad (2)$$

ϵ_0 — энергия быстрых частиц, m_e , m_i , n_e , n_i — массы и концентрации электронов и быстрых частиц соответственно, t_M — время максвеллизации электронов теплового газа [11]:

$$t_M = \frac{3 \sqrt{3} m_e^{1/2} (kT_0)^{3/2}}{4\pi e^4 n_e \ln \Lambda} \quad (3)$$

Для электронов межгалактического газа при $T_0 = 10^6$ К, $n_e = 10^{-3}$ см $^{-3}$, $\ln \Lambda = 40$ $t_M = 3 \cdot 10^5$ лет.

Оценим время нагрева теплового газа t_0 . Если под частицами высоких энергий подразумевать электроны, то согласно формуле (2) при $\epsilon_0/kT_0 = 10^2$, $n_e = 10^{-3}$ см $^{-3}$ получаем, что t_0 меньше хаббловского времени для $n_i > 10^{-7}$ см $^{-3}$. Поскольку нет никаких теоретических и наблюдательных оснований полагать, что в межгалактической среде присутствует столь большое количество релятивистских электронов, то для принятых значений параметров время t_0 оказывается слишком большим, и существенного нагрева поэтому не будет.

Рассматривая взаимодействие тепловых электронов с быстрыми протонами из формулы (2) получаем, что для $n_i/n_e \simeq 2 \cdot 10^{-6}$ $t_0 \simeq 10^{10}$ лет. Это значение n_i/n_e представляется более близким к возможной величине отношения концентрации релятивистских частиц к тепловым. Таким образом, столкновения с быстрыми протонами — космическими лучами — при достаточно большой их концентрации может быть эффективным механизмом нагрева газа скопления.

3. Столкновения электронов межгалактического газа в области больших энергий. При интерпретации рентгеновских спектров скоплений галактик считается, что излучение горячего газа скопления тормозное, а распределение электронов по скоростям (энергиям) является изотропным и описывается законом Максвелла. Газ, излучающий в рентгеновском диапазоне, имеет очень высокую температуру и малую плотность и уже не может считаться полностью столкновительным.

Длину свободного пробега L электрона (или протона) с энергией ϵ в водородной плазме с концентрацией частиц n можно оценить из следующей формулы, справедливой в борновском приближении:

$$L = \frac{1}{e^4} \frac{\epsilon^3}{n \ln \Lambda} \quad (4)$$

Хотя длина свободного пробега L для большей части тепловых электронов остается меньше характерного размера системы a , существует некоторая доля электронов со столь большими скоростями, что для этих частиц $L > a$. Если положить $L = a$, то можно найти такое значение энергии ϵ_a , что для частиц с энергией $> \epsilon_a$, L будет больше a . Из формулы (4), принимая $\ln \Lambda = 40$, $n = 10^{-3}$ см $^{-3}$, имеем:

$$\epsilon_a \text{ (кэВ)} \simeq \sqrt{2.5 a \text{ (кпс)}} \quad (5)$$

Характерный размер a_r области рентгеновского излучения для многих скоплений составляет несколько сот килопарсек. Например, для скоплений в Персее и Волосах Вероники a_r соответственно равно ~ 170 кпс и ~ 430 кпс ($H_0 = 75$ км/с Мпс [12, 2]).

Таким образом, если положить $a = a_r = 170$ кпс, то $\varepsilon_a \simeq 21$ кэВ. Для скопления в Персее $kT \simeq 7$ кэВ [13], и поэтому $\varepsilon_a \simeq 3 kT$, а для скопления в Волосах Вероники $\varepsilon_a \simeq 33$ кэВ $\simeq 3.5 kT$ ($kT \simeq 9$ кэВ, [14]).

Итак, оценка ε_a (правда, довольно грубая) приводит к величине $\varepsilon_a \simeq (3-4) kT$. Доля частиц с энергией $> \varepsilon_a$ в максвелловском распределении составляет 5—10 %.

Частицы с энергией больше ε_a не испытывают столкновений с частицами плазмы, и если они не удерживаются в скоплении с помощью какого-либо механизма (например, магнитным полем), то такие частицы должны уходить из скопления.

4. Влияние космических лучей на вид функции распределения электронов межгалактического газа по скоростям. Согласно работе [11] при релаксации системы частиц с первоначально немаксвелловским распределением время t_0 формирования «хвоста» распределения вплоть до значений скорости v по порядку величины равно времени столкновения для частиц, обладающих скоростью v (энергией ε)

$$t_0 = \frac{m^2 v^3}{12 \pi e^4 n \ln \Lambda} = \frac{1}{3} \frac{1}{2 \pi} \frac{m^{1/2}}{e^4} \frac{\varepsilon^{3/2}}{n} \frac{1}{\ln \Lambda} \quad (6)$$

Таким образом, в условиях межгалактической среды время пересечения скопления частицей с энергией больше ε_a оказывается меньше времени t_0 образования частицы с данной энергией в результате столкновений. Следовательно, в распределении электронов межгалактического газа по энергиям должны отсутствовать частицы с энергиями больше $\varepsilon_a \simeq (3-4) kT \simeq (20-30)$ кэВ. Это обстоятельство должно быть отражено в рентгеновском спектре скоплений в области энергий $\sim 10-15$ кэВ (при столкновениях теплового электрона с ионом электрон примерно половину своей энергии теряет на излучение рентгеновского кванта). Однако рентгеновские спектры многих скоплений хорошо представляются экспоненциальным законом вплоть до энергий $\sim 20-30$ кэВ [15]. В этом случае тепловой характер спектра в указанной области возможен лишь при наличии внешнего фактора, способствующего непрерывному образованию «хвоста» распределения электронов. В качестве такого источника рассмотрим частицы высоких энергий, присутствующие в газе скопления.

Характерное время t_0 образования «хвоста» максвелловского распределения можно оценить из формулы (1). Если окажется, что это время

превосходит величину t_0 , определяемую формулой (6), то столкновения частиц высоких энергий с тепловыми не обеспечивают образования «хвоста». Если же $t_* > t_0$, то в принципе возможно образование «хвоста» при столкновениях.

Примем во внимание, что в «хвосте» максвелловского распределения (начиная с энергии $\sim 4kT$) содержится около 15% полной энергии частиц. При увеличении температуры электронов на одну треть полная энергия частиц «хвоста» увеличивается примерно в два раза. Таким образом, время t_* , за которое температура электронов увеличивается на одну треть, и будет характерным временем образования «хвоста» в области энергий $> 4kT$:

$$t_* = 0.3 t_0 = 0.2 t_0 \left(\frac{kT_0}{\varepsilon} \right)^{3/2} \left(\frac{\varepsilon_0}{kT_0} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{n_e}{n_i} \quad (7)$$

Если в качестве быстрых частиц рассматривать протоны, то для $\varepsilon \sim 4 \times kT_0$, $\varepsilon_0/kT_0 = 10^2$, $t_* < t_0$ при $n_i/n_e > 7 \cdot 10^{-3}$. Данные по наблюдению радиоизлучения от скоплений галактик не дают оснований считать, что в межгалактической среде содержится такое большое количество релятивистских частиц. Следовательно, $t_* > t_0$ и образование «хвоста» с помощью предложенного механизма объяснить не удастся.

Заметим, что при наличии в скоплениях крупномасштабного магнитного поля с напряженностью $H \geq 10^{-9}$ Гс говорить о бесстолкновительном характере плазмы не приходится. Однако пока никаких данных о присутствии и величине магнитных полей в скоплениях (кроме хвостов радиогалактик) нет.

В качестве примера скопления, в котором, возможно, имеет место отклонение наблюдаемого излучения межгалактического газа от теплового, рассмотрим скопление А 2142. Это скопление наблюдалось как протяженный источник рентгеновского излучения [16]. По спектру была определена температура газа $kT \approx 33$ кэВ. Излучение этого источника в области > 40 кэВ не было обнаружено. Возможно, что рентгеновского излучения в области больших энергий нет из-за отсутствия «хвоста» в распределении тепловых электронов, излучающих в рентгеновском диапазоне. В этом же скоплении имеется протяженный источник радиоизлучения со степенным спектром ($F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, $\alpha = 1.52$ [4]). Радиоизлучение на частотах $\nu < 26.3$ МГц не обнаружено. Считая, что частота $\nu_m = 26.3$ МГц определяет минимальную энергию в энергетическом спектре релятивистских электронов, по потоку на этой частоте можно оценить концентрацию релятивистских электронов, излучающих в радиодиапазоне: $n = 4 \cdot 10^{-11} q^{2.7} \times (R/50 \text{ кпс})^{-15/7} \text{ см}^{-3}$, где q — отношение полной энергии релятивист-

ских частиц к энергии магнитного поля источника, R — размер радиосточника. При $q \sim 1$, $R = 50$ кпс $n = 4 \cdot 10^{-11}$ см $^{-3}$. Отношение концентрации релятивистских электронов к средней концентрации тепловых электронов в плазме скопления: $n/n_e = 4 \cdot 10^{-7}$. Это отношение слишком мало для того, чтобы взаимодействие быстрых частиц с тепловыми приводило к образованию „хвоста“ распределения тепловых электронов, что, возможно, и находит свое отражение в характере наблюдаемого рентгеновского спектра.

5. *Заключение.* В пространстве между галактиками скоплений должны находиться источники нагрева газа, поступающего в межгалактическую среду из галактик. Как показано, таким источником могут быть космические лучи, присутствие которых в межгалактическом газе в довольно большом количестве можно ожидать как от обычных, так и от радиогалактик.

Условия в межгалактической среде таковы, что газ, излучающий в рентгеновском диапазоне, не является полностью столкновительным. Это обстоятельство должно отражаться в характере распределения электронов по скоростям, а следовательно, и в рентгеновском спектре скоплений.

Автор выражает глубокую благодарность В. Г. Горбацкому за полезные советы и обсуждение.

Ленинградский государственный
университет

THE INTERACTION OF HIGH-ENERGY PARTICLES WITH INTERGALACTIC GAS

N. YA. SOTNIKOVA

It is shown that the energy of cosmic rays emitted from galaxies into intracluster medium may be the substantial source of its heating. The formation of non-Maxwellian distribution with cut-off "tail" is emphasized to be possible. The interaction of electrons with cosmic rays cannot provide the existence of this "tail". The X-ray spectrum peculiarities of gas in A 2142 cluster in high energy region may be attributed to the deviations from Maxwellian distribution.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. F. Mushotzky, P. J. Serlemittos, B. W. Smith, E. A. Boldt, S. S. Holt, *Ap. J.*, 225, 21, 1978.
2. C. Jones, E. Mandel, J. Schwarz, W. Forman, S. S. Murray, F. R. Harnden, *Ap. J.*, 234, L21, 1979.

3. *S. M. Lea, M. D. Holman, Ap. J., 222, 29, 1978.*
4. *W. C. Erikson, T. A. Matthews, M. R. Viner, Ap. J., 222, 761, 1978.*
5. *W. J. Jaffe, G. C. Perola, E. A. Valentijn, Astron. Astrophys., 49, 179, 1976.*
6. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., 1963.*
7. *B. Dettlison, Ap. J., 239, L93, 1980.*
8. *W. T. Vestrand, Astron. Astrophys., 87, 1266, 1982.*
9. *Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 7, 203, 1937.*
10. *В. С. Кудрявцев, ЖЭТФ, 34, 1558, 1958.*
11. *W. M. MacDonald, M. N. Rosenbluth, C. Wong, Phys. Rev., 107, 350, 1957.*
12. *W. Forman, C. Jones, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 20, 547, 1982.*
13. *F. A. Primint, E. Bastnska, S. K. Howe, F. Lang, A. M. Levins, W. H. G. Lewin, R. Rotschild, W. A. Batty, D. E. Gruber, F. K. Knigt, J. L. Matteson, S. M. Lea, G. A. Reichert, Ap. J., 243, L13, 1981.*
14. *B. Smith, R. Mushotzky, P. Serlemitsos, Ap. J., 227, 37, 1979.*
15. *A. Davidsen, S. Bowyer, M. Lampton, R. Cruddass, Ap. J., 198, 1, 1975.*
16. *S. M. Lea, G. A. Reichert, R. F. Mushotzky, W. A. Batty, D. E. Gruber, R. Rotschild, F. A. Primint, Ap. J., 246, 369, 1981.*

УДК 524.3—355

МК-КЛАССИФИКАЦИЯ И НЕПРЕРЫВНЫЕ СПЕКТРЫ
РАННИХ ЗВЕЗД

Е. В. РУБАН

Поступила 5 января 1984

Принята к печати 15 апреля 1984

В статье рассмотрена взаимосвязь между спектральными подклассами в МК-классификации и наблюдаемыми параметрами непрерывных спектров ранних звезд: бальмеровскими скачками, спектрофотометрическими градиентами и не зависящими от межзвездного покраснения кривыми Q_λ . Показано, что ни один из них не находится в строгом соответствии со спектральным подклассом. Обсуждаются возможные причины этого несоответствия.

1. *Введение.* Общепринятая в настоящее время МК-классификация, основанная на исследовании относительных интенсивностей линий поглощения, характеризует физические условия во внешних слоях атмосферы звезды, где происходит формирование линий. При этом она не учитывает внутренние слои атмосферы, где образуется непрерывный спектр, а также те факторы, которые заметно влияют на непрерывный спектр и мало сказываются на линиях. Поэтому вопрос о соответствии между спектральным подклассом в МК-системе и характеристиками непрерывного спектра нуждается в тщательном исследовании.

Изучение степени этого соответствия важно, в частности, по следующим двум причинам:

а) Иногда (например, при определении закона межзвездного покраснения или при исследовании особенностей в непрерывном спектре эмиссионных и пекулярных звезд) возникает необходимость сравнить наблюдаемое распределение энергии с некоторым стандартным. В этих случаях обычно проводится МК-классификация для исследуемой звезды, а за стандартное принимается распределение энергии в спектре какой-либо нормальной звезды того же подкласса или среднее для звезд данного спектрально-го подкласса распределение. При этом важно знать, насколько распределение энергии в спектре используемой стандартной звезды или среднее являются репрезентативными и каков разброс индивидуальных распределений относительно среднего.

б) В некоторых случаях нет возможности получить спектрограмму звезды, пригодную для классификации, но спектрофотометрические характеристики можно найти (например, по снимкам с объективной призмой). Возникает вопрос, насколько надежно по этим спектрофотометрическим данным можно определить спектральный класс и класс светимости в МК-системе.

Вопрос о соответствии МК-классификации непрерывным спектрам звезд уже исследовался разными авторами на основе изучения тех или иных параметров непрерывного спектра. Наиболее широко этим занимались французы Шалонж, Барье и Диван, которые предложили свою классификацию звезд по непрерывным спектрам (см. [1]), использующую параметры φ_b (спектрофотометрический градиент в видимой области спектра, примыкающей к бальмеровскому скачку), D (бальмеровский скачок) и λ_1 (длину волны, соответствующую падению интенсивности непрерывного спектра у границы серии Бальмера на величину $D/2$). Однако широкого применения французская классификация не нашла из-за своих недостатков: λ_1 сильно зависит от применяемой аппаратуры, а φ_b — от межзвездного покраснения. Тем не менее, несмотря на эти недостатки, Шалонж [1] на ее основе сделал важный вывод о том, что нет строго однозначного соответствия МК-классификации параметрам непрерывного спектра, а наблюдается некоторое рассеяние точек, которое автор объяснил не только ошибками измерений, но и реальными различиями в атмосферах звезд, а частности, для звезд классов А—F (они интересовали его в первую очередь) различиями в содержании металлов.

С развитием трехцветной широкополосной фотометрии была указана возможность проведения спектральной классификации звезд по фотометрическим данным. Джонсон и Морган [2] ввели некоторый не зависящий от межзвездного покраснения параметр Q , который (при фиксированном законе межзвездного покраснения) может быть найден непосредственно по данным трехцветной фотометрии. Величина этого параметра для ранних звезд однозначно связана со спектральным классом. Методика Q -классификации была распространена Страйжисом [3] на случай спектрофотометрических наблюдений и применялась с этой целью другими авторами (например, [4]).

Поскольку работы Шалонжа и сотрудников основаны на результатах фотографических наблюдений, а детали проведения Q -классификации до конца не выяснены, интересно провести сопоставление параметров φ , D и Q_λ со спектральными подклассами в МК-системе на основе высокоточных данных. В настоящей работе это сопоставление проведено для нормальных звезд классов O9—A0 с незначительным покраснением ($E_{B-v} < 0^m 1$) по результатам фотоэлектрической спектрофотометрии [5].

2. *Зависимости спектрофотометрического градиента в видимой области спектра и бальмеровского скачка от спектрального подкласса.* По результатам спектрофотометрических наблюдений звезд, выполненных экспедицией АН СССР в Чили [5], для 114 звезд были вычислены спектрофотометрические градиенты в трех участках спектра ($\lambda\lambda$ 3200 \div 3700; 3725 \div 5125; 5225 \div 7025) и бальмеровский скачок D . Заатмосферное распределение энергии в спектре каждой звезды предварительно исправлялось за влияние межзвездного ослабления света («отбеливалось»). Методика «отбеливания» и результаты вычисления «отбеленных» градиентов φ° и скачков D приведены в работе [6]. Эти данные и будут использоваться в настоящей работе.

На рис. 1 приведены зависимости φ_b° ($\lambda\lambda$ 3725 \div 5125) и D от спектрального подкласса. Максимальные ошибки определения градиента и скачка показаны вертикальными отрезками (для звезд в начале спектральной последовательности они равны соответственно 0.01 и 0.008, для звезд класса А0 — 0.017 и 0.012). Видно, что характер расположения точек на обоих графиках одинаков. Звезды классов светимости III—V перемешаны. Через соответствующие им точки проведены средние кривые. Отклонения точек от средних кривых значительно превосходят ошибки определений. Звезды классов светимости II не уклоняются существенно от средней для звезд классов светимости III—V кривой. Лишь сверхгиганты I располагаются ниже и могут быть отделены от звезд других классов.

Рассмотрим влияние различных причин на разброс точек относительно средней кривой для классов светимости III—V на примере рис. 1b.

Как видно из рисунка, ширина полосы рассеяния точек равна 0.12 \div 0.15. Такое большое рассеяние не объяснить одними ошибками определений D . Неопределенность спектральной классификации в данном случае практически отсутствует, поскольку в список нормальных звезд [6] входят звезды (за исключением BS 4401, 5543, 7236 и 8781 [7, 8, 9]), для которых имеются два или больше одинаковых определения спектрального класса и класса светимости, полученных независимо. Следовательно, у звезд одного и того же спектрального подкласса существуют реальные различия. Это могут быть, во-первых, различия физических условий в атмосферах: в химическом составе, температурах, ускорениях силы тяжести на поверхности и, во-вторых, внешние различия звезд, не связанные непосредственно с атмосферой: во вращении звезд и, возможно, в окружающих нормальные В-звезды протяженных оболочках, мантиях [10].

Как следует из теории, различие в химическом составе в атмосферах звезд классов O9—A0 должно сказываться на их непрерывных спектрах очень незначительно, причем лишь для самых горячих звезд, когда может быть ощутимо присутствие He, и для A0-звезд, когда начинает чувствоваться наличие металлов. Согласно моделям звездных атмосфер [11, 12,

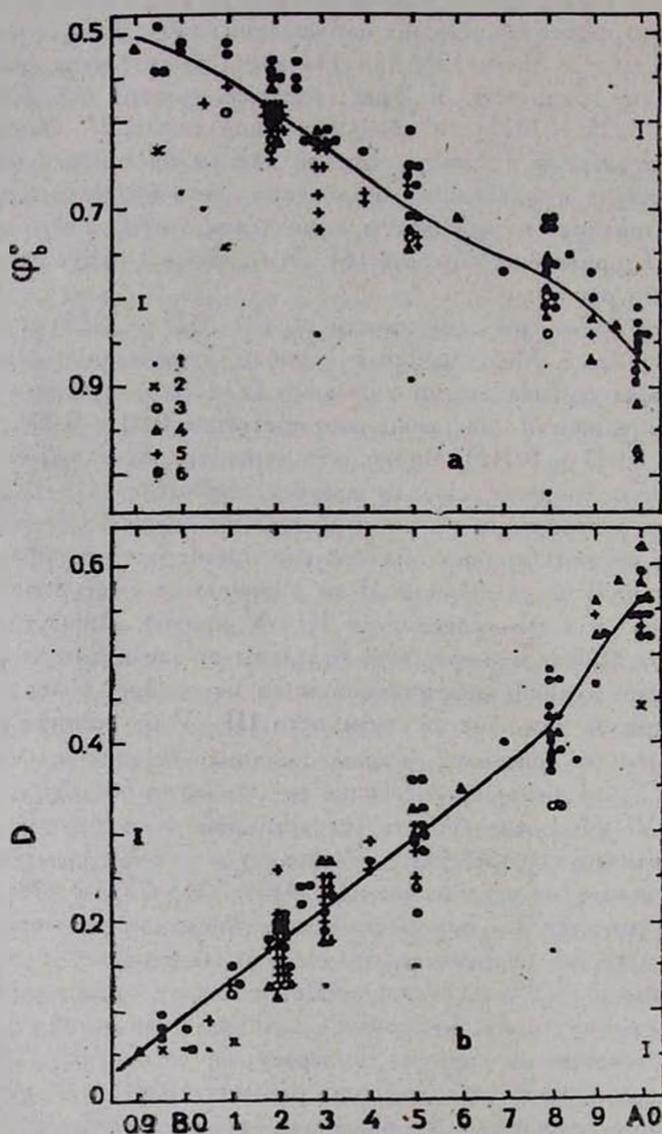


Рис. 1. Зависимости спектрофотометрического градиента φ° (а) и бальмеровского скачка D (б) от спектрального подкласса для звезд разных классов светимости: 1 — Ia, Iab; 2 — Ib; 3 — II, 4 — III; 5 — IV; 6 — V.

13], влияние различных химического состава на непрерывные спектры в этих крайних случаях значительно меньше 1%.

Различие температур звезд лежит в основе МК-классификации, поскольку температура — основная характеристика атмосферы звезды, которая определяет наличие и относительные интенсивности линий поглощения разных элементов в разных стадиях ионизации в ее спектре. Тем не менее, наблюдаемое различие D у звезд одного подкласса может быть связано с различиями температур звезд и объясняться дискретностью при отнесении звезды к одному из подклассов.

Чтобы исключить дискретность спектральной классификации, перейдем к более строгой зависимости D , $(B-V)_0$ (рис. 2а), где $(B-V)_0$ — «отбеленные» показатели цвета, полученные из двухиндексной диаграммы $(U-B, B-V)$ пересечением линий покраснения, проходящих через точки, соответствующие наблюдаемым показателям цвета, с кривыми нормальных цветов, которые табулированы для разных классов светимости в [3].

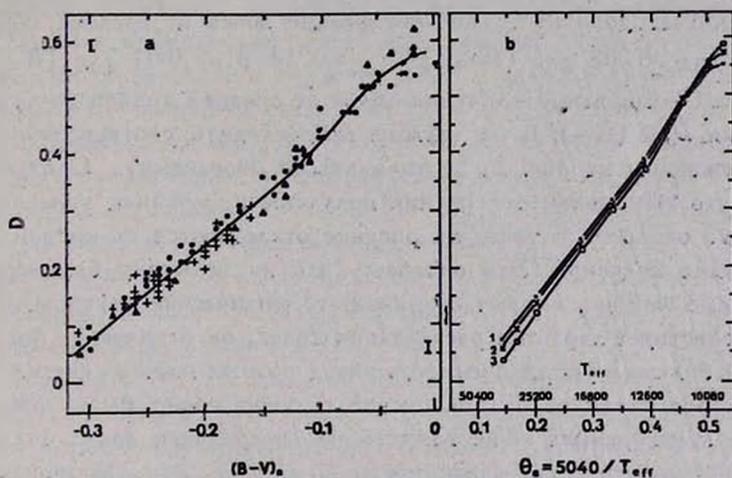


Рис. 2. а — Зависимость бальмеровского скачка D от $(B-V)_0$ (обозначения те же, что на рис. 1); б — Теоретические зависимости D от T_{eff} для разных моделей атмосферы [13]: 1 — $\lg g = 4.5$; 2 — $\lg g = 4.0$; 3 — $\lg g = 3.5$.

Поскольку $(B-V)_0$, являясь характеристикой эффективной температуры звезды, изменяется с температурой непрерывно, то зависимость D от $(B-V)_0$ отражает температурную зависимость бальмеровского скачка. Это означает, что все различия D за счет различий температуры должны происходить (с точностью до ошибок) вдоль кривой рис. 2а.

Сравнение рис. 2а с рис. 1б показывает, что разброс точек на рис. 2а существенно меньше, т. е., действительно, различие D для звезд одного

подкласса определяется в основном различиями температур в атмосферах звезд.

Однако рассеяние точек на рис. 2а все еще нельзя объяснить ошибками определения D . Правда, некоторый вклад в рассеяние дают ошибки величин $(B-V)$. Они могут возникнуть из-за ошибок наблюдаемых значений $(U-B)$, $(B-V)$ и возможных вариаций закона межзвездного покраснения, когда наклон линии покраснения отличается от принятого. Можно показать, что из-за ошибок наблюдений ($\leq \pm 0^m.01$) мы не ошибемся в определении $(B-V)$, больше, чем на $\pm 0^m.005$. При малых покраснениях ($E_{B-V} < 0^m.1$) неопределенность $(B-V)$, из-за отличий закона покраснения от принятого не превышает $0^m.005$ даже в случае крайнего закона покраснения в Лебеде, для которого наклон линии покраснения равен 0.81 [3] (нормальный наклон линии покраснения, использованный нами в [6], 0.72). Таким образом, ширина полосы рассеяния точек по оси абсцисс на рис. 2а из-за неопределенности $(B-V)$, не больше $0^m.01$, что обеспечивает дополнительное отклонение точек от средней кривой по вертикали на 0.008 для $(B-V)$, $< -0^m.12$ и на 0.01 для $(B-V)$, $\geq -0^m.12$. Суммарные отклонения точек от средней кривой из-за ошибок определения D и $(B-V)$, не должны превосходить соответственно 0.016 и 0.022 (показаны на рис. 2а вертикальными отрезками). Следует подчеркнуть, что эти оценки отклонений получены из крайних значений ошибок. Однако около 30% точек на рисунке отклоняются от кривой за пределы крайних значений. Это означает, что на величину бальмеровского скачка, кроме ошибок, влияют еще какие-то физические факторы. Об этом же свидетельствует характер рассеивания точек: он отличен от нормально-го заметна большая упорядоченность звезд разных классов светимости.

Некоторое различие бальмеровских скачков может быть обусловлено различием в ускорениях силы тяжести на поверхности звезд. На рис. 2б изображены теоретические зависимости D от $T_{\text{эф}}$ при различных значениях $\lg g$ (по моделям Куруча [13]). Как следует из этих зависимостей, отклонение точек от средней кривой на рис. 2а при изменении g в 10 раз должно отличаться у звезд разных температур, но для большинства звезд оно не должно превышать 0.005 . Лишь для самых горячих звезд оно может доходить до 0.015 , а для звезд с $T_{\text{эф}} < 10\,000\text{ К}$ — до 0.02 . Поскольку реальные отличия g для звезд классов светимости III—V меньше (см. табл. 3—4 в [10]), то приведенная оценка отклонений является максимальной. Наблюдаемые же различия в D могут превосходить эти максимальные оценки (с учетом, конечно, ошибок), за исключением, быть может, самых горячих звезд.

Посмотрим, как влияют на D внешние различия звезд. Некоторый вклад в увеличение разброса точек может дать *вращение звезд*, оказываю-

щее влияние на распределение энергии в спектре. Однако быстрое осевое вращение В-звезд влияет на все наблюдаемые параметры спектра, в том числе и на спектральный класс, приводя, как показала теория (см. обзор в работе [14]), к понижению эффективных температур вращающихся звезд по сравнению с невращающимися той же массы. Поэтому обнаружить эффект вращения из наблюдений очень трудно. Это осложняется еще и тем, что наблюдаемые характеристики вращающейся звезды должны зависеть не только от скорости вращения, но и от ориентации оси вращения к лучу зрения, а для звезд известны (в основном) лишь проекции скорости вращения на луч зрения. Отклонения ΔD от средней кривой в зависимости от $v \sin i$, взятых из [15], для рассматриваемых звезд не показали сколько-нибудь заметного вращательного эффекта. Но это не отрицает определенного вклада в разброс точек вращения, которое проявляется, согласно теории [16], как гравитационный и температурный эффекты.

Наличие мантий вокруг нормальных В-звезд главной последовательности не является еще окончательно доказанным. Однако имеются факты (в частности, истечение вещества из некоторых нормальных В-звезд [17—19]), подтверждающие их существование. Кроме того, некоторым косвенным подтверждением является известная связь звезд типов В и Ве (спектральные особенности последних объясняются влиянием окружающих их протяженных оболочек). а) Некоторые нормальные В-звезды вдруг становятся эмиссионными, показывая яркие линии в спектрах (такой звездой оказалась нормальная, согласно [7—9], звезда BS 4037, в спектре которой нами была обнаружена эмиссия в H_α [5]). б) Многие звезды типа Ве имеют спокойные стадии нормальных В-звезд (у Ве-звезды 28 Тау спокойная стадия длилась 33 года [20]; эмиссионная звезда BS 5440, согласно наблюдениям экспедиции АН СССР в Чили, в 1971—1972 гг. имела нормальный спектр В-звезды; аналогичные примеры см. в [21]). в) Непрерывные спектры В и Ве-звезд часто схожи. (в табл. 1 приведены результаты определения бальмеровских скачков D для 16 Ве-звезд [21], наблюдавшихся в чилийской экспедиции. В последнем столбце даны значения $D_{\text{ср}}$ для звезд тех же спектральных подклассов, снятые с кривой рис. 1б. Видно, что у 10 звезд скачки такие же, как у нормальных В-звезд и только у шести они заметно меньше.) г) Многие В-звезды заподозрены в переменности (в списке [6] таких около 20%). С другой стороны, у всех Ве-звезд наблюдается иррегулярная переменность [10, 21].

Обратимся теперь к сравнению непрерывных спектров нормальных звезд и сверхгигантов. На рис. 1а и 1б сверхгиганты располагаются ниже средних кривых для звезд классов III—V, т. е. они холоднее и имеют меньшие скачки. Как показали многочисленные исследования (см. библиографию в [10]), из сверхгигантов происходит непрерывное истечение вещества, в результате чего вокруг них образуются протяженные расширяю-

щиеся оболочки. С теоретической точки зрения, отличия спектров сверхгигантов от спектров звезд главной последовательности объясняются, с одной стороны, тем, что в переносе излучения в разреженных атмосферах сверхгигантов возрастает роль рассеяния излучения свободными электронами. Это сказывается как на уменьшении величины бальмеровского скачка D (из-за суммарного действия поглощения излучения атомами водорода и рассеяния его свободными электронами), так и на увеличении спектрофотометрических градиентов (излучение выходит из менее глубоких и более холодных слоев). С другой стороны, излучение протяженных оболочек, имеющее меньшие спектрофотометрические температуры, чем звезда, и отрицательную величину $D_{об}$, накладываясь на излучение звезды, приводит к уменьшению D и увеличению градиентов.

