UUSQUSPQPYU ACTPODN3NKA

TOM 18	НОЯБРЬ, 1982	ВЫПУСК
ВИРИАЛЬНАЯ МАС	СА И СВЕТИМОСТЬ СКОПЛЕНИЯ ГАЛ И	ЛАКТИК В ДЕВЕ 1. Д. Караченцев 50
новые галактикі	И С UV-И <mark>ЗБЫТКОМ</mark> . IV <i>М. А. Казарян</i>	, Э . С. Казарян 51
	ТИ ГАЛАКТИК В ОКРЕСТНОСТЯХ	
	СТИ ГАЛАКТИК В ОКРЕСНОСТЯХЯ. Венник, А. Каазик. А	
в и в нкчаячам о	ВОПРОС О ПРОМЕЖУТОЧНОМ КЛАС Э. Е. Хачикян, В. Н. Попов.	
ОБЪЕКТАМИ	ІЗИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ШЕК СВЕРХНОВЫХ В ГАЛАКТИКАХ	А. Р. Петросян 54
АНОМАЛЬНЫЕ ПОК	краснения сверхновых звезд .	 М. Йызаээр 57
ФУНКЦИЯ РАДИОО	СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛ	\АКТИК <i>Р. А. Кандалян</i> 58
	ЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ГЛОБАЛЫ УРЫ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГА В.И.Корчагин,	
	ОПУСА. II. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ. ИУСА, СВЕТИМОСТИ И ВОЗРАСТА Л. С. Любимков	
	Я УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧІ НОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО ЧАС	ЕНИЯ В ЛИНИИ
		Д. И. Нагирнер 60

(Продолжение на 4-й странице обложки)

EPEBAH

Խմբագրական կոլեգիա

- Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Ա. Ա. Բոչարչուկ, Վ. Գ. Գորբացկի, Հ. Մ. Թովմասյան,
- Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
- Լ. Վ. Միրգոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սանակյան, Լ. Ի. Սեղով,
- Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. իսնբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալլօդլյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

- В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук,
- В. Г. Горбацкий, 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 межавездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

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

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

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-Ն գիտական նանդես է, ուր նւատասակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտություննեւի ակադեմիայի կողմից։ Հանդեսը տպազբում է ինքնատիպ նողվածնեւ աստղեւի իիզիկայի, միզամածություննեւի ու միջաստղային մի ավայւի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստագալականկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սաճմանակից բնագավառնեւի գծով։

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիբանտների և բաժմբ կուբսերի ուսանոցների նամաբ։

Հանդեսը լույս է տեսնում տաշեկան 4 անգամ, 1 նամաշի ցուժեքն է 1 ռ. 40 կ., բաժանուդադինը 5 ս. 60 կ. մեկ տաշվա ճամաշ։ Բաժանուղագովել կառելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլու բաժանմունքներում, իսկ աբտասանմանում՝ «Մեժղուսաբողնայա կնիգա» գուծակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

выпуск 4

УДК 524.77-333-33

ВИРИАЛЬНАЯ МАССА И СВЕТИМОСТЬ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В ДЕВЕ

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 22 февраля 1982 Принята к печати 27 нюля 1982

Новые измерения лучевых скоростей и видимых величии галактик в скоплении Девы [2] использованы для определения основных динамических параметров системы. В пределах $r < 6^\circ$ от центра скопления приведены зависимости дисперсии лучевых скоростей от раднуса r и от видимой величины галактик m_B . Функция светимости скопления определена в диапазоне [$-22^m < M < -13^m$]. Отношение вириальной массы к светимости у скопления в Деве составляет f = 396 . Для поперечной компоненты скорости Галактики относительно скопления получена оценка $V_f = (530 \pm 980)$ км/с.

1. Введение. Наблюдательные данные для изучения кинематики ближайшето к нам скопления галактик в Деве пополнялись весьма медленными темпами, несмотря на видимую яркость многих его членов. Только в последние годы были предприняты целенаправленные усилия увеличить число измеренных лучевых скоростей у галактик в этом скоплении [1, 2]. Даже сейчас скопление в Деве уступает по количеству известных лучевых скоростей некоторым более далеким скоплениям. Сложившаяся ситуация вызывает удивление, частично она объяснима неопределенностью границ и, как считают некоторые авторы [3, 4], комплексной («облачной») структурой скопления в Деве. Согласно установившемуся мнению, скопление в Деве представляет собой наиболее плотную часть (ядро) Местного сверхскопления галактик. Подробное описание трехмерной структуры Местного сверхскопления содержится в недавней работе Тулли [5].

Подчеркнем, что исследование скопления в Деве открывает уникальную возможность проследить, как меняются кинематические параметры системы в зависимости от массы (светимости) ее членов в диапазоне почти четырех порядков.

В этой статье на более полном, чем ранее, наблюдательном материале сделаны оценки основных динамических характеристик скопления в Деве, в том числе дисперсии лучевых скоростей, профиля плотности, а также функции светимости скопления.

Динамический центр скопления Девы мы отождествляем с рентгеновской и радиогалактикой NGC 4486, а границей скопления считаем по Сэндейджу и Тамманну [6] круг радиусом $r = 6^{\circ}$.

2. Средняя лучевая скорость. Указанная область содержит $n_v = 293$ галактики с измеренными лучевыми скоростями. Данные о скоростях были взяты из следующих источников: 102 — из списка Караченцева и Караченцевой [2], 98 — из сводного каталога Рууда [7], 43 — из обзора эллиптических галактик Тонри и Дэвиса [8], 31 — из Реферативного каталога Вокулеров [9], 10 и 9, соответственно, из статей Сулентика [10] и Истмонда, Эйбелла [1]. Отметим, что некоторые измерения Сулентика отличаются от данных других авторов на $\Delta V \gg 1000$ км/с (см. [2]). Поэтому мы использовали оценки Сулентика лишь в случаях, когда отсутствовала информация из иных источников.

Среди 293 галактик 68 имеют лучевые скорости $V_{\circ} >$ 4200 км/с, что позволяет отнести их к объектам дальнего фона. Распределение остальных 225 галактик по значениям исправленной (за движение Солнца) лучевой скорости приведено на рис. 1. Полное отсутствие галактик в интервале $V_{\circ} = (2500 \pm 4200)$ км/с дает достаточно высокую гарантию того, что рассматриваемая ниже выборка не засорена объектами фона.

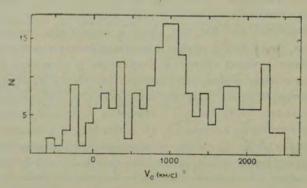


Рис. 1. Распределение 225 галактик в Деве по исправленным за движение Солица лучевым скоростям.

Среднее значение лучевой скорости у членов скопления Девы составляет ($V_0 = +1009 \pm 50$ (км/с). Распределение N(V) является вполне симметричным относительно (V_0), поэтому все галактики с отрицательными лучевыми скоростями следует считать реальными членами скопления. Это заключение согласуется с данными определения у галактик с $V_0 < 0$ модулей расстояния по полуширине линии 21 см [11].

Здесь мы не касаемся возможных различий в $\langle V_0 \rangle$ для галактик с разными морфологическими типами и разными наклонами плоскостей к лучу эрения. Указания на такие различия в литературе встречаются [3, 6, 12]. Соответствующий анализ будет сделан после уточнения морфологических типов галактик в скоплении Девы.

				Таблица 1
r	Ro	$\langle V_0 \rangle$ RM/	c ±s	(s ²) 1/2 κm/c
0 -005	7	+1350	±250	620
0.5—1.0	19	820	160	690
1.0-1.5	27	830	160	810
1.5-2.0	20	1000	200	880
2.0-2.5	13	1030	270	910
2.5-3.0	20	810	180	750
3.0-3.5	28	1120	150	760
3.5-4.0	23	850	150	690
4.0-4.5	22	1430	150	690
4.5-5.0	18	1300	220	880
5.0-5.5	12	1040	100	330
5.5-6.0	16	1240	140	520
6.0-7.0	10	1520	250	750

В табл. 1 приведены числа галактик с измеренными скоростями, n_v , и средние значения $\langle V_0 \rangle$ со стандартными ошибками среднего для кольцевых зон с шагом $\Delta r = 0^0 5$. Последняя строка относится к 10 галактикам в углах квадрата, в котором вписан круг $r=6^\circ$. Данные таблицы обнаруживают слабую тенденцию к возрастанию средней лучевой скорости галактик от центра к периферии. Эффект более отчетлив на рис. 2, где показано изменение среднего расстояния от центра для галактик с разными лучевыми скоростями. Для втой особенности мы не смогли найти достаточно очевилного объяснения.