Таблица 1
БАЛЬМЕРОВСКИЕ СКАЧКИ В_e-ЗВЕЗД

| BS | Название | Sp | D | D_{cp} |
|------|--------------------|----------------------|------|----------|
| 1789 | 25 Ori | B1 V _e | 0.13 | 0.13 |
| 1934 | ω Ori | B2 III _e | 0.09 | 0.18 |
| 1956 | α Col | B7 IV _e | 0.36 | 0.38 |
| 2343 | ν Gem | B6 IV _e | 0.35 | 0.34 |
| 2492 | 10 CMa | B2 III _e | 0.09 | 0.18 |
| 2538 | χ CMa | B2 IV _e | 0.04 | " |
| 2745 | 27 CMa | B3 III (e) p-shell | 0.18 | 0.22 |
| 2749 | ω CMa | B2.5 V _e | 0.17 | 0.20 |
| 3034 | ρ Pup | B1 IV _e | 0.00 | 0.13 |
| 3237 | | B1.5 IV _e | 0.04 | 0.16 |
| 3498 | | B2.5 V _e | 0.23 | 0.20 |
| 4537 | | B4 V(e) | 0.26 | 0.26 |
| 4621 | δ Cen | B2 IV _e | 0.10 | 0.18 |
| 5193 | μ Cen | B2 IV-V _e | 0.16 | " |
| 5440 | η Cen | B2 IV(e) | 0.14 | " |
| 8628 | ε P _a A | B7 IV _e | 0.41 | 0.38 |

Таким образом, наличие мантии, явно присутствующей в сверхгигантах и В_e-звездах (из них, в отличие от сверхгигантов, происходит иррегулярное истечение вещества), может оказывать аналогичное (но, конечно, меньшее) влияние и на непрерывные спектры звезд других классов светимости. Для оценки возможного влияния оболочки на излучение звезды воспользуемся результатами расчетов показателей цвета, приведенными Луудом в работе [22]. На рис. 3 дана диаграмма $U-B$, $B-V$ с расчетными данными для звезды B3V с оболочкой, излучающей на λ 5500 до 25%

общего непрерывного излучения, при наличии межзвездного ослабления A_B от 0^m до $0^m.5$. На диаграмму нанесены данные для трех звезд класса $V3V$ из нашего списка [6]. Как видно, отклонение крайней правой точки вправо и вверх соответствует более, чем 5%-ному вкладу излучения оболочки. Такая оболочка должна изменить и φ_b и D .

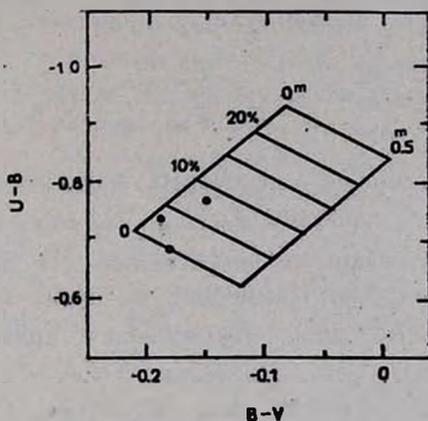


Рис. 3. Влияние межзвездного покраснения и наличия оболочки на цвета звезд класса $V3V$ (взято из работы [22]). Нанесены цвета нормальных звезд из списка [6] (точки).

Подведем итог. Несомненно, что звезды, относимые к одному и тому же спектральному подклассу, могут иметь заметно отличающиеся бальмеровские скачки и спектрофотометрические градиенты. Частично эти различия вызываются ошибками определений этих величин, но главным образом физическими факторами. Из них наиболее существенными являются различия температур в атмосферах звезд одного спектрального подкласса и возможное наличие вокруг звезд протяженных оболочек. С другой стороны, из рассмотрения рис. 1 следует, что определение параметров φ и D позволяет оценить спектральный класс лишь с точностью до двух-трех подклассов и выделить только звезды — сверхгиганты, и, возможно, яркие гиганты. Ясно, что достигнуть существенного улучшения, увеличивая точность определения параметров φ и D , невозможно.

3. Q -классификация. Величины φ и D представляют собой некоторые характерные параметры непрерывных спектров, при определении которых, однако, часть информации, содержащаяся в результатах спектрофотометрических наблюдений, теряется. Проведем теперь непосредственное сопоставление распределений энергии, найденных в [5] для области $\lambda\lambda 3100 \div 7375$, со спектральными подклассами в МК-системе. Для такого сопо-

ставления необходимо исправить наблюдаемые распределения за межзвездное покраснение. Методика «отбеливания», изложенная в [6], требует знания некоторых дополнительных сведений о звезде (помимо самого наблюдаемого распределения), поэтому, следуя [3], воспользуемся преобразованием кривых m_λ ($m_\lambda = -2.5 \lg E_\lambda$, где E_λ — монохроматическая освещенность, приводимая в [5]), в не зависящие от межзвездного покраснения кривые Q_λ по формуле

$$Q_{\lambda_1, m_{\lambda_1}, m_{\lambda_2}} = (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}) - \frac{E_{m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}}}{E_{m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}}} (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}). \quad (1)$$

Здесь m_{λ_1} и m_{λ_2} — величины в некоторых фиксированных длинах волн λ_1 и λ_2 , а отношение избытков $E_{m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}}/E_{m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}}$ вычисляется по заданному закону межзвездного покраснения. На двухиндексной диаграмме $(m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})$, $(m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})$ величина Q_λ представляет собой ординату точки пересечения линии покраснения с прямой $m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = 0$, и поэтому она не зависит от покраснения. Следует отметить, что величины Q_λ менее неопределенны, чем параметры Q в случае гетерохромных величин, поскольку для монохроматических величин линии покраснения являются прямыми, а не параболлами [3], и $E_{m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}}/E_{m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}}$ не зависит от спектрального класса.

Кривые Q_λ были вычислены для тех же звезд, для которых вычислялись φ и D . Для нормировки были выбраны величины m_{λ_1} и m_{λ_2} для $\lambda_1 4200$ и $\lambda_2 5550$, близких к $\lambda_{\text{эф}}$ полос B и V системы UBV . В этих длинах волн у ранних звезд нет заметных спектральных деталей. Отношение E/E рассчитывалось для нормального закона межзвездного ослабления света [23].

Среднеквадратичная ошибка величины Q , вычисляемая по формуле

$$\sigma_Q = \sqrt{2 [1 + E/E + (E/E)^2]} \sigma_m \quad (2)$$

(см. [3], стр. 263), не превышает $\pm 0^m 03$ при средней точности спектрофотометрических наблюдений $\sigma_m = \pm 0^m 01$.

Однако ошибка в величине Q из-за вариаций закона межзвездного покраснения в случае абсолютных спектрофотометрических наблюдений не столь мала, как при относительных фотометрических измерениях. Действительно, если отношение колор-эксцессов E/E изменится по сравнению с нормальным на величину $\Delta (E/E)$, то Q при этом изменится на величину.

$$\Delta Q = - \Delta (E/E) (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}). \quad (3)$$

Для звезд классов O9 — A0 $m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} \approx -1$, и формула (3) принимает вид

$$\Delta Q \approx \Delta (E/E). \quad (4)$$

(Различие $\Delta (E/E)$ для разных законов покраснения (см. [24]) может достигать 0.5 (при данной нормировке) на длине волны λ 3400).

Такая сильная зависимость кривых Q_{λ} от закона межзвездного покраснения является серьезным недостатком при использовании их для классификации. Тем не менее, изучим возможности использования найденных кривых для классификации нормальных звезд. При этом особое внимание следует обратить на области спектра, в которых кривые Q_{λ} сильно меняются вдоль спектральной последовательности, в частности, для ранних звезд на область длин волн короче λ 4000.

Сравнение кривых Q_{λ} для звезд одного спектрального подкласса показало, что, наряду с относительным сходством кривых, могут быть значительные расхождения как в УФ, так и в красной области спектра. Рис. 4 иллюстрирует это для звезд B5 разных классов светимости.

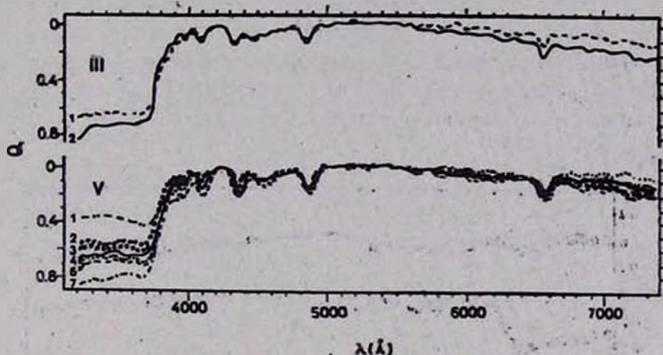


Рис. 4. Кривые Q_{λ} для звезд подкласса B5 классов светимости III (1 — BS 5221, 2 — BS 1735) и V (1 — BS 5543, 2 — BS 4773, 3 — BS 3192, 4 — BS 2056, 5 — BS 3442, 6 — BS 3574, 7 — BS 8425).

Для сравнения звезд разных подклассов, но одного класса светимости кривые Q_{λ} для них построены на одном рисунке (см. рис. 5 для V класса). Общий характер изменений кривых вдоль спектральной последовательности отражает температурную обусловленность этих изменений. Однако разделение по подклассам не всегда строгое. Кривые Q_{λ} у соседних подклассов часто перекрываются.

Изменение хода кривых от звезд главной последовательности к сверхгигантам для разных спектральных подклассов иллюстрируется рис. 6. У звезд ранних подклассов (B0) зависимость Q_{λ} от класса светимости

практически отсутствует. У более поздних подклассов заметно характерное различие в распределении энергии в спектрах сверхгигантов и звезд главной последовательности.

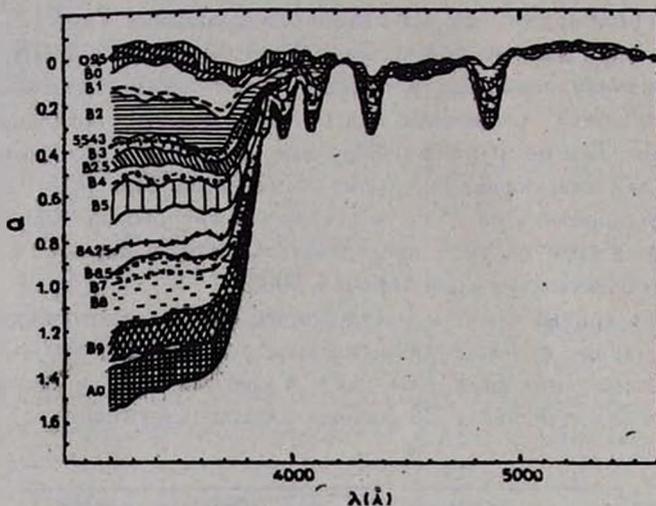


Рис. 5. Кривые Q_λ для звезд V класса светимости и разных спектральных подклассов (обозначены разными символами или приведены с разной штриховкой, если подкласс представлен несколькими звездами). Звезды BS 5543 и 8425 относятся, согласно [7—9], к классу B5.

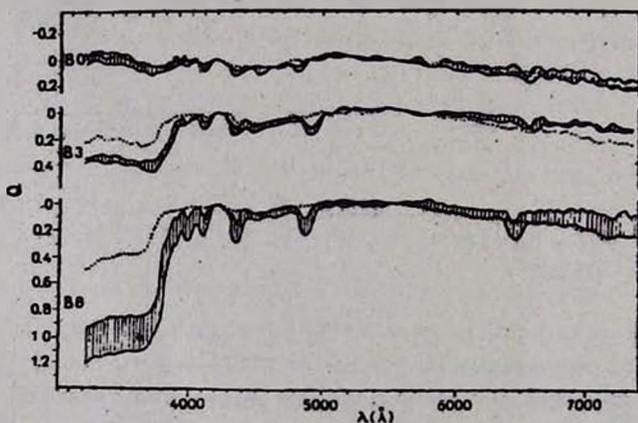


Рис. 6. Кривые Q_λ для звезд главной последовательности (штриховка) и сверхгигантов (точки) спектральных подклассов B0, B3 и B8.

Наблюдаемое несоответствие между спектральным подклассом, установленным по линиям, и формой кривой Q_λ в отдельных случаях может быть очень большим. Так, звезда BS 5543 по непрерывному спектру при-

надлежит скорее подклассу B3V (см. рис. 5), а не B5V, как следует из классификации по линиям, а звезда BS 8425 того же подкласса в МК-классификации имеет непрерывный спектр более позднего подкласса (если, конечно, эти различия не связаны с вариациями закона межзвездного покраснения).

4. *Заключение.* Проведенное сопоставление спектральных подклассов в МК-классификации с непрерывными спектрами ранних звезд на основе высокоточного наблюдательного материала показало, что нормальные звезды одного подкласса имеют заметно отличающиеся непрерывные спектры. Это связано как с различиями физических условий в атмосферах звезд, так и с различными внешними факторами, например, возможным наличием вокруг звезд протяженных оболочек, мантий (существование мантии не влияет на МК-классификацию, если только она не проявляется в линейчатом спектре).

Это, с одной стороны, сильно осложняет использование нормальных звезд в качестве спектрофотометрических стандартов. Действительно, нельзя утверждать с уверенностью (без дополнительного анализа), что полученные из наблюдений параметры непрерывного спектра некоторой нормальной звезды определенного подкласса в МК-классификации характеризуют излучение атмосфер других звезд того же подкласса. С другой стороны — ограничивает возможности проведения МК-классификации по измерениям непрерывного спектра.

Автор благодарен В. А. Гаген-Торну за руководство работой и Д. Е. Щеголеву за ценные замечания при прочтении рукописи.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

THE MK-CLASSIFICATION AND CONTINUOUS SPECTRA OF EARLY-TYPE STARS

E. V. RUBAN

The correspondance of the spectral sub-classes in MK classification to observed parameters of continuous spectra (Balmer discontinuities, spectrophotometric gradients and reddeningfree Q_i curves) for early-type stars is considered. None of these is shown to agree strictly with the spectral sub-class. The nature of the scatter is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Шалонж, Астрон. ж., 33, 490, 1956.
2. H. L. Johnson, W. W. Morgan, Ap. J., 117, 313, 1953.
3. В. Страйжис, сб. «Многоцветная фотометрия звезд». Вильнюс, Моклас, 1977.
4. A. Gutierrez-Moreno, G. Cortés, Cerro Calan Santiago Obs. Publ., 2, 245, 1977.
5. Н. А. Алексеев, Г. А. Алексеева, А. А. Архаров и др., Труды ГАО АН СССР, 83, 3, 1978.
6. Е. И. Газен-Торн, Е. В. Рубан, Бальмеровские скачки, спектрофотометрические градиенты и температуры звезд по результатам спектрофотометрических наблюдений. Депонирована в ВИНТИ, 10. II. 1983 г., № 6001-83, 24 стр.
7. D. Hoffleit, Catalog of Bright Stars, New Haven, 1964.
8. Y. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, Publ. US Naval Obs. 2-nd Ser., 21, 1968.
9. P. M. Kennedy, W. Buscombe, MK Spectral Classification, Evanston, 1974.
10. B stars with and without Emission Lines, ed. A. B. Underhill, V. Doazan, NASA Sp-456, 1982.
11. D. Mihalas, Ap. J. Suppl. ser., 9, 321, 1965.
12. D. Mihalas, Ap. J. Suppl. ser., 13, 1, 1966.
13. R. L. Kurucz, Ap. J. Suppl. ser., 40, 1, 1979.
14. В. Житкевичюс, В. Страйжис, Бюлл. Вильнюсской обс., 34, 30, 1972.
15. А. А. Боярчук, Н. М. Копылов, Изв. Крымской обс., 34, 44, 1964.
16. J. Hardorp, P. A. Strittmatter, Ap. J., 151, 1057, 1968.
17. T. P. Snow, D. C. Morton, Ap. J. Suppl. ser., 32, 429, 1976.
18. H. J. G. L. M. Lamers, J. B. Rogerson, Astron. Astrophys., 66, 417, 1978.
19. H. J. G. L. M. Lamers, R. P. Snow, Ap. J., 219, 504, 1978.
20. В. Г. Горбачук, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963.
21. A. Slettebak, Ap. J. Suppl. ser., 50, 55, 1982.
22. А. Лууд, Публ. Тартуской обс., 46, 55, 1978.
23. A. E. Whitford, A. J., 63, 201, 1958.
24. K. Nandy, Nature, 243, 21, 1973.

УДК 524.33—655

МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЙ, ОТВЕТСТВЕННЫХ ЗА ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ И БЛЕСКА μ Сер

Т. А. ПОЛЯКОВА

Поступила 2 ноября 1983

Принята к печати 3 апреля 1984

Предложена модель, объясняющая изменения блеска и собственной поляризации μ Сер перемещением по диску звезды (из-за ее вращения) двух активных антивоподальных областей. Поляризация возникает при рассеянии света звезды на потоках пылевых частиц, выбрасываемых из пятен активных областей и ориентруемых при движении через газ вдоль силовых линий магнитных полей над биполярными областями. Для получения максимальных значений наблюдаемой собственной поляризации подобраны параметры источников поляризации, не выходящие за пределы известных значений. На основе модели сделан прогноз изменений блеска и поляризации μ Сер на ближайшие 5—6 лет. Приводятся также результаты наблюдений μ Сер за период с июня 1981 г. по июнь 1983 г.

1. *Введение.* Поляризационные наблюдения μ Сер, сопровождаемые фотометрией, проводятся в обсерватории Ленинградского университета уже 18 лет. Результаты наблюдений за последние два года приведены в табл. 1, которая является продолжением аналогичной таблицы в работе [1].

Несмотря на медленную переменность этого полуправильного сверхгиганта, накопленный обширный материал (514 наблюдений, из них 320— в полосе V) уже позволяет предпринять построение схематической модели явлений, ответственных за изменения его блеска и поляризации. Мы применим здесь модель, которая в принципе уже была предложена в работе [2] и рассмотрена там на примере \cup Моп, несколько видоизменив ее для случая μ Сер.

2. *Особенности в изменениях μ Сер.* При построении модели необходимо учесть характерные особенности, наблюдаемые в изменениях поляризации и блеска μ Сер:

1) Связь между изменениями собственной поляризации и блеска уже обсуждалась в работах [3, 4]. Мы приходим к выводу о возможной связи максимумов поляризации с минимумами блеска, хотя бы и смещенными.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ μ Cep

| JD 2440000+ | Дата | V | B-V | $p_V, \%$ | $\pm \varepsilon_p, \%$ | θ_V | $\pm \varepsilon_\theta$ | n | Примечания |
|----------------|------------|--------------------|---------------------|-----------|-------------------------|------------|--------------------------|---|------------|
| 4774.42 | 1981 18 VI | 4. ^m 12 | +2. ^m 30 | 2.09 | 0.06 | 31.0 | 0.9 | 5 | |
| 4797.41 | 11 VII | 4.15 | +2.32 | 2.34 | 0.12 | 33.2 | 1.5 | 4 | |
| 4808.40 | 22 VII | 4.17 | +2.29 | 2.31 | 0.07 | 31.5 | 0.8 | 5 | |
| 4829.38 | 12 VIII | 4.18 | +2.32 | 2.08 | 0.06 | 33.5 | 0.8 | 5 | |
| 4836.34 | 19 VIII | 4.23 | +2.32 | 2.24 | 0.08 | 33.4 | 1.0 | 4 | |
| 4860.29 | 12 IX | 4.28 | +2.31 | 1.88 | 0.05 | 34.9 | 0.7 | 4 | |
| 4863.26 | 15 IX | 4.30 | +2.31 | 1.79 | 0.05 | 32.9 | 0.8 | 4 | |
| 4886.33 | 8 X | 4.35 | +2.30 | 1.63 | 0.05 | 35.2 | 0.9 | 4 | |
| 4912.41 | 3 XI | 4.37 | +2.32 | 1.37 | 0.08 | 35.0 | 1.5 | 5 | Л |
| 4958.45 | 19 XII | 4.39 | +2.30 | 1.54 | 0.07 | 40.3 | 1.3 | 4 | |
| 4974.19 | 1982 4 I | 4.39 | +2.32 | 1.58 | 0.02 | 38.9 | 0.4 | 4 | |
| 5021.23 | 20 II | 4.36 | +2.36 | 1.81 | 0.18 | 37.5 | 2.9 | 4 | Л |
| 5075.37 | 15 IV | — | — | 2.27 | 0.11 | 34.1 | 1.4 | 5 | Л |
| 5083.39 | 23 IV | 4.44 | +2.36 | 1.94 | 0.16 | 33.8 | 2.4 | 4 | Л |
| 5092.47 | 2 V | 4.41 | +2.32 | 2.34 | 0.05 | 36.1 | 0.7 | 5 | |
| 5161.43 | 10 VII | 4.33 | +2.27 | 2.91 | 0.04 | 35.3 | 0.4 | 7 | |
| 5183.38 | 1 VIII | 4.29 | +2.29 | 2.81 | 0.02 | 35.7 | 0.3 | 6 | |
| 5184.46 | 2 VIII | 4.31 | +2.32 | 2.91 | 0.14 | 35.0 | 1.4 | 4 | Л |
| 5195.44 | 13 VIII | 4.31 | +2.32 | 2.71 | 0.03 | 36.8 | 0.3 | 5 | |
| 5221.41 | 8 IX | 4.24 | +2.32 | 2.86 | 0.12 | 35.8 | 1.2 | 4 | |
| 5243.28 | 28 IX | 4.20 | +2.31 | 2.71 | 0.05 | 37.4 | 0.5 | 4 | |
| 5275.37 | 1 XI | 4.18 | +2.30 | 3.02 | 0.05 | 35.7 | 0.5 | 4 | |
| 5279.33 | 5 XI | 4.14 | +2.33 | 2.78 | 0.04 | 36.2 | 0.4 | 4 | Л |
| 5303.29 | 29 XI | 4.13 | +2.37 | 2.79 | 0.04 | 36.5 | 0.4 | 4 | |
| 5363.16 | 1983 2 II | 4.08 | +2.36 | 2.44 | 0.14 | 31.3 | 1.6 | 4 | |
| 5394.29 | 28 II | 4.02 | +2.34 | 2.29 | 0.11 | 27.8 | 1.4 | 4 | Л |
| 5441.41 | 16 IV | 3.86 | +2.34 | 1.34 | 0.07 | 16.4 | 1.6 | 5 | Л |
| 5464.52 | 10 V | 3.78 | +2.38 | 1.39 | 0.07 | 21.5 | 1.4 | 4 | |
| 5487.40 | 1 VI | 3.73 | +2.37 | 1.45 | 0.12 | 21.0 | 2.3 | 4 | |
| 5506.49 | 20 VI | 3.72 | +2.38 | 1.14 | 0.07 | 31.6 | 1.8 | 4 | |
| 5515.45 | 29 VI | 3.68 | — | 1.06 | 0.04 | 34.1 | 1.0 | 4 | |

Это смещение видно на рис. 1: симметричный максимум поляризации (III на рис. 1) приходится точно на минимум блеска, а несимметричные — несколько опережают или отстают от соответствующих им минимумов блеска и тем больше, чем дальше они отстают от симметричного максимума поляризации.

2) Изменения поляризации и блеска, происходящие с характерным временем 2—3 года, оказывается невозможно связать с вращением звезды, так как период вращения почти на порядок больше этого времени. Действительно, как определено в [5] по фотометрическим данным, радиус μ Сер: $R_{\mu} \approx 1100 R_{\odot} = 7.66 \cdot 10^{13}$ см. О скорости вращения сверхгигантов класса M ничего определенно неизвестно, и только ориентируясь на величины $v_e \sin i$ ($13 \div 5$ км/с), полученные Крафтом [6] теоретическим путем для звезд F5—F8 классов светимости I_b и I_{ab} , мы предположили, что v_e для μ Сер заключена в пределах 15—5 км/с. Тогда для периода вращения получим пределы: 10—30 лет.

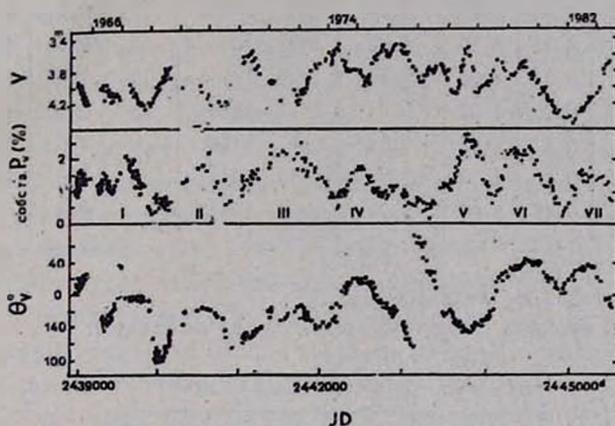


Рис. 1. Изменения собственной поляризации и блеска μ Сер

Характерное время изменений амплитуд колебаний блеска, хорошо заметных на всем протяжении наблюдавшейся кривой блеска, составляет около десяти лет, и потому эти изменения могут быть связаны с вращением μ Сер. Рассмотрим их подробнее. Выделим на кривой блеска (см. рис. 1 в [5] для 1867—1973 гг.: за 1849—1866 гг.— данные из [7]) интервалы с большими и малыми амплитудами (табл. 2). График на рис. 2, построенный по данным этой таблицы, наглядно показывает, что средний блеск звезды в периоды с малыми амплитудами был немного больше (на $0^m1 - 0^m2$), чем в периоды с большими амплитудами. Выделенные участки изменений блеска достаточно велики, чтобы плавная составляющая изменений блеска на них тоже изменялась, и если мы возьмем крайние значения этой составляющей на каждом участке, то увидим, что они различаются еще больше (на $0^m3 - 0^m4$), подчеркивая еще сильнее тот факт, что звезда в среднем становится ярче в периоды с малыми амплитудами изме-

нений блеска (рис. 2). Из табл. 2 еще можно заметить, что периоды с большими амплитудами в среднем короче периодов с малыми амплитудами, а из графика видно общее увеличение среднего блеска $\mu_{\text{Сер}}$ за 100 лет на 0^m3.

Таблица 2
ИЗМЕНЕНИЯ АМПЛИТУД КОЛЕБАНИЙ В КРИВОЙ БЛЕСКА $\mu_{\text{Сер}}$

| Малые амплитуды | | | | | Большие амплитуды | | | | |
|-----------------|-------|-------------------|--------------------|--------------------|-------------------|-------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Интервал лет | л лет | \bar{A} | \bar{V} | V_{max} | Интервал лет | л лет | \bar{A} | \bar{V} | V_{min} |
| [1849—1861] | 13 | 0 ^m .4 | 4 ^m .10 | 4 ^m .05 | [1862]—1871 | 10 | 1 ^m .35 | 4 ^m .35 | 4 ^m .53 |
| 1872—1880 | 9 | 0.35 | 4.27 | 4.26 | 1881—1885 | 5 | 0.7 | 4.28 | 4.42 |
| 1886—1894 | 9 | 0.25 | 4.12 | 4.02 | 1895—1896 | 2 | 0.75 | 4.20 | 4.30 |
| 1897—1906 | 10 | 0.35 | 4.05 | 3.98 | 1907—1911 | 5 | 1.25 | 4.18 | 4.37 |
| 1912—1916 | 5 | 0.3 | 4.02 | 3.98 | 1917—1926 | 10 | 0.7 | 4.18 | 4.37 |
| 1927—1939 | 13 | 0.3 | 4.06 | 3.94 | [1940—1948] | 9 | 1.0 | 4.10 | 4.25 |
| 1949—1957 | 9 | 0.3 | 3.90 | 3.80 | 1959—1965 | 8 | 1.0 | 4.02 | 4.09 |
| 1966—1979 | 14 | 0.45 | 3.90 | 3.75 | 1980—1983* | — | 0.8 | — | — |

[] — имеются пробелы в наблюдениях,

* — последний интервал больших амплитуд еще не закончился.

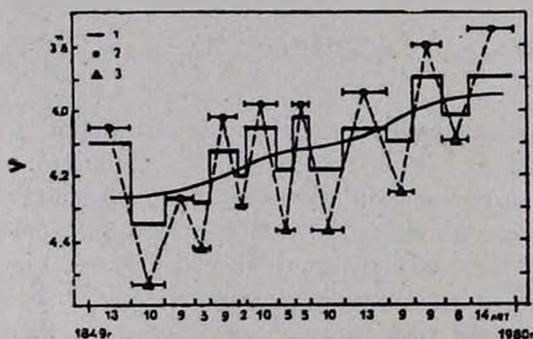


Рис. 2. Изменения амплитуд колебаний в кривой блеска $\mu_{\text{Сер}}$; 1 — средние значения блеска V на интервалах лет, указанных по оси абсцисс; 2 — максимальные значения блеска V_{max} на интервалах с малыми амплитудами; 3 — минимальные значения блеска V_{min} на интервалах с большими амплитудами.

3) Зависимость собственной поляризации $\mu_{\text{Сер}}$ от длины волны изменяется со временем [3], то круто повышаясь с уменьшением λ , то понижаясь в голубой конце спектра примерно так же, как в красный. Зависи-

мости первого типа чаще встречаются (7 из 9) в периоды минимумов поляризации, а зависимости второго типа, наоборот, обычно приходится (6 из 9) на периоды возросшей поляризации. Такое поведение зависимости $p(\lambda)$ может быть использовано, например, для предположения, что в ближайшем околозвездном пространстве μ Сер временами появляются крупные (субмикронные) пылевые частицы, которые затем каким-либо образом покидают эту область и, тогда небольшая поляризация создается при рассеянии на газовых выбросах и оставшихся мелких пылинках. Можно предположить, что смена этих двух механизмов поляризации обеспечивает в случае μ Сер сильные повороты плоскости поляризации [2].

3. Схематическая модель. а) *Общее описание модели.* Если принять гипотезу «звездной пыли», высказанную Хемменвеем, Хальгреном и Шмальбергером [8], то появление субмикронных пылевых частиц в ближайшем околозвездном пространстве можно связать с пятнообразовательной звездной активностью. При этом, если бы луч зрения проходил вблизи экваториальной плоскости звезды, то было бы легко объяснить уплощенность пылевой составляющей околозвездной оболочки и появление значительной поляризации. Однако в таком случае трудно ожидать больших изменений позиционного угла θ . В случае же μ Сер, при ее сравнительно небольших амплитудах изменений поляризации, но сильных изменениях θ , скорее нужно предположить наоборот, что полюс звезды находится недалеко от центра обращенной к нам стороны звезды, а экватор, с возникающими около него активными образованиями—вблизи «края диска» (рис. 3).

Направление вращения звезды выберем с запада на восток, по часовой стрелке. Как будет видно из дальнейшего, такое направление вращения диктуется изменениями положения плоскости поляризации со временем.

Полагая, что каждое увеличение поляризации происходит из-за возрастания активности области пятнообразования, перемещающейся по диску из-за вращения звезды, мы должны принять, что цикл активности составляет примерно 2—3 года. Предположение о коротком цикле активности для медленно вращающейся звезды можно увязать с заключением, сделанным в работе [9] о том, что у быстро вращающихся звезд периоды изменений активности возрастают по сравнению с солнечным, в частности, для звезды с периодом вращения $\sim 2^d$ — до ~ 60 лет.

Предположим для определенности, что период вращения μ Сер составляет 20 лет, то есть за 2.5 года (средняя продолжительность цикла активности) она поворачивается на 45° .

В данном случае мы, к сожалению, не имеем наблюдений круговой поляризации для обоснования предположений об ориентации пылевых частиц магнитным полем. Зато имеем продолжительную цепь событий (из-9—548

менения p и Θ), заставляющую выбрать такие предположения, которые позволяли бы объяснить всю их последовательность.

На схеме (рис. 3) показано предполагаемое расположение активной области и силовых линий магнитного поля, соответствующее следующим друг за другом максимумам поляризации, обозначенным римскими цифрами здесь и на рис. 1.

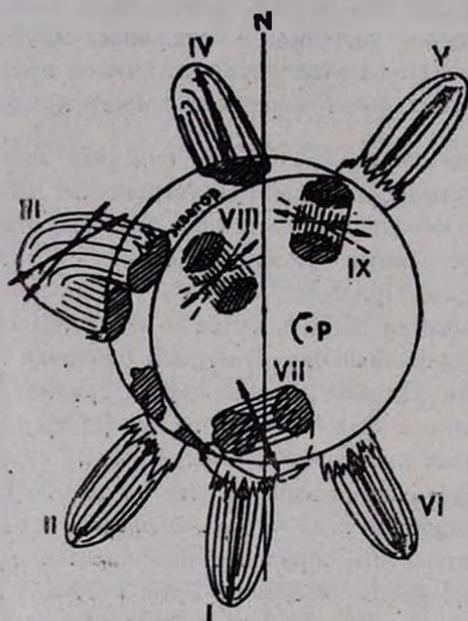


Рис. 3. Схема поверхности μ -Сер с последовательными выбросами пылевых частиц из активных зон.

Направление силовых линий выбрано в соответствии с направлением плоскости собственной поляризации при ее максимумах. Схема представлена в плоскости, перпендикулярной лучу зрения.

а) *Оценка степени поляризации.* Прежде всего модель должна обеспечивать наблюдаемую поляризацию. Максимумы собственной поляризации у μ -Сер составляют $2 \div 2.5\%$ и достигаются за время около одного года после минимумов (см. рис. 1). Подберем для источника поляризации в модели параметры, не выходящие за пределы известных значений. Предположим, что выброс пылевых субмикронных частиц происходит дискретными порциями из области пятен. Скорость потери массы для μ -Сер составляет $10^{-8} \div 10^{-6} M_{\odot}$ в год [10]. Принимая нижнее из этих значений и отношение газа к пыли в теряемой массе 10 : 1, получим, что на долю пылевых частиц приходится $10^{-9} M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{24}$ г. При массе пылинки в

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ И БЛЕСКА

среднем $2 \cdot 10^{-13}$ г [11] получаем количество пылинок $n = 10^{37}$. Если предположить, что все эти частицы выбрасываются в одном потоке со средней скоростью $0.8 \cdot 10^7$ см/с, то приблизительно за год поток пылинок удалится от поверхности звезды на расстояние $\sim 3R_\mu \approx 2.3 \cdot 10^{14}$ см. Предположим, пылевое облако занимает объем цилиндра: $V = \pi \left(\frac{R_\mu}{5}\right)^2 \cdot \frac{R_\mu}{2} = 2.81 \times 10^{40}$ см³, тогда концентрация пылинок в нем: $N = \frac{n}{V} = 3.6 \cdot 10^{-4}$ см⁻³, то есть столкновения частиц друг с другом маловероятны.

Будем считать, что пылинки представляют собой вытянутые эллипсоиды вращения с отношением осей 1 : 3 и большая ось составляет 0.6 мкм, а площадь наименьшего сечения $s = \pi (0.1)^2 \cdot 10^{-8}$ см². Можно предположить, что в атмосфере сверхгиганта в области над большими пятнами концентрация атомов уже на расстоянии R_μ над поверхностью $N_g \ll \ll 10^{14}$ см⁻³, а на расстоянии $3R_\mu$ примем $N_g \approx 10^2$ см⁻³, тогда при относительной скорости потока пыли в газе $v \approx 0.8 \cdot 10^7$ см/с ориентация пылинок произойдет за время $t_g \sim \frac{4}{5} J_0^2 (N_g v^3 m_g^2 a^4)^{-1}$ [12]. Если начальный угловой момент пылинок $J_0 \sim 10^{-18}$ эрг.с [12], $m_g \sim 1.66 \times 10^{-24}$ г — масса частицы газа и $a \sim 0.3 \cdot 10^{-4}$ см — характерный размер пылинки, то $t_g \approx 3.6 \cdot 10^8$ с, то есть ориентация произойдет примерно за полтора месяца. При этом вытянутые пылинки ориентируются длинной осью вдоль силовых линий магнитного поля, так как пылевое облако движется через газ параллельно полю [13]. Линейная поляризация излучения, рассеянного на полностью ориентированных частицах такого потока, будет полной и плоскость поляризации будет совпадать с плоскостью рассеяния [14].

Поток от μ Сер в спектральной области V , при $\bar{V} = 4^m 1$, составляет $F_\mu = 8.97 \cdot 10^{-14}$ Вт/см² мкм [15], а степень его поляризации пылевым облаком можно выразить следующим образом:

$$p_V = \frac{F_{\text{отр}}}{F_\mu + F_{\text{отр}}} 100\% \approx \frac{F_{\text{отр}}}{F_\mu} 100\%, \quad (1)$$

где $F_{\text{отр}}$ — поток, отраженный от пылевого облака, который пропорционален общей поверхности пылевых частиц, освещаемой звездой, умноженной на их альбедо и обратно пропорционален квадрату расстояния от звезды до облака:

$$F_{\text{отр}} \sim k \frac{F_\mu \cdot A \cdot s \cdot n}{(3R_\mu)^2} \quad (2)$$

Здесь $k = \langle \cos^2 \theta \rangle - \frac{1}{3}$ есть параметр, описывающий степень ориентации пылинок (θ — угол между осью пылинки и направлением ориентации). В нашем случае полной ориентации вытянутых частиц вдоль поля $k = \frac{2}{3}$ [12]. Для альbedo частиц примем среднее значение для межзвездных пылинок $A = 0.5$ [11], тогда

$$p_V = \frac{2 \cdot A \cdot s \cdot n}{3 \cdot (3R_\mu)^2} 100\% = \frac{2 \cdot 0.5 \cdot 3.14 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{37}}{3 \cdot 5.28 \cdot 10^{28}} 100\% \approx 2\%. \quad (3)$$

Таким образом, оказалось вполне возможным подобрать разумные параметры, чтобы при сделанных предположениях получить поляризацию, близкую к наблюдаемой.

в) *Объяснение изменений поляризации и блеска с 1965 г.* Теперь, сопоставляя схему на рис. 3 с изменениями поляризации и блеска μ Сер (рис. 1), можно следующим образом описать в основных чертах происшедшие события:

1. Максимум поляризации I соответствует выбросу пыли вдоль магнитных силовых линий из активной области, находящейся за краем диска и приходится на небольшое увеличение блеска из-за выбросов газа вокруг еще не взорвавшейся активной области. Через полгода после максимума поляризации (при $\theta \approx 175^\circ$) область продвинулась на 9° , на край диска и вызвала небольшой минимум блеска. К этому времени, при уже ушедшем от звезды основном потоке пыли, небольшая поляризация обусловлена, в основном, рассеянием на молекулярных облаках над областью, и плоскость поляризации стремится повернуться на $90^\circ - 9^\circ$ (реальное изменение θ в 1968 г. составило $\sim 75^\circ$).

2. Учитывая, что в начале каждого цикла активности область пятнообразования находится дальше от экватора, чем в конце цикла, мы можем предположить, что и следующий выброс пыли произошел еще на невидимой стороне звезды у самого края диска, и потому максимум поляризации II (при $\theta \approx 160^\circ$) немного предвещал соответствующий ему минимум блеска. Последующий переход к рассеянию на газовых выбросах вызвал поворот плоскости поляризации, однако полная величина этого поворота из-за пробела в наблюдениях в начале 1971 г. неизвестна.

3. Симметричный максимум поляризации III произошел еще через 2.5 года и пришелся на минимум блеска. На этот раз цикл активности происходил на видимой стороне звезды, хотя и на самом ее краю. В таком случае мы можем видеть различные участки силовых линий поля, определяющих плоскость поляризации, поэтому ее ориентация неустойчива. Кро-

ме того наблюдаются дополнительные всплески поляризации. Однако максимальная поляризация создается частицами, достаточно удаленными от звезды, находящимися в самой верхней части петель силовых линий. Эти частицы определяют и преимущественную ориентацию плоскости поляризации с позиционным углом $\sim 140 \div 160^\circ$, что близко к направлению, нормальному к радиусу, поэтому последующий переход к рассеянию на газовых облаках не должен был привести к сильному изменению угла Θ , как и наблюдалось.

4. Максимум IV при $\Theta \approx 15^\circ$ был вызван менее мощным выбросом пыли, когда активная область продвинулась еще на 45° . Затем продолжительное время поляризация медленно уменьшалась и при этом ее плоскость постепенно поворачивалась, совершив полный оборот за два года. В рамках предлагаемой модели можно предположить, что при постепенном удалении от звезды потока крупных частиц плоскость поляризации при рассеянии на мелких пылинках и газе стремилась постепенно повернуться до $\Theta \approx (15^\circ + 90^\circ)$. Когда угол достиг этого значения, начали возникать газовые выбросы вблизи активной области, продвинувшейся на край диска, создавая поляризацию с углом Θ , нормальным к радиусу звезды в районе этой области ($\Theta \approx 70^\circ$).

5. Вслед за этим поляризация начала быстро нарастать (максимум V) из-за выброса пыли из области, уже ушедшей за край диска, и плоскость поляризации столь же быстро повернулась до значений $\Theta \approx 140^\circ \div 150^\circ$.

6. Следующий максимум поляризации VI ($\Theta \approx 30^\circ$) по нашей схеме уже не мог быть обеспечен той же активной областью. Его создал выброс пыли из антиподальной активной области, приближающейся к краю диска, но еще не взошедшей. Этот максимум не сопровождался, даже с запаздыванием, сколько-нибудь значительным минимумом блеска, возможно потому, что соответствующий цикл активности закончился ко времени выхода области на видимую сторону звезды.

7. Наблюдавшийся затем максимум поляризации VII, немного запаздывавший по отношению к минимуму блеска в начале 1982 г., обеспечивался выбросом пыли из области, целиком расположенной на видимой стороне звезды, отчего наблюдался минимум блеска глубже всех предыдущих, начиная с 1965 г. В этом случае поляризация создается при прохождении излучения звезды сквозь поток ориентированных частиц. Если частицы, как и прежде, ориентированы из-за движения пыли через газ, что равносильно ориентации газовым потоком, то, будучи выстроены длинными осями вдоль магнитного поля, они произведут теперь поляризацию света в направлении, перпендикулярном полю. Так как Θ в этом случае составлял $\sim 25^\circ$, то магнитное поле над областью должно быть в среднем на-

правлено под углом $45^\circ < \alpha < 90^\circ$ к экватору. В 1983 г., когда степень поляризации еще не уменьшилась, мы наблюдали, как плоскость поляризации сделала значительный и быстрый поворот (на $\sim 40^\circ$ за ~ 75 дней). Объяснение этому явлению можно усмотреть в том, что выброс пыли произошел все-таки еще близко к краю диска, и когда облако пыли, удаляясь от звезды, перестало проектироваться на диск, появилась поляризация рассеянного, а не прошедшего через пылевое облако излучения.

4. *Прогноз изменений поляризации и блеска μ Сеп.* В модели было предположено, что активная область, вызывавшая изменения блеска и поляризации в течение 1967—1978 гг., проходила ближе к краю диска, чем экватор, а антиподальная область — ближе к центру. Такое предположение вызвано, в частности, тем, что очень значительных колебаний блеска в указанные годы не наблюдалось и общий уровень блеска был выше среднего. Минимум же 1981—1982 гг. сравним по глубине с минимумом 1960 г., за которым последовали изменения блеска с большими амплитудами ($\geq 1^m$) в течение еще примерно пяти лет. Немногочисленные наблюдения поляризации, выполненные в то время разными авторами (Григорян, Шаховской, Вардanian), показали, что собственная поляризация имела позиционные углы в пределах от 95° до 150° [2].

Сообразовав нашу модель с предыдущими изменениями блеска и поляризации μ Сеп, мы можем надеяться, что и дальнейшие изменения в общих чертах последуют в соответствии с предположением о циклической деятельности активных областей на поверхности медленно вращающейся звезды. То есть, в ближайшие пять лет следует ожидать, что произойдут, скорее всего, еще два глубоких минимума блеска, а соответствующие им максимумы поляризации будут происходить при позиционных углах около $120^\circ \div 140^\circ$ в одном случае и $100^\circ \div 80^\circ$ — в другом (см. пунктир на рис. 3).

Ленинградский государственный
университет

THE MODEL OF THE PHENOMENON RESPONSIBLE FOR VARIATIONS OF POLARIZATION AND BRIGHTNESS OF μ Cep

T. A. POLYAKOVA

A model is proposed explaining variations of brightness and intrinsic polarization of μ Cep by two active antipodal regions rotating with the star. The polarization is caused by scattering of starlight on

dust streams ejected from spots in the active regions. The dust particles are oriented when moving through gas along magnetic field lines above the bipolar active regions. The parameters of polarization sources were chosen within known values to obtain maximum observed polarization. On the basis of this model brightness and polarization variations of μ Cep are forecasted for the period of the next five or six years. Also the results of observations of μ Cep for VI 1981 — VI 1983 are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Полякова, Вестн. ЛГУ, № 7, 92, 1982.
2. Т. А. Полякова, Астрофизика, 16, 491, 1980.
3. Т. А. Полякова, Астрофизика, 10, 53, 1974.
4. Т. А. Полякова, Труды АО ЛГУ, 38, 91, 1982.
5. Т. А. Полякова, Переменные звезды, 20, 75, 1975.
6. Р. Крафт, Звездные атмосферы, ред. Дж. Л. Гринстейн, гл. 9, Мир, М., 1963.
7. W. Hassenstein, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam, Bd. 29, 1, 3, 1938.
8. C. L. Hemenway, D. S. Hallgren, D. C. Shmalberger, Nature, 238, 256, 1972.
9. L. Hartmann, B. W. Vorp, M. Dussault, P. V. Noah, A. Klimke, Ap. J., 249, 662, 1981.
10. W. Hagen, Ap. J., Suppl. ser., 38, 1, 1978.
11. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
12. А. Э. Долинов, И. Г. Митрофанов, Астрон. ж., 52, 1268, 1975.
13. А. Э. Долинов, И. Г. Митрофанов, Астрон. ж., 54, 1259, 1977.
14. А. Э. Долинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев, Распространение и поляризация излучения в космической среде, Наука, М., 1979.
15. H. L. Johnson, Com. L. P. L., 3, 73, 1965.

УДК 524.358

О МЕХАНИЗМЕ ИСТЕЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ИЗ ЗВЕЗД ВОЛЬФА — РАЙЕ

И. Ф. МАЛОВ, В. И. ШИШОВ

Поступила 28 июня 1983

Принята к печати 3 февраля 1984

В работе рассмотрен механизм ускорения вещества внутри звезды Вольфа—Райе за счет излучения при условии, что светимость звезды $L \gtrsim L_c = \frac{4\pi c GM}{\tau_e}$. Показано, что этот механизм допускает плавный переход через скорость звука в областях с $\tau_e \gg 1$. В рамках сделанных предположений по наблюдаемой массе звезды можно оценить ее светимость и расстояние до нее.

1. *Введение.* Хорошо известно, что наиболее интенсивное истечение вещества в межзвездную среду происходит из звезд типа Вольфа — Райе (WR). Характерная скорость потери массы этими объектами \dot{M}_{WR} составляет $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. В ряде работ (см., например, [1—5]) обсуждаются возможные механизмы ускорения вещества в этих звездах. Показано, что ускорение может происходить как внутри звезды при сильной привязке излучения к веществу ($\tau \gg 1$) [2—3], так и в атмосфере звезды, где $\tau \lesssim 1$ [1, 4, 5]. В частности, если светимость звезды L больше критической светимости $L_c = \frac{4\pi c GM}{x}$, где M — масса звезды, а x — средний по спектру коэффициент поглощения, то эффективной ускоряющей силой может быть сила лучистого давления на свободные электроны [5]. Кроме предположения о том, что $L > L_c$, в [5] было принято значение скорости вещества на границе фотосферы ($\tau_e \sim 1$), в несколько раз превышающее скорость звука на том же уровне. Это предположение было произвольным и вынуждалось тем обстоятельством, что указанный механизм не допускал перехода через скорость звука. Впоследствии прямыми измерениями в двойной системе V 444 Cyg было показано, что скорость на уровне R_* , соответствующем $\tau_e \sim 1$, действительно является существенно сверхзвуковой и достигает для этой звезды WR значения $V_* \sim 300$ км/с [6]. При

этом измеренная светимость звезды WR оказалась близкой к эддингтоновской светимости.

Таким образом, в настоящее время близость светимости звезды WR к критической и наличие сверхзвуковой скорости на уровне «фотосферы» ($\tau \sim 1$) можно считать наблюдательными фактами.

Массы звезд WR по наблюдениям двойных систем заключены в пределах от $6 M_{\odot}$ до $13 M_{\odot}$ при среднем значении порядка $10 M_{\odot}$, температуры фотосферы $T_* \approx 80\,000 - 100\,000\text{K}$ при $\bar{T}_* \approx 90\,000\text{K}$; радиус фотосферы $R_* \approx 3 R_{\odot}$, а электронные плотности на этом уровне $n_e \sim 10^{13}\text{ см}^{-3}$ [6 - 7].

С учетом приведенных данных ниже делается попытка описать формирование течения во внутренних областях звезд WR.

2. *Основные уравнения.* Исследование спектральных линий в звездах WR [8—9] показывает, что атмосферы этих звезд более чем на 80% (по числу атомов) состоят из гелия. Мы в дальнейшем будем считать, что звезды WR — чисто гелиевые. Для принятых значений температур и плотностей на уровне фотосферы отношение импульса, передаваемого на газ при поглощении, к импульсу за счет рассеяния на электронах составляет 4—8% [10]. Можно поэтому считать, что основной вклад в непрозрачность вносит томсоновское рассеяние. Мы далее предполагаем, что и во внутренних слоях звезды WR непрозрачность полностью определяется рассеянием на электронах. Справедливость этого предположения обсуждается ниже.

В [2] при рассмотрении политропного механизма ускорения вещества считалось, что вся энергия излучения переносится потоком газа, к которому жестко привязано излучение. В [3] же полагалось, что перенос этой энергии связан полностью с лучистой теплопроводностью. И в том, и в другом случае не удалось получить переход через скорость звука для приемлемых значений параметров. Здесь мы рассматриваем режим, при котором учитываются оба эти процесса. В качестве исходной принята система уравнений радиационной газодинамики при сильной привязке излучения к веществу [11]. Для сферически-симметричного течения в поле тяжести звезды с массой M и светимостью L эта система может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr}(r^2 p V) &= 0, \\ \rho V \frac{dV}{dr} + \frac{dP_g}{dr} + \frac{dP_r}{dr} + \rho \frac{GM}{r^2} &= 0, \\ \rho V r^2 \left(\frac{V^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{P_g}{\rho} + 4 \frac{P_r}{\rho} - \frac{GM}{r} \right) + r^2 H_r &= \frac{L}{4\pi}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$H_r = - \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dr},$$

$$P_g = \rho \frac{kT}{m},$$

$$P_r = \frac{aT^4}{3},$$

где ρ — плотность, T — температура, V — скорость движения газа, H_r — поток лучистой энергии, P_g — газовое давление, P_r — давление излучения. Для среды, состоящей из полностью ионизованного гелия и электронов, $\bar{m} = \frac{m_e n_e + m_{\text{He}} n_{\text{He III}}}{n_e + n_{\text{He III}}} \approx \frac{4}{3} m_H$. Для дальнейшего анализа системы уравнений (1) удобно провести ее обезразмеривание, введя следующие переменные:

$$W^2 = \frac{V^2}{\frac{kT_*}{\bar{m}}}, \quad \theta = \frac{T}{T_*}, \quad \mu = \frac{\rho}{\rho_*}, \quad x = \frac{r}{R_*}. \quad (2)$$

В безразмерной форме исследуемая система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (x^2 \mu W) &= 0, \\ \mu W \frac{dW}{dx} + \mu \frac{d\theta}{dx} + \theta \frac{d\mu}{dx} + 4\beta_0 \theta^3 \frac{d\theta}{dx} + g \frac{\mu}{x^2} &= 0, \\ \mu W x^2 \left(\frac{W^2}{2} + \frac{5}{2} \theta + 4\beta_0 \frac{\theta^4}{\mu} - \frac{g}{x} \right) - Q \frac{\theta^3 x^2}{\mu} \frac{d\theta}{dx} &= \lambda, \end{aligned} \quad (3)$$

где введены безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} \beta_0 &= \frac{\bar{a} \bar{m} T_*^3}{3k\rho_*}, \quad g = \frac{\bar{m} GM}{kR_* T_*}, \quad Q = \frac{4\beta_0}{AB}, \\ A &= x_* \rho_* R_*, \quad B = \frac{\sqrt{\frac{kT_*}{\bar{m}}}}{c}, \quad \lambda = \frac{L}{4\pi R_*^2 \rho_* \left(\frac{kT_*}{\bar{m}} \right)^{3/2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Параметр β_0 характеризует отношение лучистого давления к газовому, g — отношение гравитационной энергии к тепловой, A определяет оптическую толщину по рассеянию среды с размером R_* и плотностью ρ_* , B —

отношение изотермической скорости звука к скорости света, λ — отношение светимости к мощности теплового потока. Все параметры вычисляются на некотором фиксированном уровне, за который в настоящей работе принята граница фотосферы.

Для указанных выше наблюдаемых значений физических величин на уровне фотосферы безразмерные параметры задачи равны:

$$\beta_0 = 887; g = 1140; A = 1.4; B = 7.87 \cdot 10^{-5};$$

$$Q = 3.22 \cdot 10^7; \lambda = \frac{g}{AB} = 1.03 \cdot 10^7.$$

При этих значениях параметров ряд членов в системе (3) может быть опущен, и она примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (x^2 \mu W) &= 0, \\ \mu W \frac{dW}{dx} + \theta \frac{d\mu}{dx} + 4\beta_0 \theta^3 \frac{d\theta}{dx} + g \frac{\mu}{x^2} &= 0, \\ \mu W x^2 \left(4\beta_0 \frac{\theta^4}{\mu} - \frac{g}{x} \right) - Q \frac{x^2 \theta^3}{\mu} \frac{d\theta}{dx} &= \lambda. \end{aligned} \quad (4)$$

Вводя безразмерную скорость на уровне фотосферы w_* ($= x^2 \mu w$) и исключая μ из системы, получим следующие уравнения для дальнейшего исследования:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dx} &= \frac{W}{x^2} \frac{C_0 \theta^4 W x^2 - 2\theta x + g \left(1 - \frac{L}{L_c} \right)}{\theta - W^2}, \\ \frac{d\theta}{dx} &= AB W_* \frac{\theta}{x^2} - \frac{\lambda W_*}{Q x^4 \theta^3 W} \end{aligned} \quad (5)$$

где $C_0 = 4 \beta_0 AB$. Для принятых значений параметров $C_0 = 0.39$.

3. Анализ исходной системы. Нами было проведено исследование системы (5) в предположении о том, что $\frac{L}{L_c} = 1 + \delta$ при $0 < \delta \ll 1$. Превышение светимости над критической не приведет к катастрофическому разлету звезды, поскольку внутри звезды часть энергии, большая чем δ , переносится конвективно (член $r^2 P_r / V$ в уравнении энергии системы (1)). Топология интегральных кривых, полученная численным анализом системы (5), приведена на рис. 1 для $\delta = 0.013$ и значений остальных параметров, указанных выше. Система (5) имеет особую точку типа седла со зна-

чениями производной в этой точке, имеющими разные знаки. Следовательно, существует плавный переход от дозвуковых скоростей в самых глубоких слоях звезды к скоростям, превышающим скорость звука, в областях выше особой точки. Значение скорости газа на поверхности звезды ($x = 1$) зависит от параметра δ . На рис. 2 приведена зависимость $W_*(\delta)$ для особых кривых при неизменных значениях других параметров. Для V 444 Cyg $W_* = 12.7$, что соответствует $\delta = 0.013$. Существует также зависимость W_* от R_* (рис. 3). Знание M , W_* и R_* из наблюдений позволяет оценить величину δ .

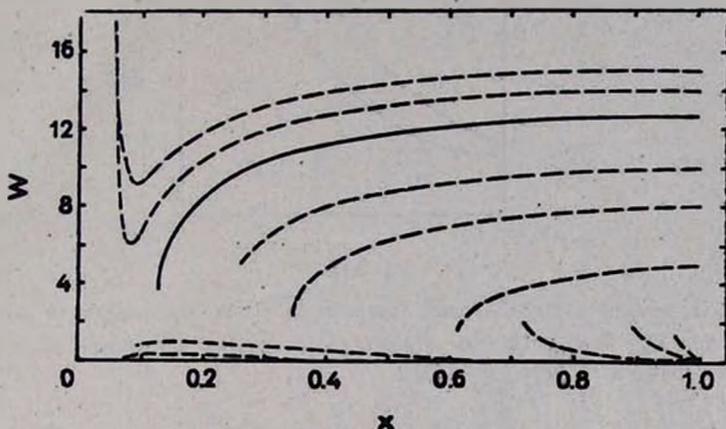


Рис. 1. Семейство интегральных кривых системы (5) при $\delta = 0.013$, $R_* = 3 R_\odot$ и значениях других параметров, приведенных в тексте.

Поведение интегральных кривых можно понять из приближенного анализа системы (5).

В области установившегося течения ($0.2 < x \leq 1$) скорость значительно превышает тепловую и изменяется очень медленно. Описать эту область можно следующей системой:

$$\begin{aligned} W \frac{dW}{dx} &= \frac{g\delta}{x^3} - C_0 W \pi_r, \\ \frac{d\pi_r}{dx} &= - \frac{4i}{Qx^4}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\pi_r = C^4$ — безразмерное давление излучения. Из второго уравнения следует, что во внутренних слоях звезды

$$\pi_r \approx \frac{4i}{3Qx^3}, \quad (7)$$

и, следовательно, в области, где происходит основное ускорение газа,

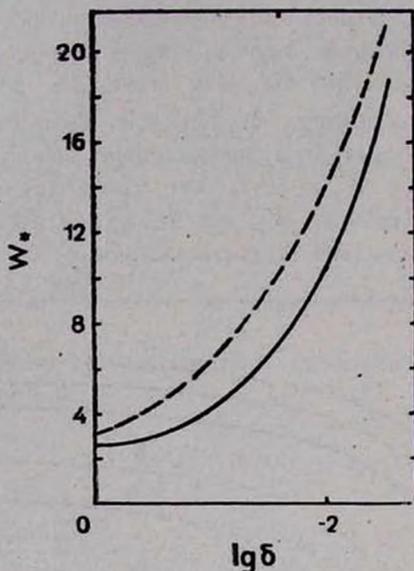


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости на уровне фотосферы от величины параметра δ при $R_* = 3 R_{\odot}$. Сплошная кривая — результат численного интегрирования, пунктирная — оценки по формуле (13).

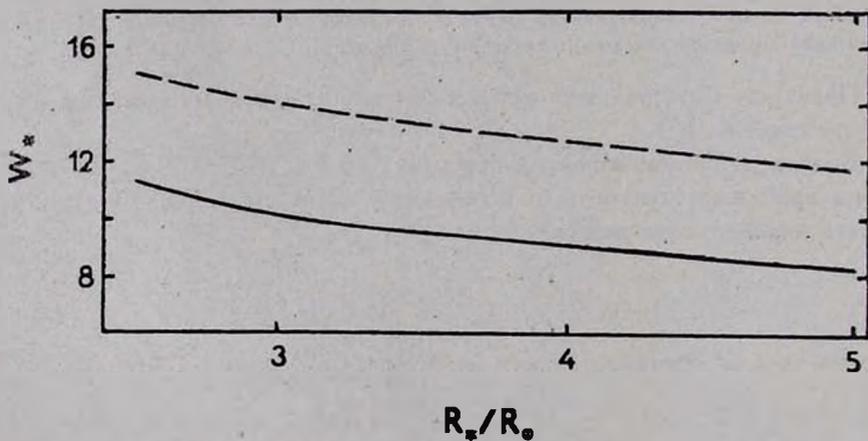


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости на уровне фотосферы от радиуса фотосферы для $\delta = 0.01$. Данные численного счета — сплошная кривая, оценки по формуле (13) — пунктирная.

$$W \frac{dW}{dx} \approx \frac{g\delta}{x^2},$$

т. е.

$$W^2 \approx \frac{2g\delta}{x_1}. \quad (8)$$

Поскольку слой, в котором происходят основные ускорения, является узким, x_1 приближенно можно определить из условия:

$$\frac{g\delta}{x_1^2} = C_0 W_* \pi_r(x_1). \quad (9)$$

Учитывая (7) и (8), получим:

$$x_1 = \sqrt{\frac{8C_0\delta}{3QW_*}}. \quad (10)$$

Принимая во внимание, что $L \approx L_c$ и $A \approx 1$, имеем

$$x_1 \approx \frac{V_{\text{esc}}}{V_* \cdot c} \quad (11)$$

и

$$\delta \approx \frac{V_*}{V_{\text{esc}}} \sqrt{\frac{V_*}{c}}, \quad (12)$$

где $V_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM}{R_*}}$ — скорость убегания с поверхности звезды.

4. *Обсуждение результатов.* Знание V_* и V_{esc} позволяет оценить величину δ и уровень внутри звезды, на котором происходит переход через скорость звука.

Полученные оценки делают понятным поведение кривых, представленных на рис. 2 и 3. Действительно, из (12) следует, что

$$W_* = 205 \left(\frac{\delta^2 \frac{M}{M_\odot}}{R_*/R_\odot} \right)^{1/3}, \quad (13)$$

и, следовательно, W_* растет при увеличении δ и уменьшении R_* , причем последняя зависимость должна быть более слабой.

Приведенные выше оценки позволяют определить скорость потери массы звездой $|\dot{M}| = 4\pi R_*^2 \rho_* V_*$. Поскольку $\rho_* R_* x_1 \approx 1$, а $V_* = (\delta^2 V_{\text{esc}}^2)^{1/3}$, то

$$|M| = \frac{4\pi \sqrt[3]{2Gc} \delta^{2/3} M^{1/3} R_*^{2/3}}{x_e} = 3.36 \cdot 10^{-5} \delta^{2/3} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/3} \left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^{2/3} \frac{M_\odot}{\text{год}} \quad (14)$$

Таким образом, по M , R_* и V_* можно оценить δ , а затем и $|M|$.