3. Дисперсия лучевых скоростей. Распределение дисперсии лучевых скоростей галактик вдоль раднуса скопления приведено в последнем столбце табл. 1. На рис. 3 эти данные изображены прямоугольниками, высота которых соответствует стандартной ошибке среднего. Зависимость $\langle \sigma_v^2 | r \rangle^{1/2}$ позволяет в принципе определить преобладающий тип движений галактик в скоплении. Такая задача была решена Караченцевым, Зонном и Щербановским [13] для случаев строго круговых и строго радиальных движений у членов сферически симметричного скопления. Соот-

ветствующие регрессии $\langle \sigma_0^2 | r \rangle^{1/2}$ показаны на рис. З сплошной и пунктирной линиями. Сравнение их с данными наблюдений показывает, что движение галактик в скоплении Девы носит промежуточный характер между двумя крайними случаями.

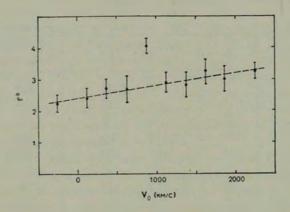


Рис. 2. Среднее угловое расстояние от центра для галактик с различными лучевыми скоростями.

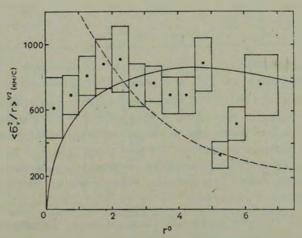


Рис. 3. Распределение дисперсии лучевых скоростей галактик вдоль раднуса скопления. Прямоугольники с точками — данные наблюдении, сплошная и пунктирная ливии соответствуют регрессиям для строго круговых и строго радиальных движений галактик в скоплении.

Важную информацию о динамической истории скопления может содержать зависимость дисперсии скоростей галактик от их массы или видимой величины. Наблюдательные данные (рис. 4) обнаруживают тенденцию к возрастанию σ_{σ}^2 при переходе от гигантских галактик к карликовым. По-видимому, скопление проявляет начальные признаки релаксации в иррегулярном поле, когда между членами системы разной массы устанавливается равнораспределение по энергиям.

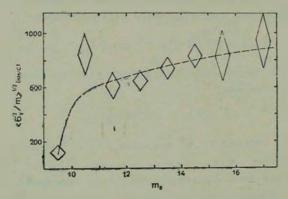


Рис. 4. Зависимость дисперсии лучевых скоростей от видимой величины галактики.

Первая точка на рис. 4 с $\sigma_v = (117 \pm 46)$ км/с относится к трем ярчайшим вллиптическим галактикам: NGC 4472, 4486, 4649. Малое значение их пекулярных скоростей может отражать эффект слияния наиболее массивных членов скопления под воздействием динамического трения [14]. Однако для объяснения величины $\sigma_v = 117$ км/с необходимо предположить, что каждая из трех гигантских галактик испытала уже около 40 слияний. Если такое предположение правильно, то частые слияния массивных галактик, вероятно, происходили на ранней фазе формирования скопления.

Для оценки вириальной массы скопления важно знать полную дисперсию скоростей галактик. Усреднение по всем членам скопления дает величину $\sigma_v = 744$ км/с, а среднее взвешенное по светимости — $\langle \sigma_v \rangle_L = 717$ км/с.

4. Профиль плотности скопления. Потенциальную энергию скопления U удобно определять через распределение плотности, спроектированное на произвольную ось y, которая пересекает центр скопления [15]. В предположении сферической симметрии системы

$$U = -2\gamma \mathfrak{M}^2 \int_0^\infty [\varphi(y)]^2 dy, \qquad (1)$$

где \mathfrak{M} — полная масса скопления, γ — постоянная тяготения, а $\varphi(y)$ — плотность распределения массы вдоль y.

Для определения $\varphi(y)$, были выполнены подсчеты числа галактик в полосах шириной 1° при ориентации оси y вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений (по α и по δ). В подсчетах использовались только те галактики, чья принадлежность к скоплению подтверждена их лучевыми скоростями. Результаты приведены на рис. 5 точками. Данные подсчетов удовлетворительно представляются распределением

$$\varphi(y) = (\mathfrak{M}/2) \cdot \langle y \rangle^{-1} \exp\{-y/\langle y \rangle\}, \tag{2}$$

где $\langle y \rangle = 2^{0}06$. При этом выражение для потенциальной энергии имеет весьма простой вид

$$U = -\gamma \mathfrak{M}^2/4 \langle y \rangle. \tag{3}$$

5. Функция светимости. В границах $r < 6^{\circ}$ скопление Девы насчитывает 575 галактик ярче предела каталога Цвикки [16] $m = 15^{\circ}$ 7. Разумеется, не все эти галактики принадлежат скоплению. Для определения функции светимости мы использовали переход от видимых величин Цвикки к системе m_B , выполненный Вокулером и Пенсе [17]. В табл. 2 приведено относительное число галактик, являющихся членами скопления

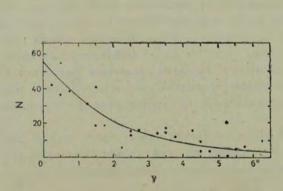


Рис. 5. Одноморное распределение плотности в скоплении Девы. Точками обозначены подсчеты числа галактик в полосах вдоль 2 и δ .

Virga
.0
.93
.94
.80
.57
.45
.50
.33
.37
.25
.22
.16

Ta6 2

в Деве, в зависимости от их видимой величины m_B . Оценки $q_{\rm Virgo}(m)$ сделаны по выборке объектов с измеренными лучевыми скоростями. Для галактик слабее 15^m7 значения m_B были взяты из [2]. С учетом множителя $q_{\rm Virgo}(m)$ распределение интегрального числа галактик в Деве ярче видимой величины m_B изображено на рис. 6. Ромбиком

при $m_B = 18^m 6$ обозначена оценка населенности N = 1445, полученная из Ликских подсчетов [18].

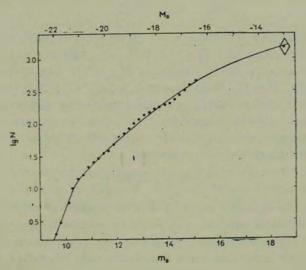


Рис. 6. Функция светимости скопления в Деве. Точки — интегральные числа галактик ярче видимой величины m_B из каталога Цвикки, ромбик — данные Λ икских подсчетов. Шкала абсолютных величин соответствует расстоянию до скопления $D=19~{\rm Mpc}$.

Расстояние до скопления в Деве D=19 Мпс определялось Кенникутом [19] по размерам Н II областей. Принимая поправку за межзвездное поглощение 0^m22 и D=19 Мпс, мы вычислили интегральную светимость скопления: $L_B=2.42\cdot 10^{12}\,L_{\odot}$. Отсутствие надежных данных о числе карликовых членов скопления с $m>18^m6$ (или $M>-13^m0$) не должно сильно влиять на оценку L_B , так как более половины интегральной светимости скопления приходится на галактики ярче 12^m0 .

6. Отношение вириальной массы к светимости. Из теоремы о вириале для стационарной системы имеем с учетом (3):

$$3 \langle \sigma_{V}^{2} \rangle \mathfrak{M} = \gamma \mathfrak{M}^{2}/4 \langle y \rangle, \tag{4}$$

откуда полная вириальная масса скопления

$$\mathfrak{M} = 12\gamma^{-1} \langle \mathfrak{s}_{v}^{2} \rangle \langle y \rangle. \tag{5}$$

При расстоянии до скопления D=19 Мпс его эффективный размер составляет (y) = $2^{\circ}06=0.683$ Мпс. Принимая во внимание ошибки измерения лучевых скоростей (~ 100 км/с), для взвешенной по светимости

дисперсии лучевых скоростей имеем $\epsilon_V = 710$ км/с, что дает значение вириальной массы.

$$\mathfrak{M} = 9.60 \cdot 10^{16} \, \mathfrak{M}_{\odot}. \tag{6}$$

В литературе нам встретились две оценки вириальной массы скопления в Деве. Согласно [20] $\mathfrak{M}=9.8\cdot 10^{14}~\mathfrak{M}_{\odot}$, при этом границы скопления предполагались более широкими ($r<10^{\circ}$). Для стандартной области $r<6^{\circ}$ и D=19 Мпс Хофман и др. [21] получили значение $\mathfrak{M}=7.6\cdot 10^{14}~\mathfrak{M}_{\odot}$, моделируя эволюцию скопления с помощью набора концентрических гравитирующих оболочек. Все три оценки, как видим, хорошо согласуются друг с другом. Величине (6) соответствует отношение вириальной массы к светимости скопления

$$f_{\rm and} \equiv \mathfrak{M}/L_B = 396 f_{\odot}. \tag{7}$$

Независимую оценку f мы получили по ансамблю двойных галактик в Деве [22]. Двойные системы в Деве имеют взаимные расстояния между компонентами заметно меньшие, чем пары вне скопления. Приписывая этот эффект воздействию на пары приливных сил, мы нашли для скопления отношение «приливной» массы к светимости

$$f_{\text{прил.}} \leqslant 55 f_{\odot}^{*}. \tag{8}$$

Другое определение приливной массы скопления в Деве было сделано Хартвиком [23]. Из предположения о том, что размеры ближайших к Деве стабильных групп галактик (М 96, М 101 и NGC 1023) ограничены приливными силами скопления, Хартвик получил при D=19 Мпс значение

$$f_{\text{прил.}} \lesssim 174 f_{\odot}$$
 (9)

Оценки (7)—(9) обнаруживают значительное взаимное расхождение. Различие между вириальной и приливной массой может быть обусловлено неучетом мелкомасштабных систем в скоплении или же неприменимостью условия стационарности скопления, если система галактик в Деве испытывает глобальное сжатие или расширение.