Кроме того, если у звезд WR $L \approx L_c$, то по известной массе (скажем, из наблюдений двойных систем) можно определить светимость звезды:

$$L = \frac{4\pi c GM}{x_e} \quad (15)$$

А знание светимости позволит определить расстояние до звезды. Соотношение (15) можно использовать и для оценки массы, если известна светимость.

Наконец, результаты численного счета показывают, что исходные предположения о доминирующей роли электронного рассеяния в процессах переноса излучения и малости газового давления по сравнению с лучистым ($\beta_0 \gg 1$) выполняются во всей области течения от дозвуковых до сверхзвуковых скоростей.

В задачу этой работы не входило построение полной модели звезды WR, а только рассмотрение возможности ускорения вещества внутри звезды при условии, что $L \gtrsim L_c$. Построение модели от сверхзвуковой оболочки до квазистатического ядра требует учета газового давления в системе (3), ибо, как показывают оценки, роль газового давления при движении внутрь звезды возрастает.

В заключение подчеркнем еще несколько важных моментов.

1) При анализе исходной системы предполагалось, что M не зависит от r , т. е., что основная масса заключена в квазигидростатическом ядре. Используя данные численного счета при $\delta = 0.01$ от $x = 0.16$ до $x = 1$ и $W_* = 10$, мы получили

$$M_{об} = 4\pi R_*^3 \rho_* \int_{0.16}^1 \mu x^3 dx = 6 \cdot 10^{24} \text{г},$$

т. е. $M_{об} \ll M_{ядр}$, что согласуется со сделанным предположением.

2) Проведенный анализ показывает, что расчет моделей внутреннего строения звезд WR должен давать радиус гидростатической звезды r_* , примерно на порядок меньший, чем измеренные радиусы фотосфер звезд WR, R_* . Грубая оценка r_* может быть сделана по формуле (11).

3) В работах [12—13] рассматривалось ускорение вещества в оболочке звезды при переменной непрозрачности для случая, когда $L < L_c$ в до-

звуковой области и $L > L_c$ после перехода через скорость звука. В работе [14] проведено детальное исследование системы (1) при $\bar{x} = \text{const}$ и произвольных значениях параметров. Мы здесь задавались целью использовать некоторые особенности системы (1) для описания течения внутри звезды WR, полагая $x = x_*$ и $L \geq L_c$ во всей области ускорения.

4) В рассмотренной нами модели скорость на фотосфере V_* зависит от величины параметра δ (рис. 2 и формула (8)). Наблюдаемому значению $V_* \sim 300$ км/с для V 444 Cyg соответствует, как уже отмечалось, $\delta = 0.013$. Для описания ускорения в атмосфере звезды WR за счет томсоновского рассеяния излучения на электронах в работе [5] брались значения $g\delta = 211-1243$. Тогда по формуле (8) (при $x_* \sim 0.1$) $W_* = 60 \div 160$, что соответствует скорости на фотосфере ≥ 1000 км/с, а это противоречит данным наблюдений. Следовательно, если верна предложенная здесь модель, то в атмосферах звезд WR должен работать другой (не связанный с томсоновским рассеянием) механизм ускорения.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ON A FORMATION OF A MASS FLOW FROM WOLF-RAYET STARS

I. F. MALOV, V. I. SHISHOV

The mechanism of an acceleration of matter in Wolf-Rayet stars due to radiation is considered. This mechanism operates if $L \geq L_c = \frac{4\pi c GM}{x_*}$ and $\tau_* \gg 1$. It allows a smooth transition from subsonic velocities to supersonic ones. On the basis of some assumptions, luminosities of Wolf-Rayet stars and distances to them can be estimated from observed values of masses.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. B. Lucy, P. M. Solomon, Ap. J., 159, 879, 1970.
2. И. Ф. Малов, Труды ФИАН, 62, 33, 1972.
3. М. В. Конюков, И. Ф. Малов, Труды ФИАН, 62, 188, 1972.
4. И. Ф. Малов, Астрофизика, 8, 227, 1972.
5. И. Ф. Малов, Астрофизика, 10, 575, 1974.
6. А. В. Гончарский, А. М. Черепашук, А. Г. Язюла, Численные методы решения обратных задач астрофизики, Наука, М., 1978, стр. 272.
7. С. В. Рублев, А. М. Черепашук, в сб. «Явления нестационарности и звездная эволюция», Наука, М., 1974, стр. 47.

8. С. В. Рублев, Изв. САО, 4, 3, 1972.
9. М. Ильмас, Т. Нулис, Эмиссионные линии в спектрах звезд Вольфа—Райса, Тарту, 1973.
10. С. В. Рублев, Астрон. ж., 42, 718, 1965.
11. С. Э. Беленький, Труды ФИАН, 10, 15, 1958.
12. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, Астрон. ж., 45, 241, 1968.
13. G. S. Bisenovaty-Kogan, Astrophys. Space Sci., 22, 307, 1973.
14. Г. С. Бисноватый-Коган, Прикладная мат. и мех., 31, 762, 1967.

УДК 524.527

СТРУКТУРА МАССИВНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

Л. Н. АРШУТКИН, И. Г. КОЛЕСНИК

Поступила 20 мая 1983

Принята к печати 3 апреля 1984

Рассматривается строение массивных молекулярных облаков, поддерживаемых в равновесии турбулентным давлением. На основании выполненных расчетов сферически-симметричных гидростатических моделей показано, что необходимым условием существования плотных ядер молекулярных облаков является уменьшение скорости турбулентных движений к центру. С наблюдательными данными лучше всего согласуются модели, в которых турбулентная энергия сравнима с тепловой. Из этого условия следует, что скорости хаотических движений должны быть умеренно сверхзвуковыми. Построенная структура массивного ($\sim 10^5 M_{\odot}$) облака качественно согласуется с параметрами наблюдаемых гигантских молекулярных облаков. Зависимость скорости турбулентности от размеров областей в модели сравнима с соотношениями, полученными из наблюдений. Молекулярное облако должно быть погружено в протяженную (~ 100 пс) и диффузную ($n \sim 2 - 5 \text{ см}^{-3}$) оболочку из атомарного водорода.

1. *Введение.* В последние годы по многочисленным наблюдениям радиоизлучения молекул получен большой объем информации о массивных молекулярных облаках. Для интерпретации этих данных необходимы расчеты их внутренней структуры. Большое время жизни массивных облаков ($\gtrsim 4 \cdot 10^7$ лет [1]) заставляет предполагать, что они являются квазистационарными образованиями.

В данной работе рассматривается возможность существования массивных облаков, поддерживаемых в равновесии турбулентным давлением. С этой целью рассчитаны модели равновесных турбулентных облаков. В предыдущей работе [2] было показано, что при постоянной по облаку турбулентной скорости нельзя получить высокие плотности, соответствующие наблюдениям, и сделан вывод о том, что в облаках скорость турбулентности должна уменьшаться к центру.

В настоящей работе приводятся результаты численного расчета моделей для свободных параметров — внешнего давления межоблачного газа P_0 ; скорости турбулентности v , и массы облака M . Выполненные расчеты позволяют конструировать модели массивных молекулярных облаков, опи-

сывающие наблюдаемые характеристики, а также позволяющие обсуждать проблемы их устойчивости и эволюции.

2. Формулировка задачи. В качестве модели будем рассматривать квазистатическое сферически-симметричное облако заданной массы, в котором тепловое и турбулентное давления уравниваются самогравитацией и внешним давлением P_0 . Обладая сравнительной простотой, такие модели дают возможность описывать особенности строения наблюдаемых облаков.

Модель описывается уравнением гидростатического равновесия, дополненным системой уравнений энергетического и химического равновесия. В балансе энергии учитывается: нагрев фотоэлектронами с пылинок, мягкими космическими лучами, диссипацией турбулентности и нагрев при образовании молекул H_2 на поверхности пылинок; охлаждение определяется содержанием C^+ , C , O , CO и частицами межзвездной пыли.

Уравнения, описывающие модель, и методы их решения детально обсуждаются в [3—5] и в краткой форме приведены в приложении. Скорость охлаждения молекулами CO рассчитывается по аппроксимационной формуле, полученной в [5]. Для этого необходимо знать относительное содержание молекул. Расчету молекулярного состава межзвездных облаков посвящен ряд работ (см., например [6, 7]). Анализ этих исследований позволяет заключить, что обилие молекул CO определяется главным образом оптической толщиной среды и слабо зависит от температуры и плотности в типичных для молекулярных облаков условиях ($n \sim 100 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10 - 30 \text{ K}$). Область эффективного образования CO лежит в пределах $N \sim 10^{21} - 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. В данной работе принимается зависимость величины $n(CO)/n(H_2)$ от N согласно [8]. Предполагается, что это соотношение не зависит от плотности и температуры. При больших плотностях ($n \geq 10^4 \text{ см}^{-3}$) необходимо учитывать охлаждение межзвездными пылинками. Температура пыли T_d , которую следует вычислять при расчете скорости охлаждения, находится из условия теплового баланса пылинок. В вычислениях применяется модель, рассмотренная Вернером и Солпитером [9].

Нагрев, связанный с диссипацией турбулентности, определяется величиной диссипации энергии ε_d . Оценки для межзвездных облаков дают величину ε_d в пределах $10^{-4} - 10^{-2} \text{ эрг г}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [10, 11]. В данных расчетах принимается, что $\varepsilon_d = 10^{-3} \text{ эрг г}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

3. Результаты. Расчеты проведены для параметров: P_0 — в интервале $3 \cdot 10^3 - 7 \cdot 10^4 \text{ К см}^{-3}$, v_t — в пределах $0.5 - 5.5 \text{ км с}^{-1}$. Учет самогравитации дает возможность определять верхний предел массы равновесного облака при заданных величинах P_0 и v_t . Для каждого значения внеш-

него давления и скорости турбулентности рассмотрен набор масс облаков вплоть до предельной равновесной. Результаты расчетов суммированы на рис. 1—4.

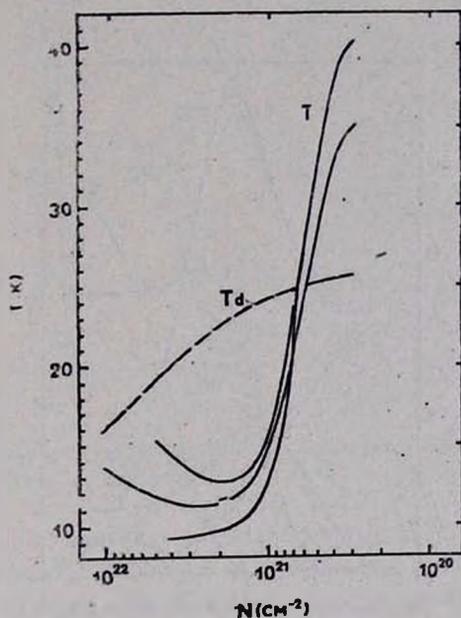


Рис. 1. Распределение температуры газа T в зависимости от плотности на луче зрения N . Пунктирной кривой показано изменение температуры пыли T_d .

На рис. 1 приведена зависимость температуры от плотности на луче зрения для рассчитанных моделей. Анализ этих профилей показывает, что существует общая закономерность: в области $N \sim (4-8) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ происходит резкое понижение температуры газа. При $N > 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ градиент уменьшается. В области $N \sim (1-2.5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ температура примерно постоянна и плавно растет при $N \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

Такая зависимость определяется соответствующими изменениями с глубиной скоростей нагрева и охлаждения. Из рис. 2 видно, что до $N \sim 10^{21} \text{ см}^{-2}$ основную роль в нагреве играет ультрафиолетовое излучение, выбивающее электроны с пылинок. В более глубоких слоях, до $N \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ нагрев определяется в основном взаимодействием газа с космическими лучами. При $N \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ преобладающим источником нагрева становится диссипация турбулентности. Небольшой рост температуры в центральных областях обеспечивается этим механизмом.

Охлаждение в наружных слоях до $N \sim (4-5) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ в основном определяется атомами кислорода и ионами углерода C^+ , а в более глубо-

ких слоях, где создаются благоприятные условия для образования молекул, молекулами CO. Окись углерода эффективно образуется при $N \gtrsim 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Следует отметить, что зона образования молекулярного водорода лежит в области $N \sim (2 - 6) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ (рис. 3).

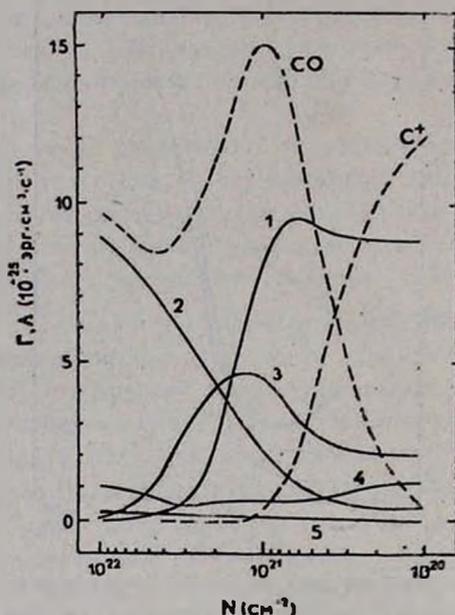


Рис. 2. Функции нагрева (сплошные кривые) и охлаждения (пунктирные кривые) в зависимости от N : 1 — нагрев фотоэлектронами; 2 — нагрев диссипацией турбулентных движений; 3 — нагрев космическими лучами; 4 — нагрев при образовании H_2 на пыли; 5 — охлаждение и нагрев межзвездными пылинками.

Как видно из рис. 1, температура пыли T_d в центральных областях больше температуры газа. Это объясняется тем, что образование молекул CO приводит к более эффективному охлаждению газа. Следовательно, в этой области пыль не охлаждает, а нагревает газ. Эффективность этого нагрева мала по сравнению с другими механизмами.

Итак, резкое понижение температуры газа в области $N \gtrsim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ обуславливается тем, что: 1) облако становится оптически толстым для внешних источников нагрева; 2) создаются благоприятные условия для образования молекул окиси углерода — эффективных источников охлаждения.

Понижение температуры должно привести (для сохранения давления) к повышению плотности. Таким образом, в облаках, где плотность на луче зрения превышает величину $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, должны выделиться холодные, плотные области. Такой механизм формирования плотных ядер

межзвездных облаков впервые рассмотрен в работе [12], в которой показано, что минимальная масса облака, в котором начинают играть роль эффекты непрозрачности, $\sim 2 \cdot 10^4 M_{\odot}$.

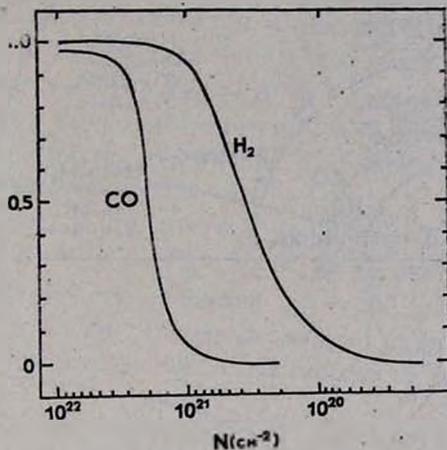


Рис. 3. Относительное содержание молекул водорода $\mu(H_2)/\mu(H+H_2)$ и молекул окиси углерода $\mu(CO)/\mu_C$ в зависимости от N .

Однако, так как давление в облаке определяется суммой теплового P_T и турбулентного P_t очевидно, что выделение плотной области возможно только в том случае, когда P_t не превышает заметно P_T . В противном случае, при $P_t \gg P_T$, понижение температуры газа не приведет к повышению плотности. Анализ структур моделей с различными величинами турбулентной скорости показывает, что выделение плотных ядер происходит тогда, когда турбулентная энергия сравнима с тепловой:

$$E_t \sim E_T. \quad (1)$$

При $E_t \gg E_T$ получаем диффузные облака. В случае $E_t \ll E_T$ предельные массы облаков слишком малы и в них $N \lesssim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$.

Итак, вторым необходимым условием для выделения плотных областей в межзвездных облаках является примерное равенство турбулентной и тепловой энергии. Из (1) имеем

$$v_t \approx 0.2 \sqrt{T} \text{ км с}^{-1}. \quad (2)$$

Сравнивая это выражение с формулой для адиабатической скорости звука $c_s \approx 0.06 T \text{ (км с}^{-1}\text{)}$ получаем, что скорости хаотических движений должны быть умеренно сверхзвуковыми.

4. Модель массивного облака. По полученным результатам построена модель массивного молекулярного облака (рис. 4).

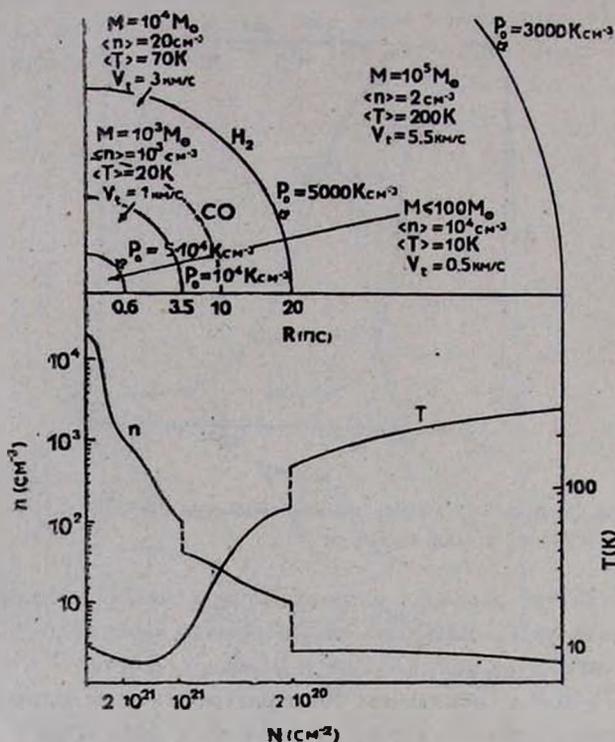


Рис. 4. Строение массивного молекулярного облака. Для каждой зоны приведены значения внешнего давления, массы, турбулентной скорости и средние величины температуры и плотности. В нижней части рисунка показано изменение плотности n и температуры T по радиусу. Скачки в распределении параметров на границах зон обусловлены скачкообразными изменениями в модели величины турбулентной скорости.

Для того, чтобы внешняя оболочка с массой $10^5 M_{\odot}$ поддерживалась в равновесии при внешнем давлении $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$, скорости хаотических движений должны достигать величины $\sim 5.5 \text{ км с}^{-1}$. Расчет модели с такими параметрами дает низкую плотность газа — величина n не превышает $3-4 \text{ см}^{-3}$. Градиент плотности по радиусу пренебрежимо мал. Температура газа в поверхностных слоях $\geq 300 \text{ K}$ и заметно падает с глубиной. Водород в основном находится в атомарном состоянии. Радиус облака около 70 пс . Таким образом, получаем протяженную диффузную оболочку H I.

Во внутренних областях, при $N > 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ начинается эффективное образование молекулярного водорода. Температура газа в этой области падает ниже 100 K . Скорость турбулентности не дол-

жна превышать $2-3 \text{ км с}^{-1}$, давление возрастает до $\sim 5000 \text{ К см}^{-3}$. Расчеты для параметров $v_t = 3 \text{ км с}^{-1}$ и $P_0 = 5000 \text{ К см}^{-3}$ дают значение предельной массы $\mathcal{M}_{\text{пр}} \approx 10^4 \mathcal{M}_{\odot}$. Плотность газа в среднем $\sim 10 \text{ см}^{-3}$ с небольшим градиентом к центру. Выделяемая зона представляет собой область молекулярного водорода. Молекул окиси углерода здесь мало: $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) \approx 10^{-7}$. Радиус этой области $\sim 20 \text{ пс}$.

При $N \geq 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ выделяется плотная, холодная зона, где температура резко падает до $\sim 20 \text{ К}$. Следовательно, скорость турбулентности должна уменьшиться до $\sim 1 \text{ км с}^{-1}$. Давление достигает величины $\sim 10^4 \text{ К см}^{-3}$. Предельная масса равновесного облака с параметрами $v_t = 1 \text{ км с}^{-1}$ и $P_0 = 10^4 \text{ К см}^{-3}$ составляет $\sim 10^3 \mathcal{M}_{\odot}$. Плотность в этой области меняется от $\sim 100 \text{ см}^{-3}$ в поверхностных слоях до более чем 10^3 см^{-3} в центральных. Градиент плотности примерно соответствует степенной зависимости: $n \propto r^{-1.2}$. Радиус этой области $\sim 3.5 \text{ пс}$.

Следующая, более глубокая зона выделяется при $N \geq 2 \cdot 10^{21}$. Здесь температура газа примерно постоянна, около 10 К , а при $N \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ медленно растет. В этой области резко ослабляется нагрев космическими лучами и температура определяется, главным образом, диссипацией турбулентности. Углерод связан в молекулы CO (при $N \geq 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) \geq 7 \cdot 10^{-5}$). Скорость турбулентности в этих условиях не должна превышать $\sim 0.5 \text{ км с}^{-1}$. Давление достигает величины $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ К см}^{-3}$. Расчет моделей для этих значений v_t и P_0 дает $\mathcal{M}_{\text{пр}} = 70 \mathcal{M}_{\odot}$. Градиент плотности близок к степенной зависимости с коэффициентом -2 : $n \propto r^{-2}$. Плотность в центральных областях превышает величину $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Радиус этой зоны $\approx 0.6 \text{ пс}$.

5. *Обсуждение.* Из приведенной модели следует, что молекулярное облако должно быть окружено протяженной разреженной оболочкой из атомарного водорода. Действительно, в направлении некоторых известных гигантских молекулярных облаков по наблюдениям в линии H I на 21 см обнаружено значительное количество атомарного водорода (см., например, [13, 14]). Размеры этих оболочек превышают 100 пс , плотность газа оценивается в $2-5 \text{ см}^{-3}$. Атомарный водород распределен более однородно по сравнению с молекулярными областями, которые обладают крайне неоднородной структурой и включают в себя ряд сгустков. Часто наблюдается целая иерархия более малых и плотных сгустков, погруженных в более крупные и разреженные. Параметры наиболее глубокой и плотной зоны модели хорошо согласуются с характеристиками этих малых и плотных сгустков. Обращает на себя внимание тот факт, что структура этой зоны похожа на структуру изолированных больших глобул, и есть основа-

ния предполагать, что глобулы представляют собой остатки массивных молекулярных облаков, разрушенных в результате звездообразования. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно.

Для сравнения с моделью в качестве примера рассмотрим структуру гигантского молекулярного комплекса в Орионе. В этой области внутри «Петли Барнарда» наблюдается HI облако с массой $\sim 10^5 M_{\odot}$ и размером ~ 120 пс. Плотность газа в этой области около 4 см^{-3} и практически не меняется по облаку [15]. Ширины линий HI соответствуют скоростям $\sim 7 \text{ км с}^{-1}$.

В этой оболочке находятся два массивных молекулярных облака L 1630, L 1641. Первое из них имеет массу $\sim 6 \cdot 10^4 M_{\odot}$ и размеры 20×40 пс. Облако L 1641 имеет массу $\sim 9 \cdot 10^4 M_{\odot}$ и вытянуто вдоль галактической плоскости на ~ 70 пс, а в перпендикулярном направлении на ~ 13 пс. Средняя концентрация частиц газа в этой области по данным ^{13}CO около 20 см^{-3} . Дисперсия скоростей по ширинам линий ^{13}CO составляет $\sim 5 \text{ км с}^{-1}$.

Внутри L 1641 выделяются четыре плотных фрагмента с массами от $3 \cdot 10^3$ до $10^4 M_{\odot}$ [16], плотность газа в которых в среднем около 10^3 см^{-3} . Ширины линий H_2CO свидетельствуют о скоростях $\sim 1-2 \text{ км с}^{-1}$. Размеры этих фрагментов в среднем около 5 пс. Наиболее детально изучен один из этих четырех сгустков. Это известное «молекулярное облако в Орионе» с массой $\sim 6 \cdot 10^3 M_{\odot}$, размеры которого в картинной плоскости $\sim 5 \times 1.5$ пс и средняя плотность газа $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$. В этом сгустке, в свою очередь, выделяются два фрагмента: OMC1 с массой $\sim 10^3 M_{\odot}$, размерами $L \simeq 1.2$ пс, $\langle n \rangle \simeq 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $\langle \Delta v \rangle \simeq 2 \text{ км с}^{-1}$ и OMC2, с массой $\sim 160 M_{\odot}$, $L \simeq 0.6$ пс, $\langle n \rangle \simeq 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $\langle \Delta v \rangle \lesssim 1 \text{ км с}^{-1}$ [17, 18]. В OMC1 происходит мощный процесс звездообразования. Молекулярные эмиссионные линии в направлении инфракрасных источников шире, чем в окружающей области. В направлении объекта KL ширины линий NH_3 , HCN примерно соответствуют $3-4 \text{ км с}^{-1}$ и уменьшаются до $1-2 \text{ км с}^{-1}$ на краях OMC1 [19].

Следует отметить, что в рассматриваемой модели не учитывается возможное влияние погруженных внутрь облака звезд на его структуру. Другими словами, рассматривается строение облака, в котором процесс звездообразования еще не начался, или еще не эффективен. Тем не менее, как видно из приведенного примера, присутствие небольшого количества звезд в гигантском облаке не оказывает заметного влияния на глобальные параметры облака. И несмотря на незначительные расхождения в конкретных параметрах, вся иерархическая структура молекулярного комплекса качественно согласуется с рассчитанной моделью.

Такое согласие делает предпочтительным вывод о том, что массивные молекулярные облака находятся в квазиравновесном состоянии и должны быть долгоживущими образованиями.

6. *Выводы.* Полученные результаты позволяют заключить, что значения скоростей хаотических движений, необходимых для объяснения структуры массивных облаков, должны быть умеренно сверхзвуковыми. Этот вывод согласуется с наблюдательными данными. Ширины линий, регистрируемых в молекулярных облаках, соответствуют, как правило, скоростям, превышающим скорость звука (см., например, [20, 21]).

Сверхзвуковые потоки обычно представляют как случайно движущиеся с большими скоростями фрагменты газа [22]. В этом случае турбулентную среду можно рассматривать как ансамбль турбулентных вихрей и ударных фронтов [23].

Хотя мало известно о сверхзвуковой турбулентности, есть свидетельства в пользу того, что структура умеренно сверхзвукового потока похожа на структуру дозвукового потока [24]. Ларсон в своих исследованиях [20, 25] обнаружил, что дисперсия скоростей σ в межзвездной среде показывает степенную зависимость от размеров области L : $\sigma \simeq 1.1 L^{0.38}$, не сильно отличающейся от закона Колмогорова для дозвуковой турбулентности: $\sigma \propto L^{0.33}$. Аналогичные исследования для больших глобул показали подобную же зависимость [26]: $\sigma \simeq 0.58 L^{0.48}$. Для сравнения отметим, что в приведенной модели зависимость между скоростью турбулентности и размерами области списывается выражением $v_t = 0.45 L^{0.5}$, что сравнимо с соотношениями, полученными из наблюдений.

Тот факт, что полученная зависимость несколько круче колмогоровской, согласуется с интерпретацией наблюдаемых движений как сверхзвуковая турбулентность, так как в этом случае часть энергии может быть диссипирована непосредственно в ударной волне.

Так как энергия турбулентного движения непрерывно диссипирует, принципиальное значение имеет вопрос о времени диссипации. Обычно принимается, что турбулентный вихрь разрушается за время прохождения расстояния, равного его диаметру: $\tau \simeq l/v_t$. Характерное время диссипации в межзвездных облаках не превышает величины $\sim 10^6$ лет. Следовательно, для поддержания турбулентного движения в стационарном состоянии за время жизни облака должен существовать непрерывный приток энергии. Скорость диссипации накладывает нижний предел на приток энергии. Источник должен обеспечить приток со скоростью, достаточной, по крайней мере, чтобы восполнять расход энергии на диссипацию. Как уже отмечалось, для межзвездных облаков величина диссипации энергии $\dot{\epsilon}_d$ в среднем оценивается в 10^{-3} эрг $\text{г}^{-1} \text{с}^{-1}$.

Можно указать несколько возможных источников турбулентной энергии [11, 22, 27]. Представляет интерес механизм генерации турбулентности при столкновениях массивного облака с малыми облаками. По оценкам [27] этот источник обеспечивает приток энергии со скоростью $\epsilon_n \simeq 5 \cdot 10^{-4}$ эрг $\text{г}^{-1} \text{с}^{-1}$. Как видим, такой механизм может поддерживать турбулентность в массивном облаке. Другой возможный источник — дифференциальное вращение Галактики [11] также обеспечивает достаточную скорость притока энергии: $\epsilon_n \simeq (0.4 - 2) 10^{-3}$ эрг $\text{г}^{-1} \text{с}^{-1}$.

С другой стороны, исследование диссипации сверхзвуковых хаотических движений [22] указывает на то, что характерное время диссипации должно быть значительно больше принимаемой для дозвуковой турбулентности. В работе [22] в качестве турбулентной среды предлагается модель системы взаимодействующих фрагментов. Модель представляет собой облако, содержащее большое количество фрагментов, которые обладают случайными движениями и взаимодействуют между собой и с окружающим газом. Преобладание нелобовых столкновений, в которых теряется сравнительно небольшая часть энергии, приводит к тому, что характерное время диссипации становится примерно в 20 раз больше характерного времени геометрических столкновений. В результате время жизни облака оказывается на порядок больше времени свободного падения. Полученный вывод ослабляет требования к источникам турбулентности.

7. Заключение. В приведенной работе выполнено исследование строения массивных межзвездных облаков с учетом турбулентного давления. Показано, что только в облаках, где плотность на луче зрения N_n превышает величину $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, создаются условия для выделения плотных и холодных областей. Это связано с тем, что облако становится оптически толстым для внешних источников нагрева, а также создаются благоприятные условия для образования молекул — эффективных источников охлаждения. Окружающая оболочка имеет низкую плотность и температура в ней выше 100 К. Таким образом, молекулярное облако должно быть окружено протяженной диффузной оболочкой.

Плотность газа в центральных областях становится достаточно высокой только в том случае, когда скорости хаотических движений в них ниже, чем в окружающей оболочке. С наблюдательными данными лучше всего согласуются модели, в которых турбулентная энергия примерно равна тепловой. Из этого условия следует, что турбулентная скорость должна превышать скорость звука.

На основе полученных результатов построена модель массивного межзвездного облака. Характеристики этой модели качественно согласуются с наблюдаемыми параметрами гигантских молекулярных облаков. На осно-

вании этого можно заключить, что эти объекты находятся в квазиравновесном состоянии и должны быть долгоживущими образованиями.