Следует отметить, что отношение массы к светимости, определяемос как по орбитальным движениям двойных галактик в скоплении Девы, так и по кривым вращения отдельных его членов, дает нормальную величину $f \simeq 10 f_{\odot}$. Следовательно, отношение интегральной массы скопления к сумме индивидуальных масс ее членов характеризуется фактором

^{*} Эта величина редуцирована к принятым здесь значениям $D=19~{
m Mnc}$ и $L_R=2.42\cdot 10^{12}L_G$.

 $\mu \leqslant (5 \div 40)$. Для уточнения величины избытка массы в Деве необходим тщательный анализ предпосылок, используемых при вычислении вириальной и приливной массы скопления.

7. Взаимная скорость Галактики и скопления. В этом разделе мы хотим обратить внимание на новую возможность определения тангенциальной составляющей скорости Галактики относительно скопления в Деве. Измерению движения Галактики относительно реликтового излучения и относительно различных выборок галактик посвящено немалое число исследований. Среди последних отметим работы [24—26]. Согласно этим данным наша Галактика падает на скопление в Деве со скоростью $\sim (200 \div 500)$ км/с. По Вокулеру [24, 25] апекс движения Галактики расположен на $\sim 20^{\circ}$ к северо-востоку от скопления Девы.

Наличие тангенциальной скорости Галактики V_I относительно невращающегося скопления приводит к тому, что члены скопления с отрицательными лучевыми скоростями будут чаще встречаться в направлении апекса. Разделив галактики в Деве на две выборки: с $V > \langle V_0 \rangle$ и с $V < \langle V_0 \rangle$, мы получили для их центроидов величину взаимного углового смещения $\Delta y = 0^011$ (или $\Delta \alpha = 0^009$, $\Delta \delta = 0^006$). Этому соответствует значение тангенциальной скорости

$$V_t \simeq \Delta y \cdot z_{y} \cdot \langle y^z \rangle^{-1}, \tag{10}$$

где $\langle y^2 \rangle$ — средний квадратичный угловой размер скопления в проекции на ось, а σ_V^2 — дисперсия лучевых скоростей. При $\sigma_V = 744$ км/с и $\langle y^2 \rangle^{1/2} = 2^{\circ}92$ имеем $V_t = 530$ км/с. Направление поперечной компоненты скорости приблизительно отвечает удалению нашей Галактики от скопления Сота. Однако полученная оценка V_t имеет низкую надежность. При числе галактик с измеренными лучевыми скоростями $n_V = 225$ ошибка определения V_t составляет $\sigma(V_t) \simeq \sigma_V \cdot n_V^{-1/2} \cdot \langle y^2 \rangle^{-1/2} = 980$ км/с.

8. Заключение. Задача более детального динамического исследования скопления в Деве остается актуальной. Для уточнения интегральной массы скопления необходимы новые измерения лучевых скоростей. Подчеркнем, что около 300 галактик в Деве с $m \le 15^m$ 7 и $r < 6^s$ еще не имеют оценок лучевой скорости. Определение их скоростей, дополненное данными о морфологии галактик, позволит более полно изучить особенности структуры и динамики самого близкого скопления галактик. Важные сведения о динамической эволюции скопления и параметрах газовой среды в нем может дать подробное исследование карликовых членов скопления в Деве, ожидаемое число которых превышает тысячу.

Автор признателен А. И. Копылову за ценные замечания.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

VIRIAL MASS AND LUMINOSITY OF THE VIRGO CLUSTER OF GALAXIES

I. D. KARACHENTSEV

New measurements of radial velocities and of apparent magnitudes of galaxies in the Virgo cluster [2] are used to determine the basic dynamical parameters of the system. Dependences of the radial velocity dispersion on a radii r and on an apparent magnitude m_B are presented inside r < 6° from the cluster centrum. The luminosity function of the cluster is determined for the interval ($-22^m < M < -13^m$). The virial mass-to-luminosity ratio for the Virgo cluster is equal to $f = 396 f_{\odot}$. For a tangential velocity component of the Galaxy relative to the cluster an estimate $V_I = (530 \pm 980)$ km/s has been obtained.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. T. S. Eastmond, G. O. Abell, P. A. S. P., 90, 367, 1973.
- 2. И. Д. Караченцев. В. Е. Караченцева, Письма АЖ, 8, 198, 1982.
- 3. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Astron. Astrophys., 28, 109, 1973.
- 4. А. Л. Щербановский, Сообщ, САО, 31, 23, 1981.
- 5. R. B. Tully, The Local Supercluster, Ap. J., 257, 389, 1982.
- 6. A. Sandage, G. A. Tammann, Ap. J., 207, L1, 1976.
- 7. H. J. Rood, A Catalogue of Galaxy Redshifts (in press).
- 8. J. L. Tonry, M. Davis, Ap. J., 246, 666, 1981
- G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas Press, Austin, 1976.
- 10. J. W. Sulentic, Ap. J., 241, 67, 1980.
- 11. G. Helou, E. E. Salpeter, N. Krumm, Ap. J., 228, L1, 1979.
- 12. C. Ftaclas, M. N. Fanelli. M. F. Strulle, M. T. Zuber, Ap. J., 245, L5, 1981.
- 13. И. Д. Караченцев, В. Зонн, А. А. Щербановский, Астрон. ж., 49, 998, 1972.
- J. Ostriker, in "The Large Scale Structure of the Universe", IAU Symp. No. 79 Reidel, Dordrecht, 1978.
- 15. В. А. Амбарцумян, ДАН СССР, 24, 875, 1939.
- F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, 1-11, California Institute of Technology, 1961-1963.
- 17. G. de Vaucouleurs, W. D. Pence, Ap. J., Supol, ser, 40, 425, 1979.
- 18. C. D. Shane, C. A. Wirtannen, Publ. Lick Obs., 22, part 1, 1957.
- 19. R. C. Kenntcutt, Ap. J., 247, 9, 1981.

- 20. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 1, 303, 1965.
- 21. G. L. Hoffman, D. W. Olson, F. E. Salpeter, Ap. J., 242. 861, 1980.
- 22. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 633, 1981.
- 23. F. D. Hartwick, Ap. J., 208, L13, 1976.
- 24. G. de Vaucouleurs, W. L. Peters, Ap. J., 248, 395, 1981.
- 25. G. de Vaucouleurs, W. L. Peters, L. Bottinelli, L. Gouguenhein, G. Paturel, Ap. 1., 248, 408, 1981.
- 26. J. L. Tonry, M. Davis, Ap. J., 246, 680, 1981.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

выпуск 4

УДК 524.7-355

НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. IV

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН Поступила 14 апреля 1982

Поступила 14 апреля 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Приведен IV список 114 новых галактик с UV-избытком, обнаруженных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1 5 объективной призмой. На пластинках, которые охватывают на небе около 1500 кв. градусов, при их первом просмотре, были отмечены спектры 3147 галактик. Из них 19% имеют UV-избыток. Оценки тех же самых величин, которые должны были бы получиться при втором просмотре пластинок, будут 4600 и 18% соответственно. В качестве относительного количества галактик с UV-избытком для всего обзора было принято приближенное значение 18.0%. В работе делается вывод, что UV-избыточная стадия — частое и долго длящееся явление в жизни галактик.

В первой работе этой серии отмечалось, что для обнаружения новых галактик с UV-избытком на 40'' телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.5 объективной призмой снималось 87 областей [1], каждая из которых покрывается одной пластинкой размерами 16×16 см и охватывает на небе площадь приблизительно 17.1 кв. градусов. В целом полученные спектральные снимки покрывают на небе площадь около 1500 кв. градусов. Количество полученных пластинок (101) больше количества областей, так как для некоторых из этих областей было получено больше одной пластинки, а пластинки, полученные для некоторых областей, перекрываются.

На рис. 1 приведено приблизительное расположение этих областей на небе. Из него видно, что большинство областей находится между $15^h50^m-19^h10^m$ и $22^h20^m-00^h00^m$ по α и $57^\circ-78$ и 20^m-36^m по α .

При первом просмотре этих пластинок на них были отмечены спектры 3147 галактик. Из них 604 галактики, т. е. около 19%, имеют заметный UV-избыток.

Результаты подсчетов для 10 отдельных областей, площади каждой из которых, как было сказано выше, равны 17.1 кв. градусов, приведены в табл. 1. В ней даются координаты центров областей, общее количествогалактик N_t , спектры которых отмечены на пластинке, и относительное ко-

личество галактик с UV-избытком, обнаруженных на данной пластинке, выраженное в процентах, P_i .

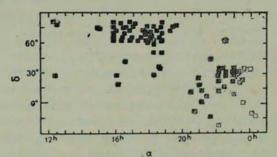


Рис. 1. Приблизительное расположение областей на небе, сиятых на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.°5 объективной призмой.

Предельные звездные величины пластинок, полученных для этих областей, слабые и меняются от 17^m до 18^m .

Общее количество галактик, приведенных в табл. 1, равно 1067, из них заметный UV-избыток имеют около 20%.

 T_{abauya} 1 ПОЛСЧЕТЫ ГАЛАКТИК И ГАЛАКТИК С IIV-ИЗБЫТКОМ

№	Z ₁₉₅₀	81950	N_{ℓ}	P_{I}	N_i	P_i	Ki	,Ki
1	00 ^h 06 ^m	+33°17′	134	18	182	17	1.36	1.25
2	00 34	- 9 46	77	16	92	16	1.19	1.25
3	12 23	+22 53	64	19	124	13	1.94	1.42
4	12 30	+76 17	99	19	144	20	1.45	1.33
5	16 10	+69 20	89	26	164	25	1.84	1.78
6	17 00	+69 20	177	21	213	20	1.20	1.16
7	17 10	+64 02	73	23	131	18	1.79	1.41
8	17 50	+69 20	214	19	292	18	1.36	1.30
9	17 58	+66 38	76	20	103	18	1.36	1.20
10	18 40	+69 20	64	19	104	16	1.63	1.42

Пластинки этих областей просматривались второй раз, более подробно, с целью обнаружения на них спектров новых галактик. После этого просмотра как полное количество отмеченных галактик, так и количество галактик с UV-избытком на каждой пластинке увеличилось. Результаты второго просмотра N_t и P_t , которые имеют тот же самый смысл, что N_t и P_t , приведены в табл. 1. K_t и K_t , приведенные в табл. 1, показывают, во сколько раз на каждой пластинке увеличилось общее количество галактик и галактик с UV-избытком после второго просмотра. Из табл. 1 видно, что

 K_i меняется в интервале 1.19—1.98, а K_i — 1.16—1.78. Их средние значения будут $\overline{K}_i = 1.51$, а $\overline{K}_i = 1.37$. Общее количество галактик и галактик с UV-избытком, после второго просмотра этих пластинок, составляет 1550 и 286 соответственно, что в 1.46 и 1.36 раза больше, чем при первом просмотре. Эти значения, как и следовало ожидать, близки к $\overline{K_i}$ и $\overline{K_i}$. Значения 1.46 и 1.36 можно использовать для оценки общего количества галактик и галактик с UV-избытком, которые могли бы быть обнаружены, если бы оставшиеся пластинки обзора просматривались бы второй раз так, как вышеотмеченные пластинки. Это означает, что общее количество галактик и галактик с UV-избытком, подсчитанных при первом просмотре обзора, надо соответственно увеличить в 1.46 и 1.36 раза. Такой подход правилен, так как метод и условия первого просмотра для всех пластинок обзора, куда входят также и вышеотмеченные пластинки, одинаковы. После таких простых действий получаются следующие оценки для общего количества галактик и галактик с UV-избытком: 4600 и 820 соответственно, то есть галактики с UV-избытком составляют 18% общего числа галактик обзора второго просмотра пластинок. Это значение банзко к значению 19%, полученному для галактик с UV-избытком при первом просмотре пластинок обзора.

Области, приведенные в табл. 1, охватывают на небе площадь около 170 кв. градусов, которая примерно в 8.8 раза меньше всей площади нашего обзора (1500 кв. градусов). Относительное количество галактик с UV-избытком, наблюдаемых на пластинках этих областей, близко к таковому для обзора, хотя их площади отличаются друг от друга в 8.8 раза. Например, при первом просмотре относительное количество галактик с UV-избытком у этих областей и у обзора составляет примерно 20% л 19% соответственно, а при втором просмотре — 18% и 18%.

Важным результатом исследования пластинок областей табл. 1 является также и то, что относительные количества галактик с UV-избытком, полученных при первом и втором просмотрах, близки друг к другу, 20% и 18% соответственно. Так что дальнейший просмотр этих пластинок вряд ли даст результат, отличающийся от этих данных.

Таким образом, за средние значения относительных количеств галактик с UV-избытком для областей табл. 1 и обзора можно принять 19% и 18% соответственно.

Что касается относительного количества галактик с UV-избытком для отдельных областей, приведенного в табл. 1, P_i и P_i , то оно меняется в широком интервале: P_i — в интервале 16—26%, а P_i — 13—25%, т. е. P_i и P_i для областей, охватываемых одной пластинкой площадью 17.1 кв. градусов, не стабильны.

Таким образом, относительное количество галактик с UV-избытком довольно большое и по нашим подсчетам составляет примерно 18% общего числа галактик, отмеченных на наших пластинках. Этот результат, по нашему мнению, является важным, так как с его помощью можно сделать следующий вывод: если предположить, что все галактики или их определенная доля в течение своей эволюции некоторый промежуток времени обладают заметным UV-избытком, то этот промежуток в их жизни длится очень долго и всего лишь в несколько раз (не более чем в 5 раз) меньше средней продолжительности жизни галактик.

Иначе говоря, UV-избыточная стадия — часто встречающееся и долго длящееся явление в жизни галактик. Согласно концепции В. А. Амбарцумяна об активности ядер галактик [2], этот вывод заставляет нас прийти к заключению о том, что активные процессы в галактиках, которые и приводят к возникновению UV-избытка, длятся весьма долго.

После этих соображений естественно предположить, что результаты многостороннего исследования объектов с такими особенностями могут пролить свет на эволюцию галактик.

В настоящей работе приводятся данные (табл. 2) о 114 новых галактиках, которые в спектре имеют UV-избыток и являются четвертым нашим списком галактик с UV-избытком. Первые три списка содержат данные о таких 352 галактиках и опубликованы в работах [1, 3, 4]. Данные о еще 114 галактиках будут приведены в следующей статье этой серии, в качестве пятого списка. В наши списки не вошли 24 галактики, находящиеся в тех же областях неба, но вошедшие в разные списки пекулярных галактик, составленные другими авторами. Данные об остальных галактиках сбэора (примерно 200) будут опубликованы в ближайшее время.

В примечаннях к табл. 2 приведены краткие морфологические описания галактик. Для этого были использованы карты Паломарского атласл. Методика наблюдения и поиска галактик с UV-избытком, а также обозначения в табл. 2 в основном те же, что и в [1]. Только вместо термина «спектральный тип», в табл. 2 используется название «спектрально-морфологическая (СМ) характеристика», так как первое название было пеудачным, ибо термин «спектральный тип» скорее подходит для классификации, которая основана на чисто спектральных особенностях (как у звезд. скажем, АО, В5 и т. д.). Координаты и фотографические величины галактик опредслялись теми же способами, что и в [1].

На рис. 2 приведены карты отождествления галактик с UV-избытком, снятые с красных карт Паломарского атласа. Масштаб 1 мм = 16° .

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбар-пумяну за обсуждение результатов, полученных в настоящей работе.