Приложение

Внутреннее строение модели определялось численно решением системы уравнений:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho \frac{Gm}{r^2}, \quad (\text{П1})$$

$$\frac{\partial m}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho, \quad (\text{П2})$$

$$\Gamma(\rho, x) = \Lambda(\rho, T, x), \quad (\text{П3})$$

$$\sum_i \varepsilon_{ij}(\rho, T, x) = \sum_i L_{ij}(\rho, T, x), \quad (\text{П4})$$

$$P = \frac{R}{\mu} \rho T + \frac{1}{2} \rho V_i^2. \quad (\text{П5})$$

Здесь Γ и Λ — суммарные скорости нагрева и охлаждения в единице объема, меняющиеся с глубиной $x = R - r$, где R — радиус облака, являющийся искомой величиной; ε и L — скорости образования и разрушения j -го элемента, $j = 1, \dots, n$; n — количество рассматриваемых химических элементов.

Уравнения записывались в лагранжевых переменных в безразмерном виде. Облако разбивалось на j слоев по массе. Граничные условия: $r_1 = 0$ при $m = 0$ и $P_{j+1/2} = P_0$ при $m = M$. Здесь P_0 — внешнее давление, M — масса облака.

В уравнении теплового равновесия (П3) содержатся следующие механизмы нагрева:

1) фотоэлектронная эмиссия с пылевых частиц. Выражение для скорости нагрева имеет вид:

$$\Gamma_1 = 1.6 \cdot 10^{-13} n \xi_d \int \sigma_d(\lambda) I(\lambda, x) d\lambda \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь ξ_d и σ_d — относительное содержание и сечение поглощения пылинок, $I(\lambda, x)$ — интенсивность межзвездного излучения на глубине x ;

2) взаимодействие космических лучей с веществом облака:

$$\Gamma_2 = 1.4 \cdot 10^{11} n \zeta \exp(-2 \cdot 10^{-4} xn) [\alpha(x(\text{H}) + x(\text{H}_2) + x(\text{H}_+)) + 32.8 x_e] \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь $\tau = 2 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$ — скорость ионизации космическими лучами,

$$\alpha = [x(\text{H}) + 1.1 x(\text{H}_2) + 130 x_e] / [x(\text{H}) + 1.25 x(\text{H}_2) + 56.5 x_e];$$

3) диссипация турбулентности:

$$\Gamma_3 = 2.4 \cdot 10^{-27} n \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1};$$

4) образование молекул H_2 на поверхности пылинок:

$$\Gamma_4 = 2 \cdot 10^{-29} x(\text{H}) n^2 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

В правую часть уравнения (ПЗ) входят следующие механизмы охлаждения:

1) ионами углерода C^+ :

$$\Lambda(\text{C}^+) = [6.67 \cdot 10^{-20} T^{-0.5} n_e + 1.77 \cdot 10^{-23} n(\text{H})] n(\text{C}^+) \times \\ \times \exp(-92/T) \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1};$$

2) атомами углерода C :

$$\Lambda(\text{C}) = 10^{-24} T^{0.33} n(\text{C}) n(\text{H}) [3.4 \exp(-62/T) + \\ + 0.81 \exp(-23/T)] \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1};$$

3) атомами кислорода O :

$$\Lambda(\text{O}) = 10^{-24} T^{0.33} n(\text{O}) [3.7 n_e \exp(-326/T) + \\ + 6.43 n(\text{H}) \exp(-228/T)] \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Эти три выражения справедливы при $n \lesssim 300 \text{ см}^{-3}$ и плотности на луче зрения $N \lesssim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. На больших глубинах эти механизмы играют подчиненную роль;

4) молекулами окиси углерода:

$$\Lambda(\text{CO}) = 1.708 \cdot 10^{-29} n(\text{CO}) \frac{\sum_{j=1}^{J_{\max}} J^5 \exp(-E_j/kT) L(\tau_{j, j-1})}{\sum_{j=0}^{J_{\max}} (2j+1) \exp(-E_j/kT)} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь $E_j = 3.82 \cdot 10^{-16} J(J+1)$ эрг — энергия J -го вращательного уровня; $J_{\max} = \text{ent}(T/5.536) + 2$, $L(\tau)$ — функция, учитывающая вероятность того, что квант с длиной волны $\lambda_{j, j-1}$ свободно покинет облако с оптической глубины τ . Эта формула дает хорошее согласие с точными расчетами в условиях плотных межзвездных облаков: при $n \gtrsim 100 \text{ см}^{-3}$ и $T \lesssim 100 \text{ K}$;

5) частицами межзвездной пыли:

$$\Lambda_d = 6.28 \cdot 10^{-12} r_d^2 \xi_d T^{0.5} (T - T_d) n^{\beta} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1},$$

где r_d — радиус пылинки, T_d — температура пыли, $\beta \approx 1.04$ — коэффициент, зависящий от относительного содержания водорода, гелия и тяжелых элементов. В расчетах принималось $r_d = 0.125 \mu$, $\xi_d = 5 \cdot 10^{-13}$. Температура пыли определялась из условия теплового баланса:

$$W_c + W_a - W_e = 0,$$

где $W_c = \Lambda_d / n_d$ — энергия, получаемая пылинкой в единицу времени в результате столкновений, $W_a = \int \sigma(\lambda) F(\lambda) \exp(-\tau_\lambda) d\lambda$ — энергия межзвездного излучения, поглощаемая пылинкой в единицу времени, $W_e = \int \sigma(\lambda) B(\lambda, T_d) d\lambda$ — энергия, излучаемая пылинкой в инфракрасной области за единицу времени. Здесь $\sigma(\lambda)$ — сечение поглощения, $F(\lambda)$ — поток межзвездного излучения, $B(\lambda, T_d)$ — функция Планка с температурой T_d . При вычислении температуры пыли принимается, что собственное излучение пылинок в инфракрасной области не поглощается. Зависимость сечения поглощения пылинками от λ в диапазоне $0.1 - 100 \mu\text{m}$ принималась по данным [28, 29]. Для $\lambda > 100 \mu\text{m}$ принята степенная зависимость: $\lambda^{-3.3}$.

В уравнении химического равновесия (П4) включены процессы, определяющие концентрацию частиц H , H^+ , H^- , H_2 , C , C^+ , от которых, главным образом, зависят энергетика и оптические характеристики модели. Для определения содержания молекул CO использовалась зависимость $x(\text{CO})$ от N согласно [8].

При построении модели рассчитывалась интенсивность межзвездного излучения в облаке с учетом поглощения в непрерывном спектре пылевыми частицами и при ионизации атомов углерода, а также в линиях молекулярного водорода. Вклад, который вносят излучения из различных направлений, приходящих на глубину x , учитывается приближенно, следуя работе Глазгольда и Лангера [30]. Для интенсивности излучения, падающего на границу облака, принимался спектр излучения, рассчитанный Гондхейликарсом и Вильсоном [31]. В модели учитывалось ослабление потока космических лучей, принимая, что частицы с энергией 2 МэВ имеют длину свободного пробега $N \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

Рассчитана сетка моделей для набора масс облаков \mathfrak{M} при различных значениях внешнего давления P_0 и скорости турбулентности v_t . В модели вычисляется радиус облака, распределение по радиусу плотности, темпе-

ратуры газа, температуры пыли, давления скоростей нагрева и охлаждения, химического состава, степени ионизации, интенсивности межзвездного излучения, скорости фотодиссоциации H_2 и других параметров.

Эти результаты использованы для создания моделей массивных облаков. Параметры подбирались таким образом, чтобы модель имела центральную плотность и массу, согласующиеся с наблюдаемыми. При построении составной модели на границах зон сохранялась непрерывность давления и потока излучения.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

THE STRUCTURE OF MASSIVE MOLECULAR CLOUDS

L. N. ARSHUTKIN, I. G. KOLESNIK

The structure of massive molecular clouds supported by turbulent pressure is considered. On the basis of model calculations for spherically-symmetrical hydrostatic clouds it has been shown that the necessary condition for the existence of the dense cores of molecular clouds is the turbulent velocity decrease towards the cloud's center. The best consistent with observed data have the models in which turbulent and thermal energies are comparable. According to this condition the turbulent velocities have to be moderately supersonic. The obtained structure of massive ($\sim 10^5 M_{\odot}$) cloud is in quality consistence with the observed parameters of the giant molecular clouds. In our model the dependence of turbulent velocity on the size of the region is consistent with relations obtained from observed data. The molecular cloud must have an extended (~ 100 pc) and diffused ($n \sim 2 - 5 \text{ cm}^{-3}$) atomic hydrogen-environment.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Blitz, F. H. Shu, Ap. J., 238, 148, 1980.
2. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрофизика, 17, 359, 1981.
3. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрометрия и Астрофизика, 37, 31, 1979.
4. Л. Н. Аршуткин, Астрометрия и Астрофизика, 41, 29, 1980.
5. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрофизика, 16, 737, 1980.
6. E. Iglesias, Ap. J., 218, 697, 1977.
7. Y. P. Viala, C. M. Walmsley, Astron. Astrophys., 50, 1, 1976.
8. T. de Jong, A. Dalgarno, W. Boland, Astron. Astrophys., 91, 68, 1980.
9. M. W. Werner, E. E. Salpeter, M. N. RAS, 145, 249, 1969.
10. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.

11. R. C. Fleck, Jr., Ap. J., 242, 1019, 1980.
12. И. Г. Колесник, в кн. «Ранние стадии эволюции звезд». Наукова думка, Киев, 1977, стр. 10.
13. H. Tetsuo, S. Fumio, F. Yasuo, Interstellar Mol. Symp. Int. Astron. Union, Quebec, 1979. Dordrecht e. a., 1980, p. 159.
14. S. Fumio, F. Yasuo, H. Tetsuo, Interstellar Mol. Symp. Int. Astron. Union, Quebec, 1979. Dordrecht e. a., 1980, p. 187.
15. T. K. Menon, Ap. J., 127, 28, 1958.
16. R. W. Few, R. S. Booth, M. N. RAS, 188, 181, 1979.
17. P. T. P. Ho, A. H. Barrett, P. C. Myers, D. N. Matsakis, A. C. Cheung, M. F. Chui, C. H. Townes, K. S. Yngvesson, Ap. J., 234, 912, 1979.
18. J. Smith, D. K. Lynch, D. Cudaback, M. W. Warner, Ap. J., 234, 902, 1979.
19. N. J. Evans II, B. Zuckerman, T. Sato, G. Morris, Ap. J., 199, 383, 1975.
20. R. B. Larson, M. N. RAS, 194, 809, 1981.
21. B. G. Elmegreen, C. J. Lada, D. F. Dickinson, Ap. J., 230, 415, 1979.
22. J. M. Scalo, W. A. Pumphrey, Ap. J., 258, L29, 1982.
23. В. Г. Горбачук, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977, стр. 115.
24. P. Bradshaw, Ann. Rev. Fluid Mech., 9, 33, 1977.
25. R. B. Larson, M. N. RAS, 186, 479, 1979.
26. C. M. Leung, M. L. Kutner, K. N. Mead, Ap. J., 262, 583, 1982.
27. F. Bash, M. Hausman, J. Papalotzou, Ap. J., 245, 92, 1981.
28. R. C. Bless, B. D. Savage, Ap. J., 171, 293, 1972.
29. P. A. Aannestad, Ap. J., 200, 30, 1975.
30. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 193, 73, 1974.
31. P. M. Gondhalekar, P. Wilson, Astron. Astrophys., 38, 329, 1975.

УДК 524.338.6

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

Г. А. АРУТЮНЯН

Поступила 21 сентября 1983

Принята к печати 3 апреля 1984

Обсуждается возможность обобщения метода, предложенного Амбарцумяном [2] для определения функции распределения звезд по средним частотам вспышек в звездных агрегатах. Приводятся формулы, позволяющие использовать для этой цели информацию хронологий вспышек высоких порядков. Для оценки точности предлагаемого метода реализован численный эксперимент, в процессе которого смоделирован ансамбль вспыхивающих звезд с известным распределением по частотам вспышек. Результаты указанных экспериментов и последующей обработки согласно предлагаемой схеме приведены в виде графиков.

1. *Введение.* Определение как общего числа вспыхивающих звезд в звездных агрегатах, так и их распределения по частотам представляет несомненный интерес. Однако ясно, что метод прямого подсчета не может быть применен при решении этой задачи, так как обычно общая продолжительность наблюдений за отдельным агрегатом бывает совершенно недостаточна для обнаружения всех вспыхивающих звезд, а тем более для определения средних частот каждой из них. Повтому уже постановка самой задачи требует поиска косвенных путей решения.

В работе [1] рассмотрен простейший случай указанной проблемы, когда считается, что звезды вспыхивают по пуассоновскому закону с одинаковой средней частотой. Тогда довольно просто удастся оценить количество звезд, не показавших вспышек за время наблюдений. Но результаты наблюдений показывают, что в звездных агрегатах имеются звезды, средние частоты которых сильно отличаются друг от друга. В этом случае полученная в [1] формула дает лишь некоторый нижний предел для количества вспыхивающих звезд, не вспыхнувших за время наблюдений. Следовательно, возникает необходимость решать задачу, отказавшись от предположения об одночастотном пуассоновском распределении вспышек.

В этой более общей постановке задача, в сущности, сводится к необходимости точного определения «истинной», свободной от дисперсии слу-

чайного процесса *функции, описывающей хронологию первых вспышек* [2]. Имея вид этой функции, с помощью обратного преобразования Лапласа можно найти распределение звезд в зависимости от средней частоты вспышек.

Цель настоящей работы заключается в разработке численных моделей для анализа предложенного в работе [2] метода, а также в обобщении этого метода для использования хронологий всех повторных вспышек.

2. Не останавливаясь на всех подробностях постановки задачи, которые можно найти в работе [2], введем лишь основные понятия. Пусть N — полное количество вспыхивающих звезд в агрегате, а $f(\nu)$ — закон их распределения по средним частотам, так что величина $Nf(\nu) d\nu$ представляет собой число вспыхивающих звезд, средние частоты вспышек которых заключены в интервале $(\nu; \nu + d\nu)$. Через $P(t)$ обозначим вероятность того, что в промежутке времени $(0, t)$ произойдет хотя бы одна вспышка случайно выбранной в агрегате одной вспыхивающей звезды. Тогда, как нетрудно убедиться,

$$P(t) = 1 - \int_0^{\infty} e^{-\nu t} f(\nu) d\nu. \quad (1)$$

Если называть «открытием» вспыхивающей звезды за период $(0, t)$ регистрацию хотя бы одной ее вспышки за указанный период, то произведение

$$n_1(t) = N \frac{dP(t)}{dt} \quad (2)$$

будет представлять собой математическое ожидание количества «открытий» вспыхивающих звезд за единицу времени в момент t . Тогда из (1) и (2) можно получить (см. [2])

$$f(\nu) = \frac{\bar{\nu}}{\nu} \bar{L} \left[\frac{n_1(t)}{n_1(0)} \right], \quad (3)$$

где \bar{L} оператор обратного преобразования Лапласа, а

$$\bar{\nu} = \int_0^{\infty} \nu f(\nu) d\nu$$

среднее значение средних частот вспышек.

Из (3) следует, что для решения данной задачи чрезвычайно важным является точное определение из результатов наблюдений функции

$n_1(t)/n_1(0)$. К сожалению, вместо значений $n_1(t)$, являющейся производной математического ожидания величины $NP(t)$, обычно приходится пользоваться значениями $n_1(t)$, полученными в результате численного дифференцирования количества открытых вспыхивающих звезд к моменту t . Из-за случайного характера изучаемого процесса такая замена вводит некоторую ошибку, которая иной раз может быть достаточно большой. Для того, чтобы повысить точность, в работе [2] был предложен метод «сглаживания» указанной функции с помощью хронологии вторых вспышек. Здесь мы получим аналогичные формулы для использования полной информации, которую носят все повторные вспышки.

Обозначим для этого через $N_k(t)$ ожидаемое число звезд, у которых за время t наблюдались k или больше вспышек. С помощью формулы Пуассона можно написать

$$N_k(t) = N \int_0^{\infty} f(v) \left[1 - e^{-vt} \sum_{l=0}^{k-1} \frac{(vt)^l}{l!} \right] dv, \quad (4)$$

а также

$$N_{k+1}(t) = N_k(t) - N \int_0^{\infty} f(v) \frac{(vt)^k}{k!} e^{-vt} dv. \quad (5)$$

Пользуясь выражениями (4) и (5), находим

$$\frac{t}{k} \frac{dN_k(t)}{dt} = N_k(t) - N_{k+1}(t). \quad (6)$$

Решая дифференциальное уравнение (6) и продифференцировав найденное решение, после некоторых преобразований получаем

$$z_k(t) = z_k(0) - k \int_0^t z_{k+1}(u) du, \quad (7)$$

где введено обозначение

$$z_k(t) = \frac{n_k(t)}{t^{k-1}} = \frac{1}{t^{k-1}} \frac{dN_k(t)}{dt},$$

а $n_k(t)$ — суть математическое ожидание количества звезд, показавших k -тую вспышку за единицу времени в момент t .

Таким образом, соотношение (7) дает возможность использовать для «сглаживания» величины $z_k(t)$ аналогичную функцию $z_{k+1}(t)$, которая связана с $(k+1)$ -ыми вспышками. Получается нечто, напоминающее

метод последовательных приближений, для которого примечательным является именно то, что величина $z_k(t)$ определяется с помощью интеграла от $z_{k+1}(t)$, что существенно уменьшает дисперсию значений определяемой функции.

Из (7) видно, что для обеспечения достаточной точности необходимо иметь значения функций $z_k(t)$ в начальный момент времени $t = 0$. При $k = 1$ величину $z_1(0) = n_1(0)$ легко можно определить способом, предложенным в [2]. Для $k > 1$ можно в качестве $z_k(0)$ брать статистическое среднее этой величины:

$$z_k(0) \approx \bar{z}_k(0) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \left[z_k(t_j) + k \int_0^{t_j} z_{k+1}(u) du \right],$$

где t_j — некоторые моменты наблюдений.

3. Вообще говоря, данную задачу можно разделить на две сравнительно независимые части. Цель первой из них — по возможности точное восстановление функции $z_1(t) = n_1(t)$. Применение же обратного преобразования Лапласа, в сущности, представляет отдельный интерес и является предметом исследования второй части рассматриваемой задачи. В настоящей работе нас пока будет интересовать лишь вопрос о восстановлении функции $n_1(t)$.

Очевидно, что точность описанного метода могла бы быть оценена прямо из наблюдений лишь путем производства нескольких серий наблюдений и их сравнения между собой. Но это потребовало бы сроков, измеряемых многими десятилетиями. Поэтому для проверки точности метода целесообразнее использовать модельный подход, а именно, с помощью случайных чисел моделировать процесс вспышечной деятельности для каждой отдельной звезды в гипотетическом агрегате. Тогда нетрудно получить все «наблюдательные» данные, которые необходимы для применения описанного выше метода.

Допустим, N звезд распределены по закону $f(v)$, и средние частоты вспышек этих звезд заключены в интервале (v_{\min}, v_{\max}) . Пусть общее время наблюдений за этими звездами будет T . Тогда математическое ожидание полного количества вспышек за время T будет определяться выражением

$$F = NT \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} v f(v) dv. \quad (8)$$

Так как приближенное число вспышек и суммарное время наблюдений можно считать известными для каждого реального звездного агрегата, то удобно для рассматриваемых моделей также брать близкие к ним исходные данные. Это значит, что, задавая функцию распределения $f(\nu)$ и интервал изменений средних частот, для известных величин F и T , мы легко можем определить число вспыхивающих звезд в агрегате из (8).

Поскольку настоящая работа имеет целью лишь первую разведку поставленной задачи, мы решили ограничиться несколькими примерами, в которых зависимость $f(\nu)$ имеет различный характер. Но следует отметить, что во всех разобранных примерах $f(\nu)$ принята невозрастающей функцией от ν , так как это соответствует приближенному решению задачи для Плеяд [2].

Далее, чтобы моделировать для каждой звезды процесс вспышечной активности, нами была реализована следующая процедура. С целью дискретизации функции $f(\nu)$ интервал частот (ν_{\min}, ν_{\max}) разделяется на некоторое количество L частей, каждая из которых характеризуется количеством звезд

$$N_i = N \int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} f(\nu) d\nu$$

и количеством вспышек, показанных ими за время T ,

$$F_i = NT \int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} \nu f(\nu) d\nu.$$

Очевидно также, что средняя частота вспышек в данном элементарном интервале (ν_i, ν_{i+1}) равна

$$\bar{\nu}_i = F_i / N_i T.$$

Таким образом, в каждом элементарном интервале частот мы, в сущности, имеем N_i практически одинаковых звезд со средней частотой $\bar{\nu}_i$. Теперь, с помощью точек l_k ($k = 0; 1; \dots; N_i$) разделим отрезок $[0; 1]$ на N_i равных частей, каждая из которых описывает одну звезду. После этого из таблицы (или генератора случайных чисел) возьмем F_i случайных чисел $s_{ij} \in [0; 1]$ ($j = 1; 2; \dots; F_i$) и посмотрим, как они распределяются в интервалах (l_{k-1}, l_k) . Количество попавших в k -тый интервал случайных чисел показывает число вспышек k -той звезды

со средней частотой $\bar{\nu}_i$ за время T . Момент же q -той вспышки данной звезды определяется выражением

$$t_q(k) = [s_q(k) - l_k] N_i T,$$

где $s_q(k) \in \{s_{ij}\}$ — суть q -тое случайное число, попавшее в k -тый интервал. Семейство величин $\{t_q(k)\}$ является аналогом хронологии вспышек для математической модели гипотетического агрегата.

4. Нами было рассмотрено достаточно большое количество реализаций указанной математической модели для трех различных функций распределения. Здесь же мы приводим результаты лишь для трех случайно выбранных реализаций модели с распределением «звезд» по закону $f(\nu) \sim \nu^{-1}$. Как и для большинства моделей, исходные данные выбраны следующим образом: $T = 2600$ ч, $F = 800$, $\nu_{\min} = 0.01/T$ и $\nu_{\max} = 2.6/T$.

В табл. 1 для всех трех реализаций приведены числа звезд, показавших $k = 1; 2; \dots; 8$ вспышек в течение всего промежутка T . Для сравнения в столбце d приведены также соответствующие числа, вычисленные по формуле Пуассона

$$m(k) = \sum_{i=1}^L N_i \frac{(\bar{\nu}_i T)^k}{k!} e^{-\bar{\nu}_i T}, \quad (9)$$

где L — количество частей деления интервала (ν_{\min}, ν_{\max}) при дискретизации функции $f(\nu)$. В последнем столбце дается максимальное относительное расхождение (в процентах) для данных трех реализаций. Как и следовало ожидать, с увеличением k , указанное расхождение в среднем растет, что обусловлено уменьшением числа вспышек высоких порядков.

Таблица 1

| k | a | b | c | d | e |
|-----|-----|-----|-----|------|--------|
| 1 | 286 | 290 | 301 | ~278 | ~ 8.3 |
| 2 | 117 | 108 | 104 | ~113 | ~ 8.0 |
| 3 | 48 | 42 | 39 | ~ 50 | ~ 22.0 |
| 4 | 22 | 24 | 28 | ~ 21 | ~ 33.3 |
| 5 | 6 | 10 | 8 | ~ 8 | ~ 25.0 |
| 6 | 3 | 1 | 1 | ~ 3 | ~200.0 |
| 7 | 0 | 1 | 1 | ~ 0 | |
| 8 | 0 | 1 | 1 | ~ 0 | |

Более подробные результаты численных расчетов приведены с помощью графиков на рис. 1 и 2, которые показывают хронологии первых и вторых вспышек, соответственно. На оси абсцисс вместо реального времени t отложена величина $\tau = t/T$. Обращает на себя внимание существование довольно большой дисперсии у функции $n_1(t)$.

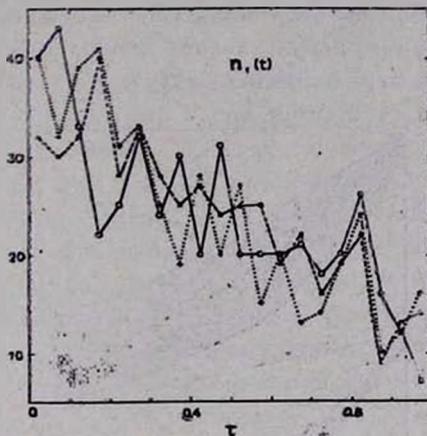


Рис. 1. Зависимость функции $n_1(t)$ от $\tau = t/T$. Приведены результаты трех различных реализаций имитированного процесса вспышечной активности группы звезд с одним и тем же распределением частот. Полное число «вспышек» в каждой модели было 800.

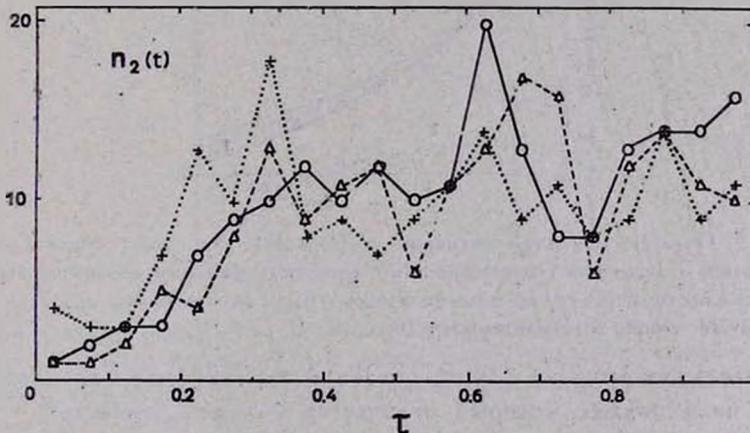


Рис. 2. Зависимость функции $n_2(t)$ от $\tau = t/T$. Графики показывают результаты тех же трех реализаций численного процесса, по которым построены кривые, приведенные на предыдущем рисунке.

К результатам выполненных модельных экспериментов был применен математический аппарат вышесказанного метода «сглаживания». На

рис. 3 показаны результаты вычислений согласно выражению (7), причем римскими цифрами обозначен высший порядок повторности вспышек, хронология которых была использована для уточнения величины $n_1(t)/n_1(0)$. Заштрихованная часть показывает область, где расположены вычисленные кривые для всех трех случаев, то есть область рассеяния значений $n_1(t)/n_1(0)$. Кружки соответствуют точной величине $n_1(t)/n_1(0)$. Как показывают графики, использование хронологий повторных вспышек позволяет, по крайней мере в среднем, получить более точные результаты.

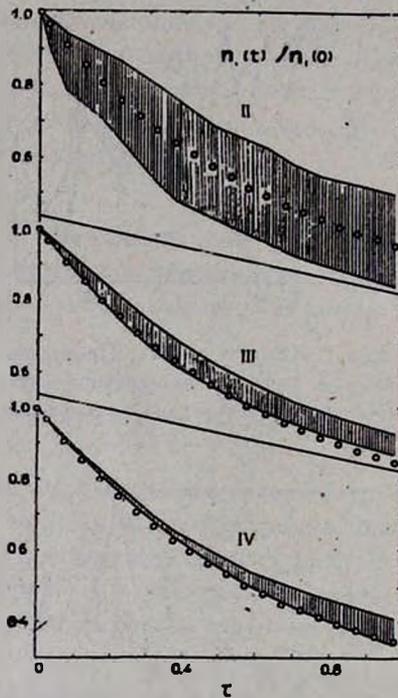


Рис. 3. Области рассеяний величины $n_1(t)/n_1(0)$ для трех реализаций после «сглаживания» с помощью соотношения (7). Римскими цифрами обозначен высший порядок повторности вспышек, хронология которых были использованы при этом. Кружки соответствуют точной величине $n_1(t)/n_1(0)$.

Однако для решения рассматриваемой задачи можно предложить несколько иной подход, который отличается большей точностью и заключается в следующем. Ввиду того, что процесс вспышечной активности в агрегатах можно считать стационарным, вид кривых, описывающих хронологию вспышек должен оставаться неизменным, если начальный момент наблюдений будет перемещен. Другими словами, хронология вспышек должна быть инвариантной по отношению к сдвигам начального момента. Очевидно, что, например, при сдвиге начального момента на величину t_1 все

вспышки, которые произошли до этого, мы уже «не успеваем» регистрировать. Если в первой хронологии с начальным моментом $t=0$ k -тая звезда данного агрегата показала i -тую вспышку в момент t_{ki} , причем $t_{k1} < t_{11}$, а $t_{k2} > t_{11}$, то после сдвига мы будем иметь $(i-1)$ -тую вспышку в момент $(t_{ki}-t_1)$. Таким образом, вторая вспышка станет первой, третья — второй и т. д.

С другой стороны, так как процесс считается пуассоновским, есть возможность и в новой хронологии использовать ту информацию, которая была получена за время $(0; t_1)$. Для этого можно, например, первую вспышку k -той звезды, которая «не была зарегистрирована» из-за сдвига начала наблюдений, использовать в качестве последней вспышки данной звезды, зарегистрированной в момент $(T-t_1+t_{k1})$ новой хронологии.

Ясно, что по указанной схеме практически можно получить сколько угодно большое число кривых. В настоящей работе для каждого рассмотренного случая были получены 20 хронологий, с помощью последовательных сдвигов начального момента наблюдений на $\Delta t = 0.05 T$. На рис. 4

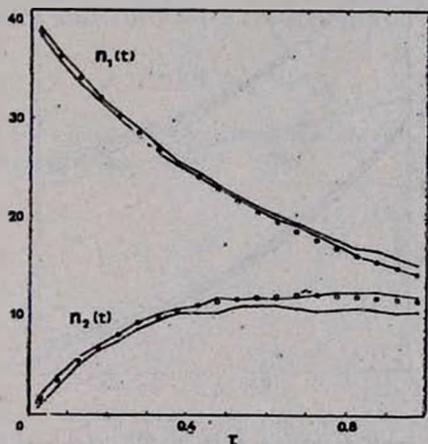


Рис. 4. Области рассеяний «усредненных» функций $n_1(t)$ и $n_2(t)$ для рассмотренных трех реализаций. Усреднение для каждой из реализаций производилось по 20-и хронологиям, которые были построены с помощью последовательных сдвигов начального момента наблюдений.

приведены результаты усреднения по двадцати кривым. Здесь заштрихованные области являются аналогами кривых, показанных на рис. 1 и 2, что позволяет сразу оценить эффект усреднения с учетом инвариантности хронологий по отношению сдвигов начального момента наблюдений.

На рис. 5 показаны результаты использования повторных вспышек высоких порядков в данном случае. Как нетрудно видеть, рассеяния величины $n_1(t)/n_1(0)$ здесь значительно уменьшились, причем это особенно заметно для больших значений t . Наибольшее отклонение полученных значений функции $n_1(t)/n_1(0)$ от ее точных значений, например, при использовании хронологий вторых, третьих и четвертых вспышек, здесь не превышает величину 0.03. Однако следует еще раз напомнить, что во всех случаях изображенные на графиках заштрихованные области показывают пределы изменений результатов трех случайно выбранных реализаций. Их не следует путать с коридорами ошибок в принятом смысле этого слова.