Ереванский государственный университет Бюраканская астрофизическая обсерватория

Таблица 2 СПИСОК ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ. IV CM Координаты No Галактика Размеры m характери-0 1950 α₁₉₅₀ CTHRA 4 5 7 3 6 1 2 1677 00"04"6 -00°42' 10" d2 353 0 - 1 - 27354 -1-2-2000 25.5 -082513 16.5 d3 -10 02 10 16.2 s1 355 00 27.8 00 28.0 -083912 16.4 d2 356 16.3 357 00 28.0 -08 40 15 d300 28.1 -09 02 18×70 16.3 d3 358 -2 - 2 - 2300.36.8 8 16.6 d3 359 -12 1110 16.6 00 37.5 sl 350 -12 33361 00 37.6 -104213×15 16.0 ds3 00 37.8 -10 34 20×35 16.3 d3 362 -2 - 2 - 8000 38.5 6×12 16.4 sd3 363 -09 3016.2 364 00 38.5 -0932 13×27 d3 365 00 39.6 7×15 16.3 s3 -103400 40.0 7 16.4 s2 366 -110615 15.5 367 00 41.6 sd2 -08 3212×46 368 00 41.8 -125216.3 ds3 -2-3-4 10×30 369 00 43.2 17.0 d2 -11 3100 46.0 8×17 16.5 **s**3 370 -120815×30 371 00 46.8 -124616.5 ds2 14×22 372 00 46.8 -124616.0 d3 10 00 47.1 16.5 s3373 -12 008 16.4 374 00 47.6 -10 23sd2 00 47.6 25 16.7 375 -12 30d3 8 16.4 sd2 376 00 48.4 -13 11 13×22 16.0 377 00 51.0 **s**3 -13 23 8×13 378 11 54.4 77 09 17.0 **s**1 10×20 16.7 379 11 57.2 dI 76 50 12 11.6 8×70 17.3 d2 380 74 47 20×30 s2 381 3095 12 14.4 24 13 16.2 12 14.6 20×28 17.3 d323 52 382 8 383 12 15.6 17.0 sl 23 37 10×40 d2 17.0 384 12 16.4 21 35 10×20 17.0 **s**3 385 12 20.0 24 22 d212 20.2 22 47 12×42 17.5 386 13×20 16.2 **d3** 387 12 20.6 76 14 17.5 s2388 12 23.4 23 49 9

Таблица 2 (продолжение)

-		Таблица 2 (п	родолжение,			
1	2	3	4	5	6	7
389		12 ^h 24. ^m 0	20°54′	10×12"	17.73	ds3
390	1455	12 26.2	23 07	30×135	15.5	d2
391		12 26.2	23 30	10	17.3	s2
392		12 29.7	24 18	8×13	17.0	s3
393	-	12 30.8	23 08	8×12	17.8	s3
394		12 32.9	77 51	10	16.2	s3
395		12 33.3	75 51	8×10	16.5	d2
396		12 33.3	76 12	22×30	16.3	d3
397		12 35.0	76 51	12×15	17.0	sd3
398		12 35.2	74 35	7	17.3	s 3
399		12 38.8	73,59	8×60	16.5	d3
400		12 46.8	75 18	8×18	16.0	sl
401		12 47.1	75 27	7	17.3	sd2
402	2	12 47.2	75 27	7×9	17.0	sd3
403		13 25.9	77 51	10	16.5	sd3
404	1	14 35.5	73 34	23×26	17.8	d3
405		14 43.5	70 26	8	16.8	s3
406		14 45.2	73 01	15	16.4	ds2
407		14 45.3	73 09	12×20	16.8	d3
408		14 55.2	69 21	10	16.8	s2
409	5832	14 57.7	71 53	70×165	16.0	d3
410		15 01.2	69 50	12×15	16.5	s 2
411		15 06.0	73 38	10	17.0	s 3
412		15 07.6	71 11	20×26	16.8	d3
413	1	15 09.4	72 41	7	18.0	s 3
414	76	15 11.2	73 35	10×13	17.8	d3
415		15 15.0	70 15	10×13	16.9	sl
416	1 -	15 15.0	70 49	15	17.0	d3
417		15 18.2	70 15	8×12	16.6	s2
418		15 26.6	70 34	20×22	16.0 .	d2
419		15 27.9	70 30	8	16.9	s3
420	3-41-144	16 13.2	19 01	15×120	15.0	d2
421		16 13.4	26 37	8×12	16.2	sl
422		16 15.3	71 53	24×30	16.8	d3
423		16 17.8	19 35	10	15.5	d2
424	12—15—58	16 21.2	73 57	8×50	17.0	d3
425		16 22.6	17 51	8	15.5	s 3
426	12-15-65	16 25.5	71 14	10×35	17.5	d3
427		16 28.4	74 05	14×20	16.5	sd3

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
428		16 ^h 30 ^m 4	74°10′	15×25"	16 ^m 5	ds3
429		16 34.5	40 10	15×20	15.3	s2
430	-	16 37.8	40 42	10×13	15.5	d2
431		16 39.4	40 31	15×22	15.7	d3
432	3	16 47.2	60 54	10×15	15.8	sd3
433		16 48.5	61 36	18×20	16.3	d3
434	11-20-29	16 51.4	63 47	33×40	15.8	43
435		16 52.0	64 02	13×20	16.2	d2
436		16 52.0	65 17	20×25	16.0	sd3
437		16 52.2	60 38	15×25	16.2	d3
438	-	16 53.0	65 23	13×20	16.4	d2
439		16 53.2	71 17	12	17.0	s3
440		16 53.4	61 50	10	16.3	s2
441		16 56.6	63 08	10×25	16.3	s3
442		16 57.3	65 03	12	16.2	s 3
443		17 00.5	59 17	12×20	16.0	sd3
444		17 01.0	64 44	8×20	16.2	sd3
445		17 01.3	63 45	40	16.2	s3
446	0.7.7	17 02.6	60 45	15×20	16.0	s2
447		17 02.6	61 46	8	16.0	s3
448		17 03.0	65 38	8×15	16.5	d2
449		17 07.7	66 00	12×24	16.2	sl
450		17 07.8	61 01	8×18	16.3	d2
451		17 07.8	64 56	12	16.3	s2
452		17 08.1	60 54	8	16.4	s 3
453		17 08.4	60 55	10	16.2	sl
454		17 09.0	63 39	10	16.5	d2
455		17 09.7	60 05	25×35	16.0	d3
456		17 10.2	65 11	10×15	16.2	d3
457		17 11.2	59 24	25 < 90	16.2	d3
458		17 11.3	62 00	8×12	16.0	sd2
459		17 14.4	61 26	30×35	16.3	d3
460	6381	17 26.8	60 03	40×60	16.0	ds3
461	0301	17 29.0	64 43	10×12	16.2	sd3
462		17 48.0	66 53	10×12	16.5	su3 52
463		17 49.6	67 20	7	16.4	s2 s3
464		17 49.9	64 52	10×17	16.5	
465		17 53.7	65 17	10×17	16.3	s3 s2
466		17 54.2	68 03	7		
.00		17 34.2	00 03	/	16.3	s 2

Примечания к списку

- 353 Сферическая, вокруг имеется голубое гало.
- 354 Сферическая, вокруг имеется голубое гало.
- 355 Компактная.
- 356 Сферическая.
- 357 Сферическая.
- 358 Линзообразная, на красной карте имеет яркую центральную область с размерами 10×30 ".
- 359 Звездообразная.
- 360 Компактная, от северо-восточной части отходит отросток.
- 361 Сферическая, слегка протяженная.
- 362 Эллиптическая.
- 363 Эллиптической формы.
- 364 Эллиптической формы.
- 365 Эллиптическая.
- 366 Звездообразная.
- 367 Сферическая.
- 368 Линзообразная, с яркой центральной областью.
- 369 Элдиптической формы, от юго-восточной части отходит отросток.
- 370 Эллиптическая.
- 371 Похожа на эллиптическую галактику.
- 372 Эллиптическая.
- 373 Компактная.
- 374 Звездообразная.
- 375 Сферическая.
- 376 Компактная, вокруг имеется голубое гало.
- 377 Спиральная, с центральной яркой областью. Рукава очень слабые.
- 378 Эллиптическая.
- 379 Эллиптической формы, в южной части, на расстоянии примерно 10" к югу, имеется красный эвездообразный объект.
- 380 Линзообразная.
- 381 Эллиптической формы.
- 382 Иррегулярной формы, в южной части имеет два голубых звездообразных сгущения.
- 383 Звездообразная.
- 384 Линзообразная, с центральной яркой областью, к северу, от нее, на расстоянии примерно 15", имеется голубое звездообразное сгущение.
- 385 Эллиптической формы.
- 386 Иррегулярная, в северной части имеется два голубых эвездообразных сгущения. От центральной части галактики к северу, на

расстоянии 47", имеется еще одна галактика, которая, по всей вероятности, составляет пару с галактикой № 386.

- 387 Эллиптической формы.
- 388 Компактная.
- 389 Эллиптической формы.
- 390 Линзообразная, на северном краю имеется голубое сгущение.
- 391 Компактная, от южной части отходит слабый отросток и простирается к западу.
- 392 Эллиптическая, от центра к востоку, на расстоянии 20", имеется компактное сгущение.
- 393 Эллиптической формы.
- 394 Компактная, к юго-востоку имеется галактика с размерами 10×14 ", по всей вероятности, они составляют пару.
- 395 Компактная, слегка протяженная.
- 396 Галактика состоит из двух частей, одна из них (которая находится на северо-западе) имеет UV-избыток.
- 397 Эллиптической формы.
- 398 Компактная, вокруг имеется слабое гало.
- 399 Линзообразная.
- 400 Элаиптическая.
- 401 Компактная, с галактикой № 402 составляет пару.
- 402 Спиральная, имеет яркое ядро и слабые рукава, один из них связан с галактикой № 401.
- 403 Компактная.
- 404 Сферической формы, с четырьмя голубыми сгущениями.
- 405 Компактная, вокруг нее гало.
- 406 Сферической формы, имеет звездообразное ядро.
- 407 Эланптической формы, со слабым голубым гало.
- 408 Компактная, вокруг имеется гало.
- 409 Иррегулярная, с яркой дентральной частью.
- 410 Эллиптической формы, со стущениями.
- 411 Компактная, от северной части отходит слабый отросток.
- 412 Эллиптической формы, с центральной яркой областью.
- 413 Компактная, от восточной части отходит слабый отросток.
- 414 Эллиптической формы, со слабым гало, с голубыми сгущениями.
- 415 Яркая протяженная, от северной части отходит голубой отросток.
- 416 Крутлой формы, от восточной части на расстоянии 12" от центра имеется голубое сгущение с размерами 4×6 ".
- 417 Эллиптической формы, от северного и южного концов отходят слабые отростки.
- 418 По всей вероятности, спиральная галактика с ярким компактным ядром.

- 419 Звездообразная.
- 420 Линзообразная, с центральной яркой областью.
- 421 Эллиптической формы.
- 422 Иррегулярная, с пятью сгущениями, одно из них яркое звездообразное, с диаметром 7", а на его спектре, по всей вероятности, видны эмиссионные линии.
- 423 Компактная, со слабым гало.
- 424 Линзообразная.
- 425 Компактная, со слабым гало.
- 426 Линзообразная, на расстоянии 30" имеется голубая протяженная галактика, спектр которой очень слабый.
- 427 Эллиптической формы.
- 428 Эллиптической формы.
- 429 Сферической формы, слегка протяженная.
- 430 Эллиптической формы.
- 431 Эллиптическая.
- 432 Эллиптической формы, с голубым гало.
- 433 Протяженный объект, вокруг имеется гало.
- 434 Спиральная, с центральной яркой областью, от центра на расстоянии 20" от севера имеется голубое сгущение.
- 435 Эллиптической формы, с голубым гало.
- 436 Сферической формы, имеется слабое, голубое гало.
- 437 Эллиптическая.
- 438 Эллиптической формы.
- 439 Сферической формы, имеет звездообразное ядро, размер когорого 8".
- 440 Пара галактик, расстояние между ними примерно 18", наиболее яркая имеет UV-избыток.
- 441 Эллиптической формы.
- 442 Компактная, слегка протяженная.
- 443 Эллиптическая.
- 444 Протяженный объект, вокруг имеется голубов гало.
- 445 Сферической формы, по всей вероятности имеет звездообразное ядро.
- 446 Иррегулярная, на северном краю имеется звездообразный объект диаметром 5".
- 447 Звездообразная.
- 448 Протяженная, по всей вероятности состоит из двух компактных частей.
- 449 Эллиптическая.
- 450 Протяженный объект, вокруг есть гало.

- 451 Компактная, от северо-западной части отходит маленький отросток, длиной 2—3".
- 452 Звездообразная.
- 453 Компактная, с западной стороны выходит отросток.
- 454 Компактная, с голубым гало.
- 455 Иррегулярная, с центральной яркой областью.
- 456 Эллиптической формы, вокруг имеется гало.
- 457 Иррегулярная, состоит из двух частей.
- 458 Эллиптической формы.
- 459 Сферическая, с четырьмя яркими сгущениями.
- 460 Спиральная, со многими сгущениями.
- 461 Сферическая, слегка протяженная, на красной карте Паломарского атласа имеет звездообразное ядро диаметром 7".
- 462 Эллиптической формы, на западном краю имеется сгущение.
- 463 Компактная, вокруг имеется гало.
- 464 Эллиптической формы.
- 465 Эллиптическая.
- 466 Звездообразная, вокруг имеется гало.

THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS, IV

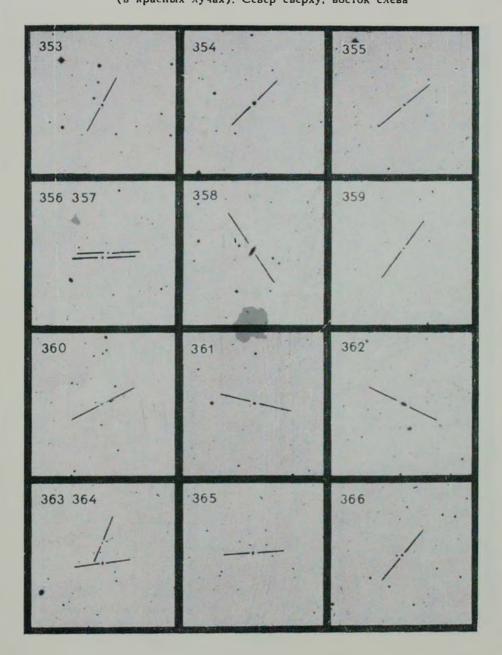
M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN

The list of 114 galaxies with UV-excess discovered by 40° Schmidt telescope of the Byurakan Observatory with 1.5 objective prism is presented. On the plates, which cover the area approximately 1500 square degrees on the sky, by their first survey, the spectra of 3147 galaxies have been marked. From these galaxies the $19^{\circ}/_{0}$ have UV-excess. The estimations of the same values which must be obtained by the second survey of the plates are 4600 and $18^{\circ}/_{0}$ respectively. As a relative quantity of the galaxies with UV-excess for all of the survey the value of $18^{\circ}/_{0}$ has been taken. In the work a conclusion has been made that the UV-excess stage is an often and durable phenomenon in the life of the galaxies.

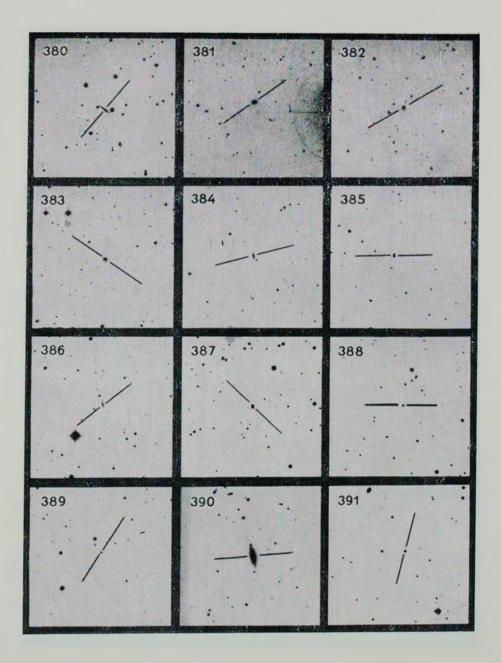
ЛИТЕРАТУРА

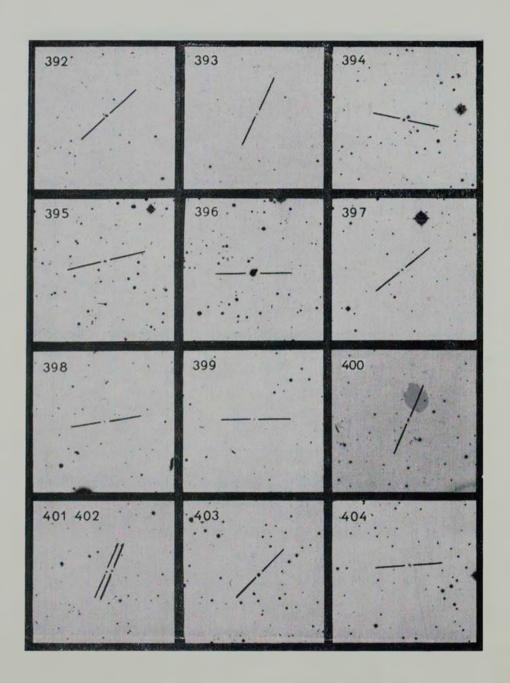
- 1. М. А. Казарян, Астрофизика, 15, 5, 1979.
- 2. V. A. Ambartsumtan, La Structure et L'evolution de L'univers, Edition stoops Bruxelles, 1958.
- 3. М. А. Казарян, Астрофизика, 15, 193, 1979.
- 4. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, Астрофизика, 16, 17, 1980.