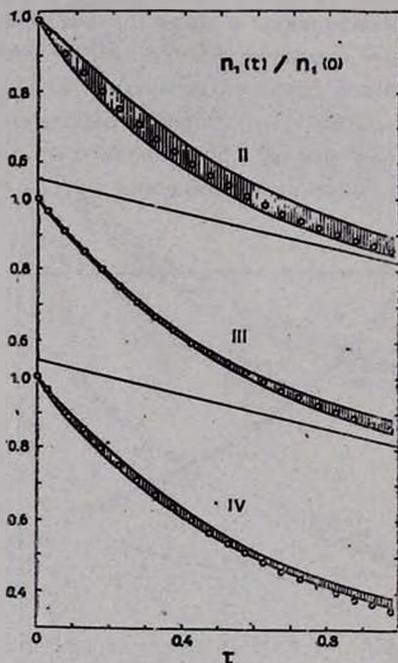


Рис. 5. Области рассеяний величины $n_1(t)/n_1(0)$ для трех реализаций после усреднения (см. подпись к рис. 4) и последующего «сглаживания» согласно соотношению (7). Римские цифры показывают высший порядок повторности вспышек, хронология которых были использованы для «сглаживания».

Определение функции распределения частот звездных вспышек в агрегатах связано с очень большими трудностями, и предложенный в работе [2] метод решения этой задачи еще нуждается в улучшении. С этой точки зрения, повышение точности указанного метода вышеизложенным способом нам кажется вполне оправданным.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну за постановку задачи и многократные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE DETERMINATION OF THE STELLAR FLARE FREQUENCY DISTRIBUTION FUNCTION

H. A. HARUTYUNIAN

A possibility of generalization of the method, suggested by Ambarsumian [2] for the determination of star distribution function depending on mean flare frequency is discussed. Formulae are given for using the information of chronology of high order flares for this purpose. To estimate the accuracy of the proposed method a numerical experiment has been realized, in the process of which an ensemble of flare stars has been modelled with known frequency distribution. The results of the mentioned experiments and following treatments are shown on diagrams.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Ереван, 1969, стр. 283.
2. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 14, 367, 1978.

УДК 524.834

ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ МАССЫ
В ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН

Поступила 13 октября 1983

Принята к печати 20 марта 1984

Найдено решение задачи о гравитационном поле сосредоточенной массы в обобщенной теории тяготения. Решение получено в гармонических координатах, что позволяет достаточно просто переписать его в изотропных, шварцшильдовских и любых других координатах.

1. Введение. Основанная на глубоком и всестороннем анализе наблюдательных данных космогоническая концепция Амбарцумяна [1] приводит к заключению о существовании равновесных сверхплотных объектов с массами порядка галактической. Теория тяготения Эйнштейна ограничивает массы равновесных сверхплотных тел значениями порядка массы Солнца. Такое несоответствие в некотором смысле может служить основанием для разработки отличных от эйнштейновского варианта теорий тяготения. Наиболее жизнеспособной из существующих неэйнштейновских теорий является, на наш взгляд, обобщенная теория тяготения (ОТТ), предложенная Йорданом [2], модифицированная Брансом и Дикке (см., например [3]) и независимо Саакяном с сотрудниками [4].

В ОТТ гравитационное поле определяется десятью компонентами метрического тензора и скалярным полем, которое создается веществом и негравитационными полями, участвует в формировании метрики посредством полевых уравнений и косвенно, через метрику воздействует на вещество. При определенных значениях параметров ОТТ совпадает с общей теорией относительности (ОТО). Показано, что ОТТ, в отличие от ОТО, допускает существование сверхплотных сверхмассивных конфигураций [4]. Изложенное позволяет считать каждый новый результат обобщенной теории тяготения заслуживающим внимания, как в смысле астрофизических приложений, так и для дальнейших оценок жизнеспособности ОТТ и сравнения ее выводов с экспериментальными данными.

В настоящей работе найдено решение задачи о гравитационном поле изолированной сосредоточенной массы в обобщенной теории тяготения. В отличие от известных, решение получено в гармонических координатах [5], что позволяет достаточно просто переписать его в изотропных и шварцшильдовских координатах (а при желании в любых других) и, сравнивая результаты, оценить тем самым физическую значимость каждой из координатных систем.

2. Гравитационное поле точечной массы в сферических координатах r, θ, φ можно описать, выбрав выражение для интервала в виде

$$ds^2 = e^{2\lambda} c^2 dt^2 - e^{2\lambda} [dr^2 + R^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (1)$$

Такой выбор позволяет, наложив соответствующие условия, конкретизировать систему координат, в частности, перейти при необходимости к гармоническим, изотропным или шварцшильдовским координатам.

Введем скалярное поле с потенциалом

$$z(r) = \frac{1}{x} = \frac{c^2}{8\pi k(r)}.$$

Тогда уравнения поля в рассматриваемом случае сводятся к

$$\Delta z = 0, \quad (2)$$

$$\Delta v + e^{-2\lambda} v_1 z_1 / z = 0, \quad (3)$$

$$\Delta (\ln R e^\lambda) + e^{-2\lambda} (\ln R e^\lambda)_1 \frac{z_1}{z} - \frac{e^{-2\lambda}}{R^2} = 0, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & [v_1 + 2 (\ln R e^\lambda)_1 + z_1/z]_1 + v_1 (v_1 - \lambda_1) + \\ & + \frac{2R_1}{R} (\ln R e^\lambda)_1 + [(1 - \zeta) \frac{z_1}{z} - \lambda_1] z_1/z = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

индекс 1 обозначает дифференцирование по r ; ζ — безразмерный параметр ОТТ, оператор $\Delta \equiv \frac{e^{-\nu-3\lambda}}{R^2} \frac{d}{dr} \left(R^2 e^{\nu+\lambda} \frac{d}{dr} \right)$.

Первые интегралы (2) и (3) приводят к соотношению

$$v_1 = -\frac{1}{a} \frac{z_1}{z}, \quad (6)$$

где a — постоянная интегрирования.

Исключая вторые производные из системы уравнений (2)–(5), имеем уравнение

$$\left(\frac{R_1}{R} + \lambda_1\right)^2 + 2\left(\gamma_1 + \frac{z_1}{z}\right)\left(\frac{R_1}{R} + \lambda_1\right) + \gamma_1 \frac{z_1}{z} + \frac{\zeta}{2}\left(\frac{z_1}{z}\right)^2 - \frac{1}{R^2} = 0, \quad (7)$$

разрешая которое относительно $\left(\frac{R_1}{R} + \lambda_1\right)$, с учетом (6), получим

$$\frac{R_1}{R} + \lambda_1 = \frac{(1-a)}{a} \frac{z_1}{z} \pm \sqrt{\frac{\eta^2}{a^2} \left(\frac{z_1}{z}\right)^2 + 1/R^2}. \quad (8)$$

Здесь $\eta^2 = (a-1)^2 + a - \frac{1}{2}\zeta a^2$, а выбор знака перед корнем не отражается на конечных результатах и поэтому произволен.

Введем

$$\mu = \frac{\eta}{a} \cdot \frac{z_1}{z} R, \quad (9)$$

тогда (8) и его комбинация с (2) дают

$$(\ln \mu)_1 = \frac{1}{R} \sqrt{\mu^2 + 1}, \quad (10)$$

$$(\ln Re^\lambda)_1 = \frac{1}{R} \left[\mu \frac{(1-a)}{\eta} - \sqrt{\mu^2 + 1} \right]. \quad (11)$$

Интегрируя (10), найдем

$$x/x_0 = (\mu + \sqrt{\mu^2 + 1})^{-a/\eta}. \quad (12)$$

Используя последнее, из (6) и (11) получим соответственно

$$e^\nu = e^{\nu_0} (x/x_0)^{1/a}, \quad (13)$$

$$Re^\lambda = \frac{\eta B}{a\mu} (x/x_0)^{\frac{a-1}{a}}. \quad (14)$$

Таким образом, следующие из уравнений поля соотношения (12) — (14) позволяют выразить все искомые величины через μ . Постоянные интегрирования B , ν_0 , x_0 определяются из требования асимптотической евклидовости.

3. Неоднозначность в выборе координатных условий, присущая общековариантным теориям тяготения, устраняется, согласно Фоку [5], если перейти к гармоническим координатам. Координаты $x^1 = r \sin \theta \cos \varphi$, $x^2 = r \sin \theta \sin \varphi$, $x^3 = r \cos \theta$ будут гармоническими, если удовлетворено условие

$$\nu_1 + \lambda_1 + \frac{2R_1}{R} = \frac{2r}{R^2}, \quad (15)$$

которое служит дополнительным (помимо полевых уравнений), условием для определения искоемых величин.

Это соотношение вместе с (2) и (10) приводит к уравнению

$$\frac{\mu_{11}}{\mu_1} + \frac{\alpha}{\eta} \frac{\mu_1}{\sqrt{\mu^2 + 1}} - \frac{\mu \mu_1}{\mu^2 + 1} + 2r \frac{(\mu_1/\mu)^2}{\mu^2 + 1} = 0, \quad (16)$$

которое определяет $\mu = \mu(r)$ и тем самым дает полное решение задачи. Если перейти к переменной ξ так, что $\mu^2 = 1/(\xi^2 - 1)$, вместо (16) получим эквивалентное уравнение

$$(\xi^2 - 1) r'' + \left(2\xi + \frac{\alpha}{\eta}\right) r' - 2r = 0, \quad (16a)$$

штрих обозначает дифференцирование по ξ . Очевидно $|\xi| < 1$, более того, структура (16a) позволяет ограничиться областью $\xi \geq 1$. Уравнение (16a) сводится к гипергеометрическому, нерасходящееся в конечной области решение которого имеет вид

$$r = \frac{D}{2} \left(\xi + \frac{\alpha}{2\eta} \right). \quad (17)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} x &= x_0 \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right)^{\alpha/2\eta}, \\ e^{2\nu} &= e^{2\nu_0} \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right)^{1/\eta}, \\ e^{2\lambda} &= e^{2\lambda_0} \left(\frac{\xi + 1}{\xi - 1} \right)^{(1-\alpha)/\eta}, \quad e^{2\lambda_0} = \frac{4B^2\eta^2}{\alpha^2 D^2}, \\ R^2 &= \frac{D^2}{4} (\xi^2 - 1). \end{aligned} \quad (18)$$

При $\xi \rightarrow \infty$ ($\alpha \rightarrow 0$, $\eta \rightarrow 1$) эти и последующие результаты совпадают с соответствующими результатами ОТО.

4. *Задача сформулирована так, что можно без труда получить решения в случаях, когда используются другие координаты. Рассмотрим два наиболее распространенных случая:*

а) *Изотропная метрика.* В изотропных координатах ρ , θ , φ выражение для интервала записывается в виде

$$ds^2 = e^{2x} c^2 dt^2 - e^{2\beta} [d\rho^2 + \rho^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (1a)$$

Сравнение с (1) показывает, что для перехода к изотропным координатам нужно использовать условие $dr/R = d\rho/\rho$, откуда следует

$$r = \rho \left(1 + \rho_0^2/\rho^2\right) + \frac{\alpha}{\eta} \rho_0. \quad (19)$$

Тогда из (10) получим

$$\mu = \frac{2\rho_0/\rho}{1 - (\rho_0/\rho)^2}, \quad \xi = \frac{1 + (\rho_0/\rho)^2}{2\rho_0/\rho},$$

где ρ_0 — постоянная интегрирования.

Для компонентов метрического тензора и скалярного потенциала из (12)—(14) имеем

$$\begin{aligned} x &= x_0 \left(\frac{1 - \rho_0/\rho}{1 + \rho_0/\rho} \right)^{a/\eta}, \\ e^{2x} &= e^{2x_0} \left(\frac{1 - \rho_0/\rho}{1 + \rho_0/\rho} \right)^{2/\eta}, \\ e^{2\beta} &= e^{2\beta_0} (1 + \rho_0/\rho)^4 \left(\frac{1 - \rho_0/\rho}{1 + \rho_0/\rho} \right)^{\frac{2(a+\eta-1)}{\eta}}. \end{aligned} \quad (20)$$

Найденное решение так же, как и (18), на больших расстояниях должно совпадать с известным постньютоновским разложением изотропной метрики [3], что автоматически обеспечивает евклидовость на бесконечности и позволяет определить постоянные интегрирования.

$$\begin{aligned} e^{2x_0} = e^{2\beta_0} = e^{2\alpha_0} = e^{2\beta_0} = 1, \quad x_0 = \frac{8\pi G}{c^2}, \\ \rho_0 = \frac{\eta G m}{2c^2} = \frac{\eta r_g}{4}, \quad D = 4\rho_0 = \eta r_g. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь $G = \lim_{r \rightarrow \infty} k(r)$ — гравитационная постоянная.

Перепишем решение в гармонических координатах (18) в более удобном виде

$$\left(\frac{x}{x_0} \right)^{2\eta/a} = (e^{2x})^\eta = (e^{2\beta})^{\eta/(a-1)} = \frac{1 - \frac{\eta r_g}{2r} (1 + a/2\eta)}{1 + \frac{\eta r_g}{2r} (1 - a/2\eta)}, \quad (18a)$$

$$R^2 = r^2 [(1 - ar_g/4r)^2 - \eta^2 r_g^2 / 4r^2].$$

6) Шварцшильдовская метрика.

В шварцшильдовских координатах \bar{r} , \bar{t} , φ

$$ds^2 = e^{2\bar{\nu}} c^2 d\bar{t}^2 - e^{2\bar{\lambda}} d\bar{r}^2 - \bar{r}^2 (d\bar{\varphi}^2 + \sin^2 \theta \cdot d\varphi^2). \quad (16)$$

Сравнивая с (1), найдем условия перехода

$$e^{\lambda} dr = e^{\bar{\lambda}} d\bar{r}, \quad Re^{\lambda} = \bar{r},$$

используя которые, из (10) и (11) получим

$$\frac{\bar{r}}{r_0} = \frac{(\mu + \sqrt{\mu^2 + 1})^{(1-a)/\eta}}{\mu} = \sqrt{\xi^2 - 1} \left(\frac{\xi + 1}{\xi - 1} \right)^{\frac{1-a}{2\eta}}. \quad (22)$$

Здесь по-прежнему $\mu^2 = 1/(\xi^2 - 1)$, однако как μ , так и ξ являются функциями шварцшильдовской координаты \bar{r} (изотропной координаты ρ в предыдущем случае). Тогда

$$e^{2\bar{\lambda}} = (\xi^2 - 1) \left(\xi - \frac{1-a}{\eta} \right)^2,$$

а x и $e^{2\bar{\nu}}$ выражаются через $\xi(\bar{r})$ так же, как в (18). Если ввести параметр $\tau = [(\xi - 1)/(\xi + 1)]^{(1-a)/\eta}$, то для этих величин получим выражения, совпадающие с найденными Гекманом [2].

$$\begin{aligned} \bar{r} &= \frac{\eta r_g}{\sqrt{\tau} (\tau^{-h} - \tau^h)}, \quad x = x_0 \tau^{-a/2(1-a)}, \\ e^{2\bar{\lambda}} &= \frac{16h^2}{[(1+2h)\tau^h - (1-2h)\tau^{-h}]^2}, \\ e^{2\bar{\nu}} &= \tau^{1/(1-a)}, \quad h = \frac{\eta}{2(1-a)}, \quad 0 \leq \tau \leq 1. \end{aligned} \quad (23)$$

Оценить смысл полученных результатов можно, рассматривая различные значения показателя $(1-a)/2\eta$ в выражении (22).

В случае $\eta = (1-a)$ для $a = 0$ получается шварцшильдовское решение ОТО, а для $\zeta a = 2$ решение принимает вид

$$x/x_0 = \left(1 - \frac{(1-a)r_g}{\bar{r}} \right)^{a/2(1-a)},$$

$$e^{\tilde{z}} = \left(1 - \frac{(1-a)r_g}{r}\right)^{1/(1-a)}, \quad (24)$$

$$e^{\tilde{z}} = 1 / \left(1 - \frac{(1-a)r_g}{r}\right).$$

Как видно из (24), при разумных значениях a (постньютоновский параметр $\gamma = 1 - a$ согласно экспериментальным данным близок к единице) решение похоже на шварцшильдовское с медленно меняющимся χ , убывающим или возрастающим в зависимости от знака a . При $a > 1$ решение не имеет особенностей во всей области изменения $0 \leq r < \infty$, а $a < -1$ соответствуют решения с особенностями типа шварцшильдовской, но с убывающим $\chi(r)$.

В случае $\eta < (1 - a)$ области изменения $0 \leq r < \infty$ соответствует $\xi \leq -1$ и, как видно из (22), $\eta < 0$. Возрастающая ветвь $\chi(r)$ получается для положительных значений a , что в свою очередь приводит к ограничениям на безразмерный параметр: $\zeta > \frac{2}{a}$. Решение не имеет особенностей.

Наконец, для $\eta > (1 - a)$ в области $0 \leq r < \infty$ с положительным η выбираем положительное a и получаем решение с возрастающей ветвью $\chi(r)$, не имеющее никаких особенностей. В этом случае ζ удовлетворяет неравенству $\zeta < 2/a$, что соответствует имеющимся на сегодняшний день оценочным значениям этого параметра.

Авторы выражают благодарность Г. С. Саакяну и Р. М. Авакяну, а также всем участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

THE GRAVITATIONAL FIELD OF THE CONCENTRATED MASS IN THE GENERALIZED THEORY OF GRAVITY

G. H. HARUTYUNIAN, V. V. PAPOYAN

The solution of the problem of the gravitational field of the concentrated mass in the generalized theory of gravity is found. The solution is obtained in the harmonic coordinate frame which enables to

transform it into isotropic, Schwartzschild or any other set of coordinates.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Нестационарные явления в галактике, Ереван, 1968.
2. P. Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1955.
3. P. Мизнер, К. Торн, Дж. Уиллер, Гравитация, М., 1977.
4. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
5. В. А. Фок. Теория пространства, времени и тяготения, М., 1961.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 524.38+524.5

GM 3—6: ЗАГАДОЧНЫЙ ОБЪЕКТ

Объект GM 3—6 был обнаружен при просмотре Паломарского атласа в поисках кометарных туманностей и объектов Хербига—Аро. Ввиду своего уникального вида он был включен в список пекулярных объектов [1].

Кординаты объекта: $\alpha = 5^h 56^m 8^s$, $\delta = +32^\circ 05'$ (1950); он находится у края темного канала L 1555 [2]. Вблизи, в том же канале, расположена звезда с классической кометарной туманностью в виде полудуги GM 1—5 [3, 4].

Объект GM 3—6 выглядит как пара звезд (возможно, со слегка размытыми изображениями) на расстоянии в $\sim 27''$, соединенных дугообразной туманной перемычкой. На перекрывающихся картах Паломарского атласа его вид одинаков (рис. 1а). Аналогичный облик объект имеет на фотографиях, полученных с 2.6-м рефлектором ЗТА Бюраканской обсерватории. На изоденситограмме, полученной с помощью микроденситометра PDS с одного из негативов (103аЕ + ЖС-12, 23 марта 1977 г., эксп. 40 мин) перемычка видна хорошо и, таким образом, ее следует считать не преходящим явлением типа светового эхо, а достаточно долго существующим образованием (рис. 1б). Блеск северной звезды в паре (в дальнейшем GM 3—6 N) на O-карте составляет примерно $16^m 5$, южная звезда (GM 3—6 S) слабее на $\sim 1^m 5$. Обе звезды красного цвета. Перемычка тоже лучше видна на красной карте.

Спектры звезд в GM 3—6 были получены 22 октября 1982 г. на 6-м телескопе САО АН СССР с помощью 500-канального телевизионного сканера со счетом фотонов. Эффективное спектральное разрешение составляло 5 Å, суммарное время накопления — 16—20 мин.

Обе звезды имеют спектр позднего типа без эмиссий: GM 3—6 N — K2 V, GM 3—6 S — M2 V (точность наших оценок, вероятно, не хуже одного подкласса), что вполне согласуется с их красным цветом. Единственной пекулярностью для звезды GM 3—6 N следует считать практическое отсутствие в спектре линии поглощения H_α , в то время как H_β до-

статочна сильна. Это заставляет подозревать, что линия H_{α} у этой звезды залита эмиссией. Других спектральных особенностей при данном разрешении не обнаруживается.

Сравнение относительных распределений энергии в непрерывном спектре со средними значениями для звезд соответствующих спектральных классов [5] дало неплохое согласие кривых для звезды M2 V и GM 3—6 S. Для звезды GM 3—6 N согласие с кривой для звезды K3 V значительно хуже, особенно в синей части спектра, так что можно подозревать наличие существенного ультрафиолетового избытка у этой звезды.

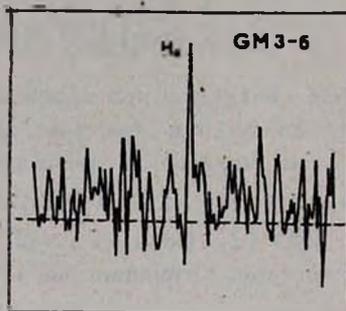


Рис. 2. Линия H_{α} в спектре перемычки.

24 октября 1982 г., когда качество изображений было очень хорошим ($\leq 1''$), на 6-м телескопе была предпринята попытка получить спектр перемычки (которую можно было близко к пределу различить на экране телевизионной системы гидрирования БТА) в средней ее части (точно между звездами). Суммарное время накопления было 20 мин для красной части спектра и 30 мин для синей. После вычитания фона неба была обнаружена эмиссионная линия, которая (в предположении галактической природы объекта) отождествляется с H_{α} . Она четко выделяется на фоне шумов (рис. 2) и отсутствует в спектре соседнего участка неба. В синей части спектра каких-либо линий, принадлежащих объекту, обнаружить не удалось (помимо, вероятно, следов линии H_{β}). Континуум практически не зарегистрирован. Лучевая скорость линии H_{α} не превосходит по абсолютной величине ошибок измерения (т. е. ± 30 км/с).

Имеющихся в настоящее время данных совершенно недостаточно для того, чтобы судить о природе GM 3—6. В частности, нельзя уверенно утверждать, что обе звезды физически связаны, — одна из них может, вообще говоря, случайно проектироваться. Расхождение в видимых величинах между звездами меньше, чем должно быть для нормальных звезд данных спектральных классов главной последовательности. Однако не имея точных фотометрических данных, а также каких-либо оценок поглощения, судить о физической взаимосвязи звезд преждевременно. Во всяком случае,

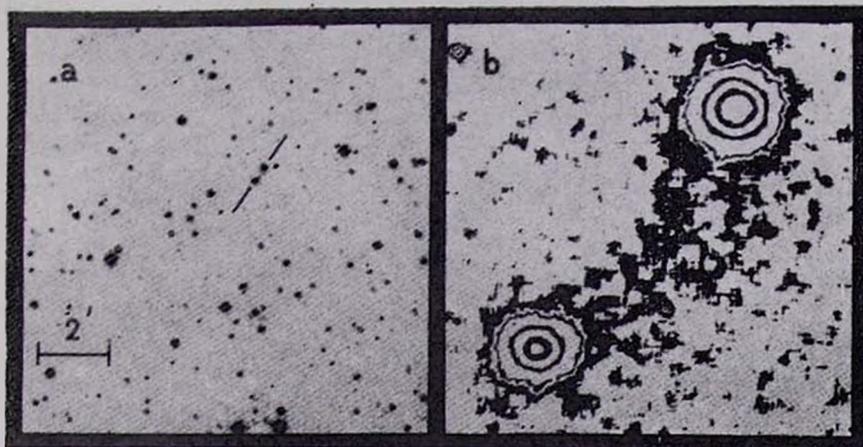


Рис. 1. а) Объект GM 3—6 (красная карта Паломарского атласа).
б) Изоденситограмма объекта GM 3—6.

К ст. Т. Ю. Магакина

расстояние объекта, скорее всего, заключено в пределах 500—1000 пс, и он, по всей вероятности, связан с поглощающим облаком. Неясен пока также и механизм возбуждения эмиссии H_α в перемычке, вне зависимости от того, какая из звезд с ней связана.

Объект GM 3—6, несомненно, заслуживает дальнейших исследований для установления его физической природы и эволюционного положения.

Автор глубоко признателен группе сотрудников САО АН СССР за помощь при наблюдениях со сканнером БТА.

GM 3—6: an Enigmatic Object. The object GM 3—6 is located in dark cloud L1555 and consists of two late-type dwarf stars (K2V and M2V) with a nebulous H_α — emission bar $\sim 27''$ long. Presently the origin of this bar is not clear.

23 декабря 1983

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Т. Ю. МАГАКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Гюльбудаян, Т. Ю. Магакян, Астрон. цирку., № 953, 1977.
2. А. Л. Гюльбудаян, Т. Ю. Магакян, Письма АЖ, 3, 113, 1977.
3. M. Cohen, Ap. J., 85, 29, 1980.
4. B. T. Lynda, Ap. J. Suppl. ser., 7, 1, 1962.
5. В. Страйжис, Э. Свидерскене, Бюлл. Вильнюсской обс., № 35, 3, 1972.

УДК 524.54+524.388

НОВЫЕ КОМЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ И ТЕСНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ

В данной работе приведены результаты поиска на Паломарских картах новых кометарных туманностей, а также групп звезд типа Трапеции.

1. *Новые кометарные туманности.* Кометарные туманности представляют собой маленькие туманности, имеющие характерные формы: в виде хвостов (запятых), дуг, конусов, биконусов, связанных в основном с нестационарными звездами (типа Т Тельца, A_*/B_* звездами Хербига). В [1] было предложено в класс звезд, связанных с хвостами (запятыми), включить звезды с туманностями в виде колец (восьмерок). В последние годы в Бюраканской обсерватории был предпринят поиск новых кометарных туманностей по картам Паломарского атласа. В 1976 г. было обнаружено более 50 объектов [2], в 1981 г.— еще 14 кометарных туманностей

[3, 4]. В результате данного просмотра, проведенного в 1983 г., найдено 8 кометарных туманностей.

Была просмотрена полоса вдоль галактического экватора шириной около 20° (за пределы этой полосы мы выходили там, где есть комплексы туманностей, как, например, в Тельце, Орионе и т. д.). Новые объекты приведены в табл. 1. В ней в первом столбце — номер объекта, во втором и третьем — координаты, в четвертом и пятом — размеры объектов соответственно на «красных» и «синих» картах.

После таблицы даны описания объектов по картам Паломарского атласа.

Таблица 1

| № | α_{1950} | δ_{1950} | l_E | l_O |
|---|-----------------|-----------------|-------|-------|
| 1 | $4^h 06^m 48^s$ | $85^\circ 43'$ | 0.6 | 0.6 |
| 2 | 4 10 52 | 24 42 | 0.3 | 0.2 |
| 3 | 6 56 32 | — 4 50 | 0.3 | 0.3 |
| 4 | 16 04 21 | 0 34 | 0.3 | 0.3 |
| 5 | 18 15 24 | —16 52 | 0.4 | 0.4 |
| 6 | 19 04 42 | 5 08 | 0.5 | |
| 7 | 21 04 20 | 66 34 | 0.7 | 0.7 |
| 8 | 23 43 39 | 63 03 | 0.3 | |

Примечания

1 — Уплотнение с конусообразной туманностью, видны следы второго конуса. Туманность видна и на синей карте. Объект расположен в слабой светлой туманности, в области присутствует поглощение.

2 — Звезда с туманностью в виде хвоста. Объект красный, расположен на краю темного облака.

3 — Несколько красноватая звезда с красной же туманностью в виде неполного кольца (или конуса). Объект расположен в темной глобуле.

4 — Интересный объект в виде сгущения с конической туманностью, в самой туманности на оси симметрии есть еще одно сгущение. Не исключено, что это сгущение является объектом Хербига—Аро, оно на синей карте имеет вид слабого пятна. Объект расположен в темном облаке.

5 — Красный объект в виде звезды с конической туманностью, виден и на синей карте. В туманности есть сгущения (возможно, звезды фона). Объект расположен в темной туманности.

6 — Звезда с двумя волокнами (возможно, это конус). На синей карте волокна не видны. Звезда красная, расположена в темном облаке.

7 — Звезда с туманностью в виде дуги. На красной карте звезда не видна из-за передержки. Объект расположен в маленькой темной глобуле.

8 — Звезда со слабой конической туманностью, на синей карте виден след туманности. В туманности есть два красных сгущения, возможно, это звезды, их следы есть и на синей карте. Объект находится в темной глобуле.

2. Системы типа Трапеции, проектирующиеся на туманности. Известно, что системы типа Трапеции являются молодыми образованиями [5]. Тем более интересен поиск систем, все члены которых (звезды) находятся в одной и той же туманности, что увеличивает вероятность наличия физической связи в таких системах, хотя не исключено, что среди них могут быть и псевдотрапеции. В результате поиска подобных систем по картам Паломарского атласа нам удалось найти четыре системы типа Трапеции. В табл. 2 приводятся данные об этих системах. В ней в первом столбце — номер группы, во втором и третьем — координаты, в четвертом — размеры групп. После таблицы даны описания систем, составленные по картам Паломарского атласа.

Таблица 2

| № | α_{1950} | δ_{1950} | l |
|---|--|------------------|-----|
| 1 | $0^{\text{h}} 55^{\text{m}} 50^{\text{s}}$ | $56^{\circ} 12'$ | 0.3 |
| 2 | 5 55 33 | $-14 06$ | 0.8 |
| 3 | 6 01 10 | $-9 46$ | 0.8 |
| 4 | 18 16 29 | $-21 02$ | 0.4 |

Примечания

1 — Группа из трех звезд в маленькой светлой туманности. В непосредственном окружении есть несколько звезд, связанных с туманностями.

2 — Трапеция из четырех звезд, в светлом облаке (облако такого же размера, что и туманность). Звезды можно различать на красной карте, на синей карте из-за передержки изображения звезд сливаются с изображением туманности.

3 — Объект, похожий на предыдущий (только состоит из трех звезд).

4 — Трапеция из четырех звезд на краю темного облака, в виде полумесяца. Звезды имеют примерно нейтральный цвет.

New Cometary Nebulae and Tight Trapezium-like Systems. 8 new cometary nebulae and 4 tight Trapezium-like star systems were found on the Palomar Sky Survey prints.

25 августа 1983

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Гюльбудагян, Астрон. цирк., № 967, 1977.
2. А. Л. Гюльбудагян, Т. Ю. Магалян, Письма АЖ, 3, 113, 1977.
3. А. Л. Гюльбудагян, Письма АЖ, 8, 222, 1982.
4. А. Л. Гюльбудагян, Астрон. цирк., № 1224, 1982.
5. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.

ВАЖНЫЙ ЦЕНТР УЧЕБНОЙ И НАУЧНОЙ РАБОТЫ ПО АСТРОФИЗИКЕ.

(к 50 летию кафедры астрофизики
Ленинградского университета)

В. Г. НАГНИБЕДА

Описывается учебная и научная работа кафедры астрофизики Ленинградского университета за 50 лет с момента ее основания.

Кафедре астрофизики Ленинградского университета исполняется 50 лет. И если, как это принято, подводить к юбилею некоторые итоги, то главным среди них будет более 370 специалистов-астрофизиков, подготовленных кафедрой за эти годы. Большинство из них работало и работает в астрономических учреждениях, академических и отраслевых научно-исследовательских институтах. Аспирантуру при кафедре прошли более 70 человек, и почти все они защитили кандидатские диссертации. Многие видные советские астрофизики были студентами или аспирантами кафедры астрофизики Ленинградского университета, которая по праву может ими гордиться.