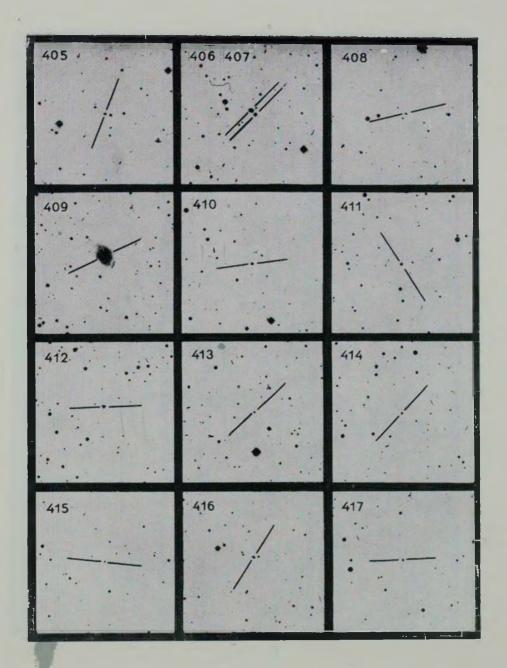
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ГАЛАКТИК (в красных лучах). Север сверху, восток слева

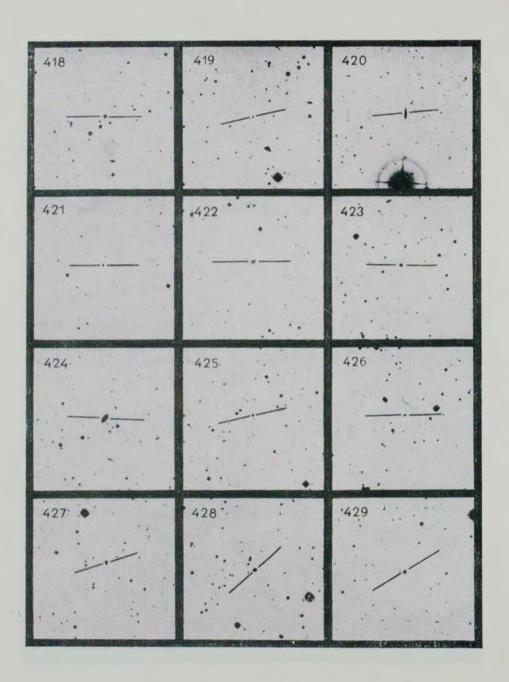


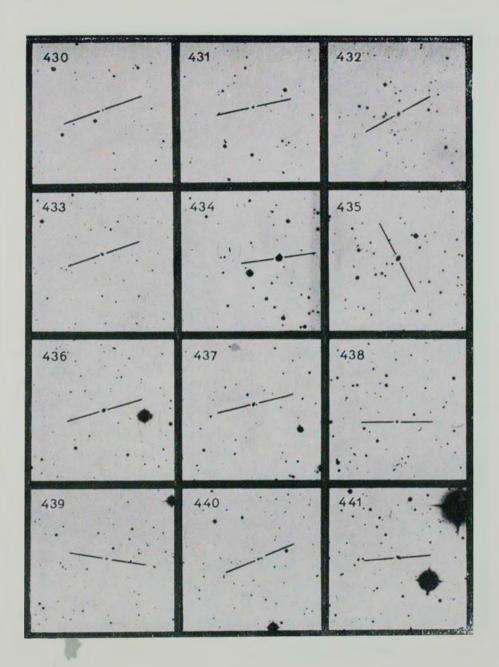
367	368	369
370	371 372 .	373
374	375	376
377	378	379

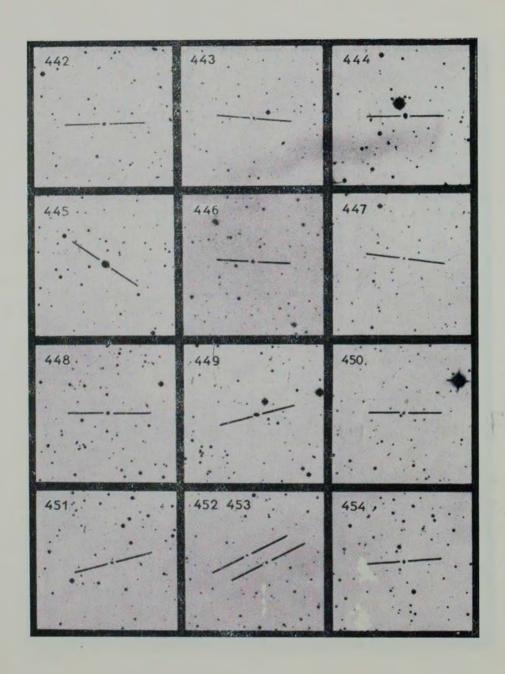


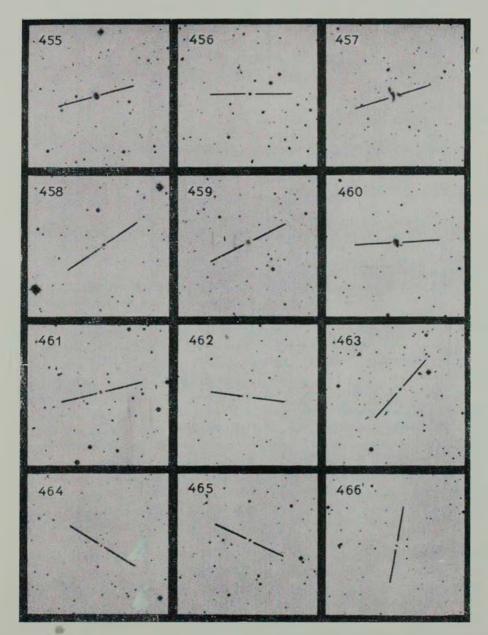












К ст. М. А. Казаряна, Э. С. Казарян

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

выпуск 4

УДК 524.7.77.4

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ГАЛАКТИК В ОКРЕСТНОСТЯХ ГРУПП ГАЛАКТИК. I

Я. ВЕННИК, А. КААЗИК Поступила 12 февраля 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Приведены новые определения лучевых скоростей для 62 галактик, находящихся в окрестностях групп галактик. Среднеквадратическая ошибка скоростей около 80 км/с при дисперсии спектров 200 А/мм. Рассмотрена возможная принадлежность наблюдавшихся галактик к системам разного типа.

- 1. Введение. В состав систем галактик, выделенных лишь на основе более высокой поверхностной плотности числа галактик, часто попадают ч галактики фона. Особенно чувствительны к таким искажениям рассеянные группы галактик с малым числом членов. Это убедительно показано, в частности, Киршнером [1] при анализе групп галактик из списка Готта и Тәрнера [2]. Для более надежного определения состава систем галактик требуется знание лучевых скоростей галактик. В списке гипергалактик [3] также имеется ряд сомнительных членов, лучевые скорости которых ко времени составления списка не были измерены. Целью настоящей работы является уточнение состава прежде всего некоторых гипергалактик, а также и других выделяющихся групп галактик путем измерения новых лучевых скоростей. Новые скорости могут быть использованы в дальнейшем и для исследования динамики этих систем.
- 2. Наблюдения и результаты. Спектральные наблюдения проводились на 1.5-м телескопе (D/F=1:16) Тартуской астрофизической обсерватории в течение 33 ночей с марта 1977 г. по апрель 1979 г. При наблюдениях использовались спектрограф UAGS и светоприемная аппаратура телевизионного типа OMA. Аппаратура и методика спектральных наблюдений подробно описаны в статье [4]. Там же изложена методика измерения относительных лучевых скоростей галактик путем корреляционного анализа исследуемого и эталонного спектров.

Ниже описываются результаты измерения лучевых скоростей 62 галактик. В табл. 1 приведены следующие данные:

- 1. Номер галактики по NGC (N), IC (I) [5], UGC (U) [6] или МКГ [7].
- 2. Число использованных спектров и их дисперсия, указанная буквой (а -200 A/mm, b -100 A/mm и с -120 A/mm).
- 3. Лучевая скорость галактики, исправленная за движение Солнца и Земли: $\Delta V = 300 \sin l^{11} \cos b^{11} + 30 \cos \beta \sin (\lambda_{\odot} \lambda) (км/c)$.

Скорости, определенные по эмиссионным линиям, отмечены буквой с.

- 4. Внутренняя ошибка измерения лучевой скорости, вычисленная по нескольким линиям (км/с).
- 5. Оценка качества спектра в четырехбалльной системе по видимости спектральных линий и по отношению сигнала к шуму (5—хороший спектр с несколькими глубокими линиями и с низким уровнем шума; 2—в спектре преобладает шум, линии слабы, плохо видны).
- 6. Использованные при вычислении скоростей спектральные линии (длины волн в А или общепринятые обозначения) и более широкие участки спектра. Последние обозначены буквами нижеследующим образом:

Двоеточием отмечены слабые линии или те участки спектра, лучевые скорости по которым определяются неуверенно. Глубокие линии поглощения выделены жирным шрифтом.