Много разных событий произошло на кафедре за прошедшие 50 лет, многое изменилось, но неизменным оставалось главное: все эти годы, без перерыва, даже в самое суровое и тяжелое время блокады и эвакуации, не прерывался учебный процесс, кафедра учила студентов, готовила специалистов для страны. И сейчас практически на всех обсерваториях можно встретить ее выпускников, увидеть их среди участников астрофизических конференций и симпозиумов, на страницах научных журналов найти их имена.

Особые отношения установились между университетом и Пулковской обсерваторией. В течение многих лет сотрудники Пулкова приглашались для чтения лекций в университете, студенты-астрономы проходили практики в Пулковской обсерватории, а после окончания университета пополняли ее штат. Около 90 выпускников кафедры астрофизики стали в разные годы сотрудниками астрофизических отделов Главной астрономической обсерватории АН СССР. Среди них работающие в настоящее время докто-

ра наук Б. М. Рубашев, Н. Н. Михельсон, Р. Н. Ихсанов, Г. Б. Гельфрейх, начальник Горной астрономической станции ГАО в Кисловодске М. Н. Гневышев.

Сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории были или работают и ныне около 20 астрофизиков из Ленинградского университета, в их числе заместитель директора обсерватории член-корреспондент АН СССР А. А. Боярчук.

В Специальную астрофизическую обсерваторию АН СССР, созданную в 1967 г., кафедра направила более 20 своих выпускников. Директор обсерватории доктор физико-математических наук И. М. Котылов также окончил кафедру астрофизики ЛГУ.

В обсерваториях Закавказья — Бюраканской, Абастуманской, Шемахинской — много сотрудников, окончивших университет по кафедре астрофизики или аспирантуру при ней. Почти десять выпускников кафедры работают на Радиоастрономической станции Физического института АН СССР. Этот перечень можно было бы продолжить — от Радиоастрофизической обсерватории в Риге до Солнечной станции в Уссурийске.

Другим юбилейным итогом может служить многогранная научная деятельность кафедры. Многие первоклассные научные исследования, выполненные здесь, получили широкое признание. В настоящее время при кафедре и под ее руководством работают три астрофизические лаборатории Астрономической обсерватории ЛГУ: теоретической астрофизики, наблюдательной астрофизики, радиоастрономии и физики Солнца. Кафедра и состоящие при ней лаборатории составляют единый учебный и научный коллектив. Итог работы этого сильного коллектива — это сотни научных статей по различным направлениям астрофизики, это монографии, учебники и учебные пособия, написанные университетскими астрофизиками или с их участием. Некоторые из них получили мировую известность и переведены на иностранные языки.

Мировое признание получила ленинградская школа теоретической астрофизики, основателем которой был создатель и первый заведующий кафедрой астрофизики ЛГУ академик В. А. Амбарцумян. Сейчас главой этой школы является академик В. В. Соболев, сменивший В. А. Амбарцумяна и на посту заведующего кафедрой. Широкую известность приобрели работы астрофизиков-наблюдателей в области фотометрии и поляриметрии звезд, туманностей и внегалактических объектов.

Среди университетских астрофизиков в настоящее время один академик, пять докторов и 18 кандидатов наук. Кафедра имеет широкие творческие научные связи со многими обсерваториями страны. Все это, несомненно позволяет включать кафедру астрофизики ЛГУ в число ведущих астрономических научных и учебных коллективов страны.

Астрономия заняла видное положение в Петербургском университете со времени его основания в 1819 г. Уже тогда среди немногочисленных кафедр университета была и кафедра астрономии. Создание Астрономической обсерватории университета, столетие которой отмечалось в 1981 г., способствовало развитию научных астрономических исследований.

Бурное развитие в начале века новой области астрономии — астрофизики вскоре нашло свое отражение и в преподавании астрономии в университете. В 1909—1910 гг. среди курсов лекций, читавшихся профессором А. А. Ивановым, появились первые астрофизические курсы физики неба и физики Солнца. В послереволюционные годы для чтения специальных астрофизических курсов в университет были приглашены два выдающихся русских ученых: академик А. А. Белопольский и профессор Г. А. Тихов. Первый из них читал курс астроспектроскопии, второй — астрофотографии. Лекции этих замечательных ученых не только способствовали повышению уровня обучения студентов, но и положили начало подготовке высококвалифицированных астрофизиков. В 20-е годы Петроградский—Ленинградский университет окончили такие известные впоследствии астрофизики как В. А. Амбарцумян, И. С. Астапович, Н. А. Козырев, В. Б. Никснев, В. П. Цесевич, В. В. Шаронов, М. С. Эйгенсон.

В начале 30-х годов физико-математический факультет университета разделился на два, и астрономия была включена в состав математико-механического факультета. Вскоре после этого была образована кафедра астрофизики, создание которой связано с именем выдающегося советского астрофизика Виктора Амазасповича Амбарцумяна. Он окончил Ленинградский университет в 1928 г. и поступил в аспирантуру Пулковской обсерватории к акад. А. А. Белопольскому. Спустя три года В. А. Амбарцумян вернулся в университет, где стал читать астрофизические курсы. Затем он возглавил астрофизический отдел университетской обсерватории, а в 1934 г., став профессором организовал кафедру астрофизики. Создание кафедры позволило значительно расширить и углубить астрофизическую подготовку студентов.

Возглавив университетскую астрофизику, В. А. Амбарцумян разработал программу развития учебной и научной работы. Это были годы, когда на основе успехов квантовой механики разрабатывались теория атомных спектров и теория излучения. Это дало возможность астрофизикам начать построение теории спектров звезд и туманностей и использовать ее при интерпретации наблюдений, т. е. положить начало теоретической астрофизики.

В. А. Амбарцумян считал, что высокий уровень теоретических исследований является одной из гарантий независимости нашей науки и что именно университет является подходящим местом для развития теоретических работ. Намеченная им программа научных исследований и подготов-

ки студентов в области астрофизики нашла поддержку астрономов университета. Студенты также с большим интересом отнеслись к появлению новой кафедры. Как вспоминает сам В. А. Амбарцумян, вскоре после начала его работы в университете он «оказался окруженным группой молодежи, понявшей перспективность нового направления». В. А. Амбарцумян впервые в нашей стране разработал и начал читать курс теоретической астрофизики. Эти лекции послужили основой для написания первого в СССР учебника «Теоретическая астрофизика», вышедшего в 1939 г. Он также читал важный курс теоретической физики.

Наряду с этим на кафедре большое внимание уделялось и подготовке студентов в области наблюдательной астрофизики. В. В. Шаронов читал курс практической астрофизики, а А. И. Лебединский — общей астрофизики. Ряд курсов читали сотрудники Пулковской обсерватории. Студенты проходили наблюдательную практику на различных обсерваториях. Среди окончивших университет по специальности «астрофизика» в эти предвоенные годы Т. А. Агекян, В. Г. Горбацкий, В. А. Домбровский, В. В. Соболев, ставшие в дальнейшем профессорами Ленинградского университета. В эти же годы появились на кафедре и первые аспиранты. В их числе Т. А. Агекян, М. А. Вашакидзе, Ш. Г. Горделадзе, Д. О. Мохнач, В. В. Соболев, защитившие в дальнейшем докторские диссертации.

Наряду с главной задачей — воспитанием научной смены, кафедра астрофизики активизировала и научные исследования. Особенностью университетской науки вообще, и астрофизики в частности, является довольно широкий спектр направлений, в которых ведутся научные исследования. Это связано с необходимостью готовить специалистов-астрофизиков широкого профиля.

Данная статья не является научным обзором, и поэтому при рассмотрении научных достижений будут, по необходимости кратко, указаны лишь наиболее интересные и важные научные результаты, полученные астрофизиками университета за прошедшие годы.

Наиболее известны и впечатляющи научные достижения в области теоретической астрофизики. Успехи в этой области в предвоенные годы связаны с работами В. А. Амбарцумяна. В упомянутой выше программе он определил основные проблемы, над которыми работали в первые годы теоретики-астрофизики ЛГУ. Это были вопросы, которыми интересовался и сам В. А. Амбарцумян: физика туманностей и оболочек нестационарных звезд, теория переноса излучения и статистическая механика звездных систем. В каждом из этих направлений он получил результаты фундаментальной важности, заложившие основу для дальнейших работ на многие годы. Этими задачами занялась группа молодых сотрудников и аспирантов, из числа учеников В. А. Амбарцумяна, по его словам, «способная к решению крупных научных задач».

Еще аспирантом В. А. Амбарцумян занялся теоретическим изучением планетарных туманностей. К этому времени было известно, что яркие линии в их спектре возникают за счет эффекта флуоресценции, т. е. переработки в туманности ультрафиолетового излучения центральной звезды в излучение с большими длинами волн. Принимая во внимание этот эффект, В. А. Амбарцумян разработал теорию лучистого равновесия планетарных туманностей и предложил метод определения температуры туманности по отношению интенсивностей эмиссионных линий.

Другой метод определения температур газовых туманностей, основанный на рассмотрении энергетического баланса свободных электронов, разработал В. В. Соболев. Указанные методы до сих пор используются астрофизиками. В. В. Соболев рассмотрел также роль светового давления в расширяющейся планетарной туманности. Эти работы составили кандидатскую диссертацию, которую он защитил за несколько дней до начала войны.

Другого рода задачами занимался А. И. Лебединский. Изучая конвективные движения в звездах, он первым ввел в теорию понятие анизотропной турбулентной вязкости и применил эту теорию для изучения турбулентных движений в атмосфере Солнца. В конце 1941 года он защитил докторскую диссертацию.

Помимо конкретных астрофизических задач В. А. Амбарцумян интересовался и общими проблемами теории переноса излучения. Работы в этом направлении, начатые до войны, были продолжены во время войны в Елабуге, куда он и другие астрофизики (В. В. Соболев, Н. Н. Сытинская и В. В. Шаронов) были эвакуированы в начале войны в составе университетских лабораторий, имевших оборонное значение. Эти исследования, имевшие большое прикладное значение, оказали значительное влияние на последующее развитие теории переноса излучения. В них В. А. Амбарцумян разработал принцип инвариантности, позволяющий непосредственно, без рассмотрения поля излучения в среде, находить интенсивность излучения, выходящего из среды. Этот метод получил широкое признание и применение не только в астрофизике, но всюду, где рассматривается теория переноса — в геофизике, океанологии, физике плазмы и т. д. В 1946 г. за работы по теории рассеяния света В. А. Амбарцумян был удостоен Государственной премии СССР.

Там же, в Елабуге, изучение рассеяния света в земной атмосфере проводил В. В. Шаронов. Разработанные им несложные фотометрические приборы позволяли определять дальность видимости далеких предметов и огней — важный для авиации вопрос. Эти работы, составившие предмет его докторской диссертации, были так сказать «прикладной частью обширных фотометрических исследований тел солнечной системы, которыми занималась в предвоенное десятилетие лаборатория фотометрии АО ЛГУ,

руководимая В. В. Шароновым. Для таких исследований он и Н. Н. Сыгинская разработали надежную методику абсолютных фотометрических измерений и использовали ее при наблюдениях солнечной короны, Луны и планет.

В 30-е годы начал работать на кафедре В. А. Домбровский, с которым связано развитие спектрофотометрических и поляриметрических работ по физике звезд, туманностей и внегалактических объектов в Ленинградском университете. В. А. Амбарцумян предложил ему провести спектрофотометрию светлых газовых туманностей, что было интересно и важно для сравнения с теорией свечения таких туманностей. Для выполнения этой работы В. А. Домбровский разработал и изготовил светосильный спектрограф и провел наблюдения. Успех этой работы был связан, прежде всего, с глубоко продуманной методикой наблюдений и тщательным изучением параметров приемной аппаратуры. Эти особенности стали характерными и для последующих работ астрофизиков-наблюдателей ЛГУ.

Война прервала нормальный ход учебной и научной работы кафедры. Как уже отмечалось, часть сотрудников была эвакуирована в Елабугу, часть осталась в блокадном Ленинграде. Занятия продолжались до февраля 1942 г., когда университет был эвакуирован в Саратов. Там на А. И. Лебединского и В. А. Домбровского легла вся учебная нагрузка по кафедре. После снятия блокады Ленинградский университет вернулся домой, и с осени 1944 г. начались занятия в здании бывших Бестужевских курсов на 10-й линии Васильевского острова, куда переехал математико-механический факультет.

В первые послевоенные годы астрономическое отделение математико-механического факультета претерпела значительные изменения. В связи с увеличением учебной нагрузки из кафедры астрофизики выделились две кафедры: общей астрономии и звездной астрономии, на которые перешли некоторые сотрудники. В 1947 г. В. А. Амбарцумян, еще в конце войны уехавший в Армению и ставший вице-президентом, а затем и президентом АН Армянской ССР, отказался от должности заведующего кафедрой астрофизики. Вместо него был избран В. В. Соболев, защитивший в 1946 г. докторскую диссертацию. На кафедре появились новые аспиранты, часть которых, защитив диссертации, стали сотрудниками астрофизических лабораторий АО ЛГУ. В эти и последующие 50-е—60-е годы активно развивались несколько направлений учебной и научной работы. В. В. Соболев читал курсы теоретической астрофизики и теоретической физики и руководил научными работами по теоретической астрофизике. В. А. Домбровский читал курсы общей астрофизики, астрофотометрии и астрополариметрии и возглавлял лабораторию физики звезд и туманностей. В 1960 г. он защитил докторскую диссертацию и стал профессором кафедры, оставаясь в этой должности вплоть до своей смерти в 1972 г. Курсы астроспектроско-

лии и физики Солнца читал О. А. Мельников — сотрудник Пулковской обсерватории, зачисленный на должность профессора кафедры по совместительству. Он руководил работой лаборатории физики Солнца и проработал на кафедре до 1978 г. В. В. Шаронов, став профессором другой кафедры, продолжал астрофизические исследования, возглавляя лабораторию планетной астрономии.

Важным событием тех лет стало появление на кафедре нового направления — радиоастрономии. В 1959 г. для чтения лекций по радиоастрономии был приглашен сотрудник ГАО АН СССР А. П. Молчанов, который возглавил и научные исследования в области радиоастрономии в АО ЛГУ. В 1963 г. он полностью перешел на кафедру, и на кафедре астрофизики появилось две специализации: астрофизика и радиоастрономия. В 1966 г. после ухода А. П. Молчанова его место на кафедре занял В. Г. Нагнибеда.

Крупным шагом вперед в развитии наблюдательной астрофизики стало строительство южной астрофизической станции АО ЛГУ, которое развернулось в начале 60-х годов по инициативе и под руководством В. А. Домбровского рядом с Бюраканской обсерваторией в Армении. Молодые сотрудники с большим энтузиазмом участвовали в строительстве, а затем начали там научные исследования. Для многих студентов станция стала местом прохождения производственной и преддипломной практики.

Большую роль в подготовке специалистов по астрофизике в нашей стране сыграли учебники, в написании которых участвовали университетские астрофизики. В 1952 г. вышла в качестве учебного пособия книга В. А. Амбарцумяна, Э. Р. Мустеля, А. Б. Северного, В. В. Соболева «Теоретическая астрофизика», переведенная позже на несколько иностранных языков. Хотя эта книга имела значительный успех, она несколько отклонялась от общего направления и стиля работы по теоретической астрофизике в ЛГУ. Был опубликован трехтомный пулковский «Курс астрофизики и звездной астрономии», в числе авторов которого были В. Г. Горбацкий, О. А. Мельников, А. П. Молчанов, В. В. Соболев, В. В. Шаронов. В 1967 г. В. В. Соболев опубликовал учебник для университетов «Курс теоретической астрофизики», позднее изданный в США и вышедший вторым изданием. Этот учебник более точно соответствовал направлению и стилю работ ЛГУ.

Активная успешная учебная и научная деятельность кафедры создала ей высокий авторитет в стране. Кафедра установила тесные связи со многими астрономическими учреждениями: Пулковской, Бюраканской, Крымской обсерваториями, Радиоастрономической станцией ФИАН в Пущине. Формы этих связей были самые разнообразные: совместные научные и наблюдательные работы, участие в работе Ученых советов, прохождение студентами производственной практики, приглашение сотрудников для чте-

ния лекций, направление выпускников на работу, написание учебников и монографий.

С 1947 г. группа студентов-астрономов начала выделяться на факультете в отдельный поток с первого курса, на астрономическое отделение стали принимать ежегодно 25 студентов, примерно половина которых затем специализировалась по астрофизике. Многие выпускники этого периода стали впоследствии видными учеными, защитили докторские диссертации. Среди них необходимо отметить заместителя директора Крымской обсерватории, члена-корреспондента АН СССР А. А. Боярчука, директора САО АН СССР И. М. Копылова, профессоров Ленинградского университета А. А. Никитина, И. Н. Минина, В. В. Иванова и сотрудника АО ЛГУ Д. И. Нагирнера, уже упоминавшихся сотрудников Пулковской обсерватории Г. Б. Гельфрейха, Р. Н. Иханова, Н. Н. Михельсона, сотрудников СибИЗМИР С. И. Вайнштейна и РАС ФИАН В. И. Шишова. Стали докторами наук бывшие аспиранты кафедры С. А. Каплан, М. А. Аракелян, Э. Е. Хачикян, В. Ю. Теребиж, Х. Домке, Э. Г. Яновицкий.

В рассматриваемый период бурно развивались и научные исследования, особенно по теоретической астрофизике. В первую очередь надо отметить активную деятельность В. В. Соболева. В 40-е и в начале 50-х годов им были продолжены и развиты во многих направлениях исследования по теории переноса излучения и ее применения к астрофизическим задачам. Затем в эти исследования включились его ученики, и постепенно сформировалась немногочисленная, но очень сильная группа астрофизиков-теоретиков, составившая ядро ленинградской школы теории переноса.

Основополагающими оказались предложенные В. В. Соболевым новые методы теории переноса. Он ввел в теорию рассеяния света новую величину — вероятность выхода кванта из среды. Такой вероятностный подход в дальнейшем был распространен на всю проблему многократного рассеяния излучения и широко применяется в работах по теории переноса. Другой метод сводится к нахождению резольвентной функции $\Phi(\tau)$ (только одной переменной τ), через которую находится решение уравнения переноса при любом распределении источников. Для нее было получено линейное интегральное уравнение. Резольвентная функция $\Phi(\tau)$ прочно вошла в теорию переноса излучения как функция Соболева. Еще один метод приводит к получению линейных интегральных уравнений для коэффициентов яркости, определяющих интенсивность выходящего из среды излучения. В. В. Соболев ввел приближение полного перераспределения по частотам (полностью некогерентное рассеяние), составляющее основу современной теории образования спектральных линий. Им была разработана общая теория переноса излучения при анизотропном рассеянии. Он положил начало развитию теории переноса поляризованного излучения. Разработанные им новые методы оказались весьма эффективными при рассмотре-

нии многих астрофизических задач. Указанные результаты вошли в его монографии «Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет» (1956 г.) и «Рассеяние света в атмосферах планет» (1972 г.). В 1958 году он был избран членом-корреспондентом Академии Наук СССР.

Занимаясь изучением оболочек звезд с яркими спектральными линиями, В. В. Соболев пришел к выводу о необходимости учитывать в таких задачах наличие сильных движений в оболочках их расширение. Ему удалось разработать в общем виде теорию переноса лучистой энергии в движущихся средах и применить ее к анализу свечения оболочек нестационарных звезд. Суть рассматриваемой теории состоит в том, что при наличии градиента скорости в оболочке фотоны с частотами спектральных линий поглощаются лишь в тонком по сравнению с толщиной оболочки слое. А тогда диффузию фотонов по всей оболочке можно не рассматривать, что сводит задачу о лучистом равновесии оболочки к решению относительно простой системы алгебраических уравнений. Это позволяет вычислить профили и интенсивности спектральных линий, возникающих в оболочке. Эти результаты составили содержание докторской диссертации В. В. Соболева (1946 г.) и были опубликованы в монографии «Движущиеся оболочки звезд» (1947 г.), переведенной на английский язык и изданной в США в 1960 году.

Разработанная В. В. Соболевым теория была применена рядом его учеников для анализа излучения конкретных объектов. Интерес к этой теории резко возрос в последние годы (спустя 30 лет!), когда теория неподвижных звездных атмосфер была, в основном, разработана и центр тяжести исследований в этой области астрофизики как в нашей стране, так и за рубежом переместился на изучение выбрасывания вещества из разных объектов.

В 1950 г. В. В. Соболев рассмотрел задачу о свечении оболочки новой звезды при отсутствии в ней лучистого равновесия. Эта работа положила начало развитию теории нестационарного поля излучения. Эта теория позволяет интерпретировать кривую блеска новых звезд, особенности их спектра и некоторые параметры оболочек. Ученик В. В. Соболева И. Н. Минин, развивая далее теорию нестационарной диффузии излучения, рассмотрел более детально характер свечения и динамики оболочки новых звезд. Эти результаты составили часть его докторской диссертации, защищенной в 1966 г.

Изучением динамики оболочек новых и других нестационарных звезд, их взаимодействия с выбрасываемым из звезды газом занимался В. Г. Горбацкий. При этом он пришел к необходимости учитывать газодинамические эффекты. Он рассмотрел свечение нагретых ударными волнами оболочек при отсутствии ионизационно-рекомбинационного и температурного равновесия и применил полученные результаты для интерпретации спектров

долгопериодических переменных и новых звезд. В 1963 г. он защитил докторскую диссертацию. В этом же году вышла монография В. Г. Горбацкого и И. Н. Минина «Нестационарные звезды». Последующие работы В. Г. Горбацкого и его учеников развивают исследования динамики газовых потоков в тесных двойных системах. В них рассматривается излучение вращающейся дискообразной оболочки звезды, процесс «дисковой аккреции», наличие газовой струи в двойных системах, возникновение «горячего пятна» в области встречи струи с диском. Горячее пятно должно являться источником рентгеновского излучения, что впоследствии подтвердили наблюдения.

Теоретическое изучение эмиссионного спектра новых звезд, оболочек нестационарных звезд и планетарных туманностей с целью определения их химического состава проводил А. А. Никитин. Он рассчитал вероятности переходов для атомов гелия и разработал теорию относительных интенсивностей его спектральных линий в планетарных туманностях. В дальнейшем он выполнил трудоемкие расчеты атомных характеристик некоторых ионов азота, углерода и кислорода, чьи линии наблюдаются в эмиссионном спектре нестационарных звезд. Им совместно с И. Б. Левинсоном написана книга «Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах» (1962 г.). В 1964 г. он защитил докторскую диссертацию.

С введенным в теорию В. В. Соболевым уже упоминавшимся приближением полного перераспределения по частотам связан и значительный прогресс в трудной задаче расчета спектра звезды. На основе решения полученного им интегрального уравнения для переноса излучения в линии были рассчитаны профили линий поглощения и объяснены наблюдаемые в спектрах звезд значительные остаточные интенсивности в ядрах сильных резонансных линий.

В дальнейшем В. В. Иванов и Д. И. Нагирнер выполнили большой цикл работ, где аналитически исследовали перенос излучения внутри спектральной линии с учетом перераспределения его по частоте. Они изучили ряд специальных функций, через которые выражаются решения стандартных задач, и составили их подробные таблицы, а также исследовали асимптотическое поведение решений этих задач. Все это позволяет вычислять профили линий поглощения и излучения при различных физических условиях в атмосферах звезд. В 1969 г. В. В. Иванов опубликовал монографию «Перенос излучения и спектры небесных тел», переведенную на английский язык и изданную в США в 1973 г., а в 1971 г. защитил докторскую диссертацию.

В. В. Соболев наряду с С. Чандрасекаром решил задачу о рассеянии света в фотосфере на свободных электронах, показав, что излучение, иду-

щее от различных частей диска звезды должно быть поляризованным. Это явление получило название эффекта Соболева—Чандрасекара.

Большое место в работах ленинградских астрофизиков занимает теория многократного рассеяния света, которая является основой теоретического исследования атмосфер планет по отражаемому ими излучению. Еще в 1942 г. В. А. Амбарцумян впервые применил эту теорию в случае полубесконечной атмосферы для интерпретации распределения яркости по диску Юпитера. В 40-х, а затем в 60-х годах В. В. Соболев развил теорию рассеяния света в анизотропно рассеивающих атмосферах и на ее основе рассчитал теоретическую зависимость блеска Венеры и поляризации ее излучения от угла фазы. Ряд работ в этом направлении был выполнен учениками В. В. Соболева.

Переходя к рассмотрению наблюдательных работ университетских астрофизиков, необходимо отметить, что отсутствие собственных крупных инструментов накладывает жесткие ограничения на выбор задач, а с другой стороны стимулирует разработку наилучшей для данной задачи методики наблюдений и обработки.

В Астрономической обсерватории ЛГУ в 30-е годы имелся лишь 22-см рефрактор, приобретенный еще С. П. Глазенапом. В конце 30-х годов А. И. Лебединский создал, а после войны С. С. Журавлев восстановил и модернизировал солнечный телескоп с дифракционным спектрографом. На этих инструментах до 60-х годов и велась научная работа в ЛГУ и проводилась студенческая практика.

После войны продолжились работы по фотометрии планет в лаборатории планетной астрономии. В. В. Шаронов много лет изучал цвет и яркость солнечной короны. Он семь раз участвовал в экспедициях на солнечные затмения. Известен «эффект Шаронова»: всегда в месте наблюдения, где был он, была хорошая погода. В своей последней экспедиции на курильский остров Кунашир в 1963 г., когда на наблюдательную площадку напал туман, он успел подняться по склону вулкана выше слоя тумана и с помощью ручного фотометра выполнил наблюдения (ему было уже за 60 лет). Большое число исследований и измерений было посвящено изучению сравнительных наблюдаемых характеристик поверхностей Марса и Луны и образцов земных пород. В. В. Шаронов разработал «метеорно-шлаковую» теорию строения лунной поверхности, правильность основных положений которой подтвердилась при полетах космических кораблей. Признанием заслуг В. В. Шаронова в исследовании Марса и Луны служит то, что он является одним из немногих советских астрономов, чьим именем названы кратеры на Луне и Марсе.

В спектроскопической лаборатории, позднее переименованной в лабораторию физики Солнца, О. А. Мельников с сотрудниками и учениками получил обширный наблюдательный материал для спектrophотометриче-

ского исследования солнечной атмосферы и образований в ней. Основным методом определения физических условий из наблюдений был метод кри-вых роста, успешно развитый О. А. Мельниковым. Много работ было посвящено исследованию свойств солнечной атмосферы по сопоставлению спектрофотометрических данных для центра и края солнечного диска. Изучалось вращение Солнца на разных оптических глубинах и разных гелиографических широтах.

В конце 40-х годов начались пионерские работы В. А. Домбровского по поляриметрическим наблюдениям звезд. Он предпринял попытку обнаружить эффект Соболева—Чандрасекара (одновременно аналогичные наблюдения начались в США). В этих наблюдениях искомый эффект не был обнаружен, зато была открыта межзвездная поляризация света звезд. Для дальнейших наблюдений был создан чувствительный фотоэлектрический поляриметр. С этим прибором было выполнено большое количество наблюдений звезд и туманностей. В 1953 г. В. А. Домбровский и М. А. Вашикидзе независимо друг от друга обнаружили предсказанную теоретиками сильную поляризацию света Крабовидной туманности, что явилось наблюдательным аргументом в пользу синхротронной природы непрерывного излучения аморфной массы туманности.

Важную роль в развитии наблюдательных работ по астрофизике сыграла Южная астрофизическая станция АО ЛГУ в Бюракане, которая была построена и оснащена в начале 60-х годов по инициативе В. А. Домбровского и при его непосредственном участии. Его энтузиазм, активная работа молодых сотрудников позволили уже в 1963 г. провести пробные наблюдения на первом полуметровом телескопе АЗТ-14, а через год начать научные программы. В дальнейшем были поставлены еще четыре телескопа такого же класса. В работах Бюраканской станции удалось сохранить традиции высокого качества и тщательной продуманности в проведении поляриметрических и фотометрических наблюдений. В первых работах на станции О. С. Шулов установил существование у затменных переменных звезд собственной поляризации, обусловленной рассеянием света этих звезд на свободных электронах газовых потоков в этих системах. В. А. Гаген-Торн исследовал поляризацию света ядер сейфертовских галактик, существование которой объясняется наличием в них источников синхротронного излучения. За поляризационные исследования звезд, туманностей и галактик В. А. Домбровскому (посмертно), В. А. Гаген-Торну и О. С. Шулову в 1974 г. была присуждена премия имени Ф. А. Бредихина Академии Наук СССР.

В 60-х годах на кафедре начались радиоастрономические исследования, которыми до 1966 г. руководил А. П. Молчанов. Основным направлением работ было изучение активных областей на Солнце в сантиметровом диапазоне длин волн с использованием результатов для прикладных це-

лей. А. П. Молчанов разрабатывал методику наблюдений Солнца на малых радиотелескопах, исследовал наблюдательные характеристики локальных источников S-компонента радиоизлучения Солнца. Он был участником наблюдений солнечных затмений, по результатам которых впервые построил спектр радиоизлучения отдельного локального источника, что было важным для определения природы этих образований. В 1964 г. он защитил докторскую диссертацию. Радиоастрономы кафедры со своим экспедиционным радиотелескопом участвовали в наблюдениях многих солнечных затмений, в том числе в Африке, на Курилах, на островах Кука. Им в числе первых удалось выявить тонкую структуру локального источника, обнаружив яркие области над отдельными солнечными пятнами в группе. Большой цикл наблюдений Солнца был выполнен на Большом пулковском радиотелескопе на волне 2 см, что позволило подробно изучить структуру и спектральные особенности локальных источников в коротком см-диапазоне длин волн. Эти наблюдения свидетельствовали о существовании на небольших высотах над фотосферой тонкого переходного слоя с большим градиентом температуры. При проникновении значительного магнитного поля пятен в область с высокой температурой на более длинных волнах становится эффективным магнитотормозное излучение. Таким образом, характер спектра и структуру источников удалось объяснить совместным действием тормозного и магнитотормозного механизмов радиоизлучения.

В последнее десятилетие продолжается активное развитие всех направлений деятельности кафедры. Отметим три события, происшедшие в эти годы и важные для жизни кафедры. В начале 70-х годов специализация «астрофизика» разделилась, и теперь кафедра готовит выпускников по трем специализациям: теоретическая астрофизика, наблюдательная астрофизика и радиоастрономия. В 1978 г. кафедра вместе с математико-механическим факультетом переехала в новое здание в Петродворцовом учебно-научном комплексе ЛГУ. В 1981 г. заведующий кафедрой В. В. Соболев был избран действительным членом Академии Наук СССР.

На кафедре продолжается большая методическая работа по совершенствованию обучения студентов. В связи с организацией трех специализаций были существенно пересмотрены перечень и содержание читаемых курсов лекций. Для всей астрономической группы на кафедре читаются общие астрофизические курсы. Теоретическую астрофизику читает академик В. В. Соболев, общую астрофизику — доцент В. А. Гаген-Торн, радиоастрономию — доцент В. Г. Нагнибеда. Читается большой курс теоретической физики — доцент Д. И. Нагирнер, и физики плазмы — Г. Б. Гельфрейх, зачисленный на должность профессора кафедры по совместительству. Внушительно выглядит список читаемых специальных курсов. Часть из них рассматривает физические основы процессов в космических объектах: физика плазмы, космическая газодинамика, теория переноса излуче-

ния, механизмы космического радиоизлучения. Другие—современные методы астрофизических наблюдений: телескопы и оптические приемники излучения, астроспектроскопия, астрофотометрия, методы радиоастрономии. Природа различных объектов подробно рассматривается в таких курсах, как: звездные атмосферы, физика звезд, радиоизлучение Солнца, межзвездная среда, радиоизлучение Галактики, внегалактическая астрономия, физика галактик. Читаемые спецкурсы предусматривают не только углубленную подготовку по данной специализации, но и обеспечивают подлинную широту настоящей университетской квалификации выпускников. Поэтому нередки случаи, когда после окончания университета астрофизик-теоретик успешно работает в области радиоастрономии, а наблюдатель становится теоретиком.

По-прежнему активна научная деятельность кафедры. В последние годы В. В. Соболев выполнил цикл работ по исследованию роли электронного рассеяния в формировании спектров некоторых типов астрофизических объектов (звезд типов O и WR, сверхновых, рентгеновских источников и др.). Электронное рассеяние, не меняя эффективную температуру звезды, приводит к изменению относительного распределения энергии в спектре, т. е. к изменению спектрофотометрической температуры. В частности, у сверхновых звезд эти две температуры в оболочке могут существенно различаться. Это обстоятельство важно учитывать при интерпретации наблюдений линейчатого спектра.

В. В. Соболев совместно с В. М. Лоскутовым исследовал процесс многократного рассеяния излучения свободными электронами по закону Релея при разных источниках энергии в среде. Результаты определения степени поляризации излучения, выходящего из среды, использовались, в частности, для интерпретации наблюдений излучения рентгеновских источников.

Д. И. Нагирнер продолжил исследования переноса излучения в спектральных линиях при предположении о полном перераспределении по частотам. Им получены точные и асимптотические решения ряда модельных стационарных и нестационарных задач. Предложены методы расчета полей излучения в плоских и цилиндрических средах. Эти результаты обобщены им в докторской диссертации (1984 г.).

В. В. Иванов предложил приближенное решение уравнения переноса излучения для частот линий, обеспечивающее очень высокую точность при весьма общих предположениях о свойствах атмосферы, распределении первичных источников излучения в ней, профиле коэффициента поглощения и т. п. Им выполнен цикл исследований по изучению асимптотических свойств полей излучения в анизотропно рассеивающих атмосферах.

А. К. Колесов рассмотрел решение уравнения переноса излучения в средах со сферической симметрией методом собственных функций. Он по-

лучил полную систему ортогональных собственных функций, что позволило найти ряд точных и асимптотических формул для интенсивности излучения в этих средах.

Новое для кафедры направление открыли работы В. В. Иванова с учениками по внутреннему строению звезд. Созданы и введены в эксплуатацию программы расчета моделей звезд и их эволюции.

Методы теоретического исследования многократно ионизованных атомов, учитывающие релятивистские эффекты, рассмотрены в монографии А. А. Никитина и Э. Б. Рудзикаса «Основы теории спектров атомов и ионов», вышедшей в 1983 г.

В. Г. Горбацкий с группой сотрудников по-прежнему в своих работах рассматривали нестационарные объекты, в которых необходимо учитывать газодинамические эффекты. В 1974 г. опубликована книга В. Г. Горбацкого «Новоподобные и новые звезды», а в 1977 г. его монография «Космическая газодинамика». В последние годы интересы этой группы переместились на изучение динамики газа в скоплениях галактик и его взаимодействия с галактиками. В этом направлении они активно сотрудничают с радиоастрономами РАС ФИАН, где проводятся подобные исследования. В этой работе стали принимать участие и радиоастрономы кафедры, выполняющие наблюдения на инструментах РАС ФИАН.

Радиоастрономы кафедры продолжают также и исследования Солнца. Ими проведены наблюдения нескольких солнечных затмений (на Чукотке, на Кубе, на радиотелескопах РТ-22 ФИАН и РТ-7.5 МВТУ им. Баумана). Эти наблюдения дали новые факты о свойствах радиоисточников над пятнами и протуберанцами. Широко используются возможности наблюдений на крупных радиотелескопах страны. Проведены циклы наблюдений на РАТАН-600, РТ-22, РТ-7.5 с целью исследования структуры и динамики различных образований в атмосфере Солнца.

Астрофизики-наблюдатели в последние годы получили уникальный по однородности и длительности наблюдений материал по фотографической фотометрии и электрополяриметрии компактных внегалактических объектов (лацертиды, N-галактики и др.). Его изучение приближает к пониманию природы активных процессов, происходящих в ядрах галактик. По-прежнему много внимания уделяется методическим вопросам, в частности, разработана программа машинной обработки фотографий протяженных объектов.

Интересные результаты получены по фотометрическим и поляризационным наблюдениям молодых звезд в скоплениях. На основе обзора большого количества звезд уточняется начальная главная последовательность.

Активно развиваются инфракрасные наблюдения, начатые в конце 60-х годов. Сейчас наряду с изучением звезд поздних спектральных клас-

сов начаты инфракрасные наблюдения рентгеновских источников. В настоящее время Бюраканская станция АО ЛГУ, пожалуй, единственная обсерватория, где ведутся регулярные длительные наблюдения поляризации в ИК-длиннолинной области.

В последнее время инструменты Бюраканской станции перестали удовлетворять современным требованиям. Поэтому большое внимание уделяется созданию в АО ЛГУ более мощной наблюдательной базы. Заказан крупный телескоп для обсерватории. Экспериментально-конструкторский отдел, руководимый директором обсерватории М. К. Бабаджаняцем, заканчивает изготовление телескопа с зеркалом диаметром 1.6 м, который устанавливается на новой наблюдательной базе в Средней Азии. Это позволяет надеяться, что наблюдательные работы вскоре получат новый импульс к дальнейшему расширению и развитию.

Уже отмечалось, что кафедра астрофизики всегда поддерживала творческие связи с другими астрономическими учреждениями. В последние годы такие связи еще больше расширились и углубились. Хорошую основу для этого составляют договоры о творческом содружестве, заключенные кафедрой с рядом обсерваторий. Формы сотрудничества становятся многообразнее. Это и совместная научная работа, и направление студентов на практику и на работу, проведение совместных семинаров. Так, например, кафедра проводит совместные семинары с восточными астрофизиками (поочередно в Ленинграде и в Эстонии). Такого же типа семинары начали осуществляться и между кафедрой астрофизики ЛГУ и Бюраканской обсерваторией. СИБИЗМИР помогает кафедре в создании учебного радиотелескопа, а радиоастрономы кафедры автоматизировали солнечные наблюдения на радиотелескопе РТ-22 ФИАН.

Кафедра совместно с Бюраканской астрофизической обсерваторией явилась инициатором создания основного для нашей области знания советского журнала «Астрофизика», начавшего выходить в свет в 1965 г.

В заключение хотелось бы отметить еще одну особенность университетской учебно-научной жизни. Помимо чисто учебных занятий сотрудники кафедры много сил и времени уделяют индивидуальной работе со студентами, приобщают их к научным исследованиям, пользуются их помощью в выполнении своих научных программ. Тем самым они воспитывают научную смену. В этом секрет постоянной молодости и научной активности кафедры.

Ленинградский государственный
университет

THE IMPORTANT CENTER
OF EDUCATIONAL AND SCIENTIFIC WORK ON
ASTROPHYSICS

(50-years of the Leningrad University Astrophysics chair)

V. G. NAGNIBEDA

The educational and scientific work at the Leningrad University chair of astrophysics for 50 years since the year of the chair foundation is outlined.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 21

АВГУСТ, 1984

ВЫПУСК 1

РЕЦЕНЗИИ

УДК 524.3.082+524.338.6

Активность красных карликовых звезд. Труды 71-го коллоквиума Международного астрономического союза, состоявшегося в Катании (Италия) 10—13 августа 1982 г. Редакторы П. Б. Бирн и М. Родоно. Издательство Рейдел, Дордрехт, 1983, 669 стр.

Рецензируемая книга является своего рода сборником современных знаний об активности красных карликовых звезд, в частности, вспыхивающих звезд. Ее значение трудно переоценить, имея в виду, что физика вспыхивающих звезд остается пока одной из самых загадочных областей современной астрофизики.

Книга открывается вступительным обзором Рознера (R. Rosner) «Магнитные поля и активность Солнца и звезд», в котором рассматриваются результаты последних исследований по наблюдениям и теории солнечной и звездной активности. По мнению докладчика эти исследования и прежде всего результаты наблюдений различных проявлений звездной активности, выполненных обсерваториями «IUE» и «Эйнштейн», а также наземных — оптических и радио, свидетельствуют об аналогии между солнечной и звездной активностью. При этом предполагается, что солнечные и звездные данные дают серьезные основания считать центральным вопросом для явлений хромосферной и корональной активности звезд вопрос о взаимодействии магнитных полей с турбулентной жидкостью (плазмой).

Последующие доклады и сообщения, независимо от порядка их представления, сгруппированы в соответствии с их содержанием в следующих разделах:

1. Общие характеристики активных карликов. II. Наблюдаемая активность в красных карликах. III. Наблюдаемая активность в родственных объектах. IV. Теоретические аспекты и V. Направление будущих исследований и заключение.

Каждый раздел содержит несколько докладов, составленных авторами по приглашению, и краткие тексты оригинальных сообщений, большей частью наблюдательного характера.

В первом разделе доклад Петтерсена (B. R. Pettersen) «Глобальные и фотосферические физические параметры активных карликовых звезд» посвящен определениям температуры, светимости, радиуса, массы и химического состава фотосфер красных карликовых вспыхивающих звезд и пятнистых звезд в спокойном состоянии. Корреляции между этими параметрами сравниваются с результатами теоретических исследований звезд малых масс и на этой основе обсуждается эволюционное состояние вспыхивающих звезд. Показано, что вспыхивающие звезды вращаются быстрее невспыхивающих карликовых звезд.

В этом разделе большой интерес представляют доклады, содержащие результаты наблюдений звезд, в частности, вспыхивающих звезд, в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра, выполненных с помощью внеатмосферных обсерваторий «IUE» и «Эйнштейн». Особо следует отметить доклады Голуба (L. Golub) и Джонсона (H. M. Johnson).

Первый из них обсуждает важные результаты, относящиеся к рентгеновским наблюдениям звезд, в частности к обнаружению спокойного рентгеновского излучения у многих вспыхивающих звезд. Оказалось, что почти все звезды-карлики спектрального класса M являются источниками спокойного рентгеновского излучения. Было установлено, также, что эти звезды в рентгеновской области спектра обладают гораздо более высокой степенью переменности (шкала времени от нескольких часов до приблизительно года), чем Солнце. Причем, если считать, что рентгеновское излучение испускается звездными коронами, то следует допустить, что эти короны имеют более высокую температуру ($T \sim 10^7$ K), чем корона Солнца. Приводятся аргументы в пользу гипотезы о решающей роли магнитных полей в коронах M-звезд-карликов. Показано, что интенсивность спокойного рентгеновского излучения звезд спектральных классов позднее F является монотонно возрастающей функцией от их скорости вращения. Отмечается, что впервые рентгеновские вспышки звезд—красных карликов были наблюдаемы одновременно и в далекой ультрафиолетовой и оптической областях спектра.

Доклад Джонсона посвящен наблюдениям 40 ближайших красных карликовых звезд с помощью обсерваторий «IUE» и «Эйнштейн». В нем упор делается на возможную роль двойственности в активности этих звезд.

В связи с этими докладами следует отметить, что временно разрешенные спектральные наблюдения с помощью «IUE», к сожалению, небольшое (~ 30 мин), вследствие чего полученные спектры звездных вспышек не позволяют точно отделать вклад непрерывного излучения от вклада эмис-

сионных линий. Между тем, Моффетт и Бопп (см., например, [1, 2]) показали, что излучение вспышек в начальный период обусловлено, в основном, континуумом, и лишь потом роль эмиссионных линий становится существенной.

Во втором разделе доклад Фогта (S. S. Yogi) «Пятна, циклы пятен и магнитные поля карликов поздних типов» посвящен обзору современного состояния наблюдений этих образований и магнитных полей на активных звездах-карликах поздних типов. Обсуждаются наблюдательные свидетельства существования поверхностных магнитных полей на этих звездах и у карликов типов G и K, обладающих хромосферной активностью.

Доклад Бириа (P. B. Vugne) «Оптическая фотометрия и статистика вспышек» содержит общий обзор электрофотометрических наблюдений вспышек звезд типа UV Кита в оптической области спектра, обладающих высоким временным разрешением. Большой интерес представляют приведенные в докладе примеры кривых блеска вспышек, которые свидетельствуют, прежде всего, о сложной и многократной структуре вспышек (см., например, [3]).

В докладе Уордена (S. P. Worden) «Оптическая и ультрафиолетовая спектроскопия звездных вспышек» анализируются немногочисленные данные о спектрах вспышек dMe-звезд. Подробно описываются все существующие наблюдения, относящиеся к спектрам звездных вспышек. По мнению докладчика, спектры этих звездных вспышек напоминают во всех отношениях спектры солнечных вспышек. Докладчик отмечает, что «Энергия, освобожденная в солнечных вспышках, кажется, находится в атмосферных магнитных полях, хотя физика выделения энергии и ее частичное преобразование в электромагнитное излучение плохо понятны».

Джампала (M. S. Jampara) в докладе «Результаты оптической и ультрафиолетовой спектроскопии звездных вспышек» приводит примеры спектроскопической диагностической техники, которая может быть применена к анализу данных спектроскопии звездных вспышек для оценки физических условий, характеризующих атмосферу вспыхивающих звезд, и выяснения возможных механизмов переноса: радиативного и гидродинамического.

В докладе Хайша (B. M. Haisch) «Рентгеновские наблюдения звездных вспышек», после рассмотрения рентгеновских наблюдений звездных вспышек до работы обсерватории «Эйнштейн», представлены рентгеновские кривые блеска вспышек, обнаруженных этой обсерваторией до июля 1982 г. Они анализируются с помощью модели солнцеподобной петли для оценки соответствующих параметров петель (плотностей, температур, длин петель, нижних пределов напряженности магнитных полей и т. д.). Эта модель оказывается неспособной представить наблюдения вспышек YZ CMi.

Современные данные о радиоизлучении вспыхивающих звезд в период и вне вспышек были обсуждены в докладе Гибсона (D. M. Gibson) «Спокойное и вспышечное радиоизлучение от dMe-звезд». Из новых результатов неожиданными являются обнаружение спокойного микроволнового радиоизлучения и обнаружение циркулярной поляризации радиоизлучения всплесков этих звезд. Все всплески на волне 20 см, зарегистрированные с помощью VLA, показали сильную ($\geq 50\%$) циркулярную поляризацию. Отмечается также, что в микроволновых частотах корреляция между оптическими и радио вспышками практически отсутствует. Такая корреляция наблюдалась иногда (25% случаев) только у звезды Proxima Cen. Следует особо подчеркнуть, что все новые наблюдения были выполнены с помощью радиоинтерферометров, а результаты этих наблюдений, как отмечает докладчик, дают некоторые основания сомневаться в достоверности результатов многих, более ранних радионаблюдений звездных вспышек, осуществленных лишь с одной антенной.

В третьем разделе в качестве родственных вспыхивающим звездам объектов рассматриваются: Солнце, двойные звезды типа RS CVn, контактные двойные, звезды типа T Тельца и другие активные звезды. Однако если родственность звезд типа T Тельца, по всей вероятности, неоспорима, то в настоящее время не существует никаких прямых или косвенных свидетельств в пользу родственности других классов звезд из этого перечня с красными карликовыми вспыхивающими звездами. Их включение в программу коллоквиума, по-видимому, обусловлено тем, что изучение активности Солнца и этих звезд, возможно, может способствовать пониманию природы активности, в частности, вспышек красных карликовых звезд.

В обзоре Симнетта (G. M. Simnett) «Вспышки на Солнце: избранные результаты от SMM*» подробно рассматриваются важные результаты, полученные с помощью внеатмосферной обсерватории SMM. Из них особый интерес представляют обнаружение рентгеновских всплесков с продолжительностью всего несколько десятков микросекунд, которые имеют, по-видимому, нетепловую природу, и обнаружение свидетельств в пользу испускания Солнцем нейтронов высоких энергий (до 600 MeV). В заключении докладчик отмечает, что если в случае Солнца вспышки почти всегда очень хорошо коррелируют с пятнами и бывают периоды, когда солнечные пятна исчезают на долгое время, то очень мало известно о соответствующих явлениях на вспыхивающих звездах.

Рентгеновские наблюдения солнечных вспышек, выполненные японским астрономическим спутником «Хинотори», обсуждаются в докладе Танаки (K. Tanaka). Отмечается, что рентгеновские изображения в обла-

* SMM — Solar Maximum Mission

сти 17—40 KeV показывают большое разнообразие структуры источника. Приводятся примеры отдельного компактного, стационарного коронального и двойного источников. Спектры высокого разрешения в диапазоне 1.7—2.0 А указывают на сильную турбулентность и смещение к коротковолновой части компонентов линий в начале вспышек.

Результатам 20-летнего изучения звезд типа RS CVn в обсерватории Катания посвящен доклад Каталано (S. Catalano) «RS CVn-звезды: фотосферические явления и вращение». В этом докладе наблюдательные данные рассматриваются с точки зрения обнаружения дифференциального вращения и зависимости звездной активности от орбитального периода изменения.

Особенности хромосферной эмиссии в спектрах звезд этого типа рассматриваются в докладе Боппа (B. W. Borr) «RS CVn-звезды, хромосферные явления». Подробно обсуждаются три оптические особенности: линии H и K Ca II, H α и λ 10830 He I. Качественное их поведение находится в согласии с представлениями (вращение — активность), известными из солнечной физики. Однако их количественное изменение и масштабы очень плохо поняты.

В докладе Чарльза (P. A. Charles) «RS CVn-системы: высокоэнергетическая картина» обсуждаются наблюдения рентгеновского излучения этих систем и показано, что оно коррелирует с периодом вращения и другими индикаторами корональной активности.

Обзор ультрафиолетовых и рентгеновских наблюдений двойных звезд типа W UMa приводится в докладе Дюпре (A. K. Dupree) «Контактные двойные звезды». И для этих звезд намечается корреляция между рентгеновской активностью и периодом или скоростью вращения.

В докладе Р. Е. Гершберга «Об активности вспыхивающих звезд типа UV Кита и звезд типа T Тельца» излагаются взгляды на решающую роль звездного магнетизма в активности этих звезд. В частности, докладчик излагает новую гипотезу, согласно которой энергия магнитных полей вспыхивающих звезд преобразуется в гидромагнитные волны, которые затем нагревают короны этих звезд. В результате возникает спокойное рентгеновское излучение вспыхивающих звезд, открытое недавно.

Раздел о теоретических аспектах изучения звездной активности открывается докладом Муллана (D. J. Mullan) «Модели пятен и вспышек». В этом докладе подробно рассматриваются модели пятен и вспышек в применении к Солнцу и звездам. Хотя истинная связь пятно—вспышка, как отмечает докладчик, в настоящее время пока неизвестна, однако он склонен думать, что пятна являются двигателями, которые преобразуют энергию конвективных потоков в энергию вспышки. Докладчик признает, что в проблеме солнечных пятен в предстоящие годы наблюдения будут вести теорию.

Теоретические вопросы магнитогидродинамической неустойчивости трубки потоков обсуждаются в докладе Приста (E. R. Priest) «Магнитные неустойчивости в звездных атмосферах». В качестве примеров теория применяется к токамакам и солнечным вспышкам.

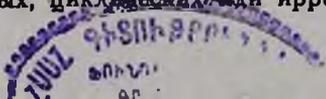
В докладе Кодаира (K. Kodaira) «Эмпирические модели звездных вспышек: ограничения на теории вспышек» приводится обзор существующих эмпирических моделей вспышек звезд типа UV Кита, основанный на наблюдениях вспышек в оптической, ультрафиолетовой, рентгеновской и радио областях спектра. Обсуждаются наблюдательные ограничения, связанные с энергетикой и структурой вспышек, с природой источников вспышечного излучения. Критически рассматривается модель горячей плазмы в случае солнечных вспышек, с помощью ее сравнения с наблюдениями.

Теория динамо и модели звездной активности, основанные на ней, критически рассматриваются в докладе Бельведера (G. Belvedere) «Теория динамо в Солнце и звездах». Подчеркивается важность исследований по магнитной конвекции и трубке потоков для понимания крупномасштабного и мелкомасштабного взаимодействия вращения, турбулентной конвекции и магнитного поля. Отмечается, что сопоставление теории с новыми звездными данными будет углублять операционные моды динамо, которые, вероятно, зависят от структуры, вращения и возраста звезды.

В докладах и сообщениях содержится много новых, еще не опубликованных результатов. Об этом свидетельствует тот факт, что в списках литературы часто встречаются слова «готовится к печати» и «в печати». Это относится прежде всего к результатам наблюдений. Заслуживает упоминания, например, обнаружение впервые лития в спектре вспыхивающей звезды (Глизе 182), открытие рентгеновских вспышек от звезд в Гиадах и Плеядах, обнаружение возможного невидимого компонента EV Lac, наблюдение необычных вспышек у EV Lac и AT Mic, открытие холодного (650—800 K) компонента низкой светимости у T Тельца, обнаружение квазипериодических изменений профилей бальмеровских линий в спектре RW Aur и т. д.

В последнем разделе книги о направлениях будущих исследований представлен только один доклад Вайсса (N. O. Weiss) «Теоретический подход и перспективы» и заключительное слово Гольдберга (L. Goldberg), подытоживающего результаты коллоквиума.

В своем докладе Вайсс признает, что трудно в настоящее время предложить глубокое теоретическое объяснение активности красных карликовых звезд и отмечает, что «доклады, представленные на этом собрании, показали как далеки теоретики от предложения адекватного объяснения магнитной активности в красных карликах». Затем докладчик предлагает следующие проблемы для дальнейших исследований: производство устойчивых, циклических или иррегулярных форм активности посредством не-



линейного действия динамо в звездах; следствия магнитной плотности в образовании фотосферических магнитных полей; формирование изолированных трубок потоков и их взаимодействие с конвекцией.

Достоин сожаления отсутствие в этом разделе книги текста заключительного доклада Вайаны (G. S. Vaiana) «Наблюдательный подход и перспективы». Это представляется нам серьезным пробелом для книги, имеющей целью ознакомить читателя с современным состоянием и перспективами изучения активности красных карликовых звезд.

В своем выступлении Гольдберг отмечает следующие главные заключения коллоквиума: установление зависимости магнитной активности звезды от ее вращения; свидетельства в пользу способности акустических волн нагревать короны М-звезд и удивительное сходство активности красных карликовых звезд с активностью Солнца, при некоторых важных различиях между ними (энергии вспышек, масштабы и время жизни пятен и др.).

Особый упор он делает на будущие исследования активности звезд, считая, что ключом будущих исследований по звездной физике является достижение высокого углового разрешения наблюдений, причем если радиоастрономы могут надеяться на разрешение порядка сотых долей микросекунды дуги, то астрономы оптического диапазона пока могут надеяться только на разрешение порядка 0.1 секунды дуги.

Общая тенденция интерпретации звездных вспышек для всех докладов и сообщений, представленных на коллоквиуме, основывалась на традиционном представлении об идентичности, по физической природе, звездных и солнечных вспышек. Причем в качестве источника энергии рассматривалась энергия магнитных полей звезд.

Как указалось, однако, в заключительном докладе Вайсса, содержащем теоретические итоги коллоквиума, «даже для Солнца, где магнитные поля наблюдались в больших подробностях в течение многих лет, последовательное теоретическое описание их строения только что начинает выявляться».

А Лински (J. L. Linsky) в своем докладе отмечает, что «в этом подходе, однако, имеется опасность, так как аналогия с Солнцем может оказаться плохим гидом для объяснения явлений на звездах, которые имеют параметры, сильно отличающиеся от параметров Солнца».

Сомнения в обоснованности такого подхода высказывает и Симнетт (G. M. Simnett), который пишет: «Переход от солнечных вспышек к вспышкам красных карликов может быть неуместным в худшем случае, трудным — в лучшем случае. Для последних механизм вспышек может быть весьма отличным».

С другой стороны, следует отметить, что хотя попытки привлечь для объяснения звездных вспышек их сходство с солнечными вспышками про-

должаются уже много лет, однако они пока безуспешны, так как солнечные вспышки сами еще полностью необъяснены. Причем, если даже считать, что энергия солнечных вспышек обеспечивается магнитными полями Солнца, хотя это далеко еще не доказано, то до сих пор нет никаких наблюдательных свидетельств в пользу существования мощных магнитных полей вспыхивающих звезд, требуемых для объяснения этим механизмом звездных вспышек.

В этой связи можно думать, что изучение разнообразных проявлений звездных вспышек в ассоциациях и скоплениях, которые часто гораздо мощнее не только солнечных, но и вспышек звезд типа UV Кита, представляет, вероятно, более благоприятную возможность для решения вопроса о физической природе звездных вспышек. Иначе говоря, не исключена возможность, что полное понимание природы самих солнечных вспышек наступят лишь после вскрытия природы звездных вспышек.

Поэтому вызывает недоумение полное отсутствие в книге работ по исследованию вспышек красных карликовых звезд в ассоциациях и скоплениях.

Правда, вспыхивающие звезды в этих системах исследованы значительно хуже из-за их видимой слабости. Однако статистическое исследование совокупности вспыхивающих звезд в ассоциациях и скоплениях позволило уточнить их эволюционный статус [4, 5] и обнаружить неизвестные из исследований звезд типа UV Кита окрестности Солнца замечательные особенности вспышек. Можно упомянуть, например, способность вспыхивающих звезд производить иногда «медленные» вспышки, по классификации Аро [6, 7].

Можно это упущение, конечно, объяснить и без того большим объемом докладов, включенных в программу коллоквиума. Однако, нам кажется, что для полного представления проблемы результаты наблюдений звездных вспышек в ассоциациях и скоплениях имеют существенно более важное значение, чем представленные на коллоквиуме теоретические рассуждения и модели вспышек, часто не вполне обоснованные, которым было отведено такое большое место в работе коллоквиума.

В заключение отметим небольшие недостатки, замеченные в книге. Иногда вопросы и ответы в дискуссиях неполные и обрываются предложениями типа «часть записи потеряна». Отсутствуют тексты некоторых сообщений, по причине непредставления их рукописей авторами.

Надписи на многих рисунках очень мелкие, вследствие чего невозможно разобраться в них (стр. 151, 160, 180, 186, 278, 279 и т. д.).

Большая ценность рецензируемой книги, по нашему мнению, в том, что она дает почти полное представление о современном состоянии одной из важнейших, очень бурно развивающейся, областей астрофизики. Вместе с тем книга свидетельствует о том, что, хотя благодаря большим успе-

хам, достигнутым в этой области, в настоящее время мы знаем гораздо больше и лучше явления, связанные с активностью звезд, однако, говоря словами из вступительного доклада Рознера, «последние, новые Ca II, UV и рентгеновские наблюдения показали, что поведение «активности» на звездах представляется существенно более сложным, чем до сих пор подозревалось».

Л. В. МИРЗОЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. W. Vopp, T. J. Moffett, Ap. J., 185, 239, 1973.*
2. *T. J. Moffett, B. W. Vopp, Ap. J. Suppl. ser., 31, 61, 1976.*
3. *Л. В. Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981.*
4. *В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики, Бюраканский симпозиум, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.*
5. *В. А. Амбарцумян и др., Астрофизика, 6, 3, 1970.*
6. *G. Haro, The Galaxy and The Magellanic Clouds, IAU-URSI Symposium No. 20, eds. F. J. Kerr, A. W. Rodgess, Australian Ac. Sci, Canberra, 1969, p. 30.*
7. *G. Haro, Stars and Stellar Systems, Vol. 7, eds. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, University of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.*

CONTENTS

| | |
|--|-----|
| SPECTROPHOTOMETRY OF THE SEYFERT GALAXY NGC 4151. I <i>V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova</i> | 5 |
| TWO-COLOUR PHOTOMETRY OF CLUSTERS OF GALAXIES. II. A 1213 <i>A. G. Eghtian, A. T. Kalloghlian, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato</i> | 21 |
| THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY. SPECTRA OF GALAXIES. II <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i> | 35 |
| INVESTIGATION OF MORPHOLOGICAL PROPERTIES OF SOME INTER- ACTING GALAXIES. II <i>A. A. Koroviyakovskaya</i> | 43 |
| ISODENSITOMETRY OF THE SELECTED INTERACTING GALAXIES <i>Yu. P. Koroviyakovskij</i> | 49 |
| SUPERASSOCIATIONS IN SPIRAL GALAXIES WITH UV EXCESS. III <i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i> | 57 |
| SPECTROPHOTOMETRY OF TWO EMISSION REGIONS IN THE IRREGU- LAR GALAXY NGC 3448 <i>N. K. Andreasian</i> | 73 |
| ON THE FREQUENCY OF SUPERNOVAE IN Sb GALAXIES <i>R. G. Mnatsakanian</i> | 81 |
| INTEGRAL CHARACTERISTICS OF THE BINARY GALAXIES WITH TIDAL FORCES <i>G. S. Bisnovatyi-Kogan</i> | 87 |
| ON THE RELATIVE ORIENTATIONS OF RADIO SOURCE AXES AND PARENT ELLIPTICAL GALAXIES <i>A. R. Andreasian</i> | 93 |
| THE INTERACTION OF HIGH-ENERGY PARTICLES WITH INTERGALAC- TIC GAS <i>N. Ya. Sotnikova</i> | 103 |
| THE MK-CLASSIFICATION AND CONTINUOUS SPECTRA OF EARLY-TYPE STARS <i>E. V. Ruban</i> | 111 |
| THE MODEL OF THE PHENOMENON RESPONSIBLE FOR VARIATIONS OF POLARIZATION AND BRIGHTNESS OF μ Cep <i>T. A. Polyakova</i> | 125 |
| ON A FORMATION OF A MASS FLOW FROM WOLF-RAYET STARS <i>I. F. Malov, V. I. Shtshov</i> | 137 |
| THE STRUCTURE OF MASSIVE MOLECULAR CLOUDS <i>L. N. Arshutkin, I. G. Kolesnik</i> | 147 |
| ON THE DETERMINATION OF THE STELLAR FLARE FREQUENCY DISTRI- BUTION FUNCTION <i>H. A. Hurutyunyan</i> | 163 |
| THE GRAVITATIONAL FIELD OF THE CONCENTRATED MASS IN THE GENERALIZED THEORY OF GRAVITY <i>G. H. Hurutyunyan, V. V. Papoyan</i> | 175 |
| NOTES | 183 |
| REVIEWS | 207 |

4 80 0451

T&A

4 80 0451

4 80 0451