- 7. Лучевые скорости по определениям других авторов (км/с).
- 8. Принадлежность объекта к системе галактик. Для групп галактик указана наиболее яркая галактика в группе и номер системы по списку гипергалактик (Γ) [3].
- 3. Ошибки лучевых скоростей. Лучевая скорость галактики определена как среднее взвешенное скоростей, найденных путем корреляционного анализа по отдельным линиям или более широким участкам спектра [4]. По дисперсии скоростей, измеренных по разным спектральным признакам, определяется внутренняя ошибка лучевой скорости, которая приведена в табл. 1 (столбец 4). Эта внутренняя дисперсия недостаточно хорошо характеризует действительную или внешнюю точность лучевых скоростей. Например, Сэндидж [11] нашел, что внешние ошибки определенных им оптических лучевых скоростей до 2.5 раза больше соответствующих внутренних ошибок. Наиболее достоверную оценку точности наших скоростей можно получить из сравнения их со скоростями, найденными по вы-

Номер	n	V _o	JV.		Линии	$(V_0 \pm s)_{AP}$	Отношение к системе
-1	2	3	4	5	6	7	8
N 97	1a	4985	37	4	IV(4383:), X, Mgh:, 5269:, 5331, Na		Скопление [8]
N 489	2a	2708:	56	3	(K, H):, ₩:, X:, Mgb, 5269:		Группа N524
N 502	la	2554	103	2	(K, H):, W, Mgb:, 5269:, 5331, Na:		11 99
N 684	1a	3859	97	3	W, H ₃ , 5024:, Mgb, 5269, 5331:		Фон группы N672
N 736	1a	4556	49	4	Mgb, 5269, Na	4542±40 [5]	Группа N750 (Гб)
-5-30	1a	4587:	82	3	5269, 5331		11 11 19
U 1422	2a	4974:	128	2	4383:, H ₃ , 5024:, 5103:, Mgb, 5331:		11 11 11
N 855	la	749e	67	5	G. H ₃ (e), N1, N2		Вблиэн группы N672
N 940	1a	-5235	90	3	W, X, Y, Na		Скопление [8]
N 968	2a	3823	48	4	K:, W (4383), X (H3), Mgb, Na		Фон группы N1023 (Г8)
N 1032	la	2675	-69	4	W:. X:, Mgb, Na		Фон группы N1068 (Г9)
U 3642	1a	4526	76	4	W, X, Mgb, 5269, Na	4624+10 [9]	Группа или двойная гал.
U 3660	la	4407	98	4	W:, H3, Mgb, 5269, 5331, Na		
1 469	2a	2272	93	3	W, H ₃ :, Y (5269, 5331, 5401:)		Группа N2300 (Г10)
U 4393	2a	2190c	49	3	N1:, N2, Y, Na:	2154+10 [10]	Фон группы N2541 (Г11)
N 2681	le	769	16	5	H ₃ , Mgb, 5269, 5331, 5401, Na:	760+27 [5]	Группа N2841 (Г15)
N 2756	1e	4082	36	4	Hs: Mgb, 5269, 5331, Na		Фон группы N2841 (Г15)
N 2916	la	3642	92	4	W:, H3, Ngb, 5331:		Фон группы N2903 (Г17)
N 3156	1a	929	127	3	W:, H3, 5269	994+85 [11]	Группа N3166 (Г21)
N 3265	1a	1353e	10:	3	H ₃ (e), N2:, 5269:, 5331:		Группа N3245 (Г23)
N 3380	1a	1563e	37	4	W. H3:, N1, N2, Y		Группа N3414 (Г25)
N 3400	la	1314	39	4	W, H3. Mgb, 5269:, 5331, 5401:, Na		
N 3414	2ab	1467	20	4	X, Mgb, 5269, 5331, 5401; Na	1395±100 [5]	
						1000 [0]	19 11

	1	2	3	4	5	6
	N 3413	la	625e	72	4	H= (e), N1, N2, 5269:
	N 3583	le	2184	23	5	X, Mgh, 5269, 5331, Na
	N 3508	1b	5918	90	4	H ₃ , Mgb, 5269, 5331
	N 3599	3ab	688	33	4	G, H ₂ , Mgb, 5269, 5331, 5401, No
	N 3605	la la	531:	120	2	W, X, Mgb:, 5269:, 5401, Na
	N 3607	1ь	863	36	4	H ₃ , Mgb, 5269:, 5401, Na
	N 3608	1b	1132	22	5	X, Mgb, 5269, 5331, 5401, Na
	N 3626	2a	1337	42	3	W, X (H3), Y (5269:), Na
	U 6374	la	5384e	-	2	4383:, H ₁ (e):, Mgb:, 5269:
	U 6732	le	2396	67	4	Hz. Y (Mgb:, 5269:). Na
	N 3931	1a	1085	80	3	W. H3, 5024:, 5401, Na
	N 3982	1a	1201e	114	4	W:, N1, N2, Mgb:, 5269, 5331
	N 4005	la	4479	99	4	W. H ₃ , 5024:, Mgb, 5269, 5331:
	N 4015	1a	4173	22	4	X (H ₃), Mgb:, 5269, 5331:, Na
	N 4022	la la	4162	51	4	H ₃ , Mgb, 5269, 5331. Na
	N 4023	2a	4760:	253	2	4225:, 4383:, H ₃ , Y:
	N 4047	2ac	3472	30	4	Hg. Mgb, 5269:, 5331, Na
	N 4253	la	36 90 <i>e</i>	40	5	W. H. (e). N1, N2, Y. Na:
	U 7767	2a	1327	56	4	W, H., 5024, Mgh:, 5269, 5331, Na
	1 3582	1c	6928	89	4	H _{β1} Mgb:, 5269:
1	N 4627	1в	831:	-	2	(H _β , 5269):
1	N 4648	la	1625	56	4	4226, G, W, X (115), Y (Mgb:), Na
1	N 5313	2a	2700	108	3	Ha, 5024:, Mgb:, 5269, 5331, Na:
					1	

7	8
2188 <u>+</u> 25 [10]	Перед группой N 3430 (Г26) Облако гал-к в Б. Медв. Фон группы N 3607 (Г29) Группа N 3607 (Г29)
601±65 [5] 841±35 [5] 1118±50 [5]	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1363±100 [5] 3206±266 [5]	" " " Фон группы N 3607 (Г29) Облако гал-к в Б. Медв.
952±49 [12] 1208±15 [10]	Группа N 3998 (ГЗ7)
4332±100 [15]	Группа N 4005 (ГЗ8)
3426±53 [11]	Облако гал-к в Б. Медв.
3868+71 [13] 7109+71 [14]	Фон группы N 4278 (Г40) Группа N 4589 (Г42) Скопление [8]
745±71 [13] 1612±48 [12] 2627±25 [9]	Группа N 4631 (Г43) Группа N 4589 (Г42) Вблизи группы N 5371 (Г48)

1	2	3	4	5	6	7	8
N 5326	la	2576	26	4	H ₃ :, Mgb, 5269, Na	2643±85 [11]	Вбаизи группы N5371 (Г48)
N 5342	2a	2379	58	4	(K, H), V, W, H3, Mgb, 5269, Na		Группа N 5322
N 5337	2a	2319	58	3	X, Y (Mgh:, 5331, 5401), Na:		Вбаизи группы N 5371 (Г48)
N 5354	2a	2574	30	5	(K, H), V, W, H3, Mgb, 5269, 5331, Na	2507 + 50 [1]	Группа N 5371 (Г48)
N 5370	2a	3210	62	3	H3:, Mgb, 5269, 5331:		Вбанзи группы N 5322
N 5376	1e	2256	58	3	X, Mgb:, 5269, Na	2237±64 [1]	Группа N 5322
N 5389	1e	2006	23	5	H ₂ :, Mgh, 5269, 5331, 5401:, Na:	1996+56 [1]	- n
N 5422	2ah-	1932	65	4	G, W (4383), H ₃ :, Mgb, 5269, Na	1914±49 [12]	Группа N 5485 (Г50)
N 5430	2ac	3131	47	4	(K, H), W, H3(e), Mgb, 5269, Na, 6025	3277±74 [1]	Вблизи группы N 5322
N 5443	2ab	2072	54	4	X (H _{ft}), Y (Mgb, 5269, 5331), Na		Группа N 5485 (Г50)
N 5444	le	3949	32	4	X(H,:), Mgb, 5269, 5331, Z, Na:	4034±44 [5]	Группа N 5444
N 5475	la	1872	103	3	H:, V, W, H3, 5269, 5331, 5401:, Na		Группа N 5485 (Г50)
N 7217	la	1159	38	5	W, X (Hz, 5024:), Mgb, 5269, 5401, Na	1227±16 [5]	Изолиров гил-ка
N 7242	l la	6169	95	4	V (G:), W, X, Mgb, 5269, 5856:, Na	5972±100 [5]	Группа N 7242
N 7331	2a	1077	39	4	G, W, X(H), Mgb, 5269, 5401, Na	1099士10 [10]	Группа N 7331
N 7454	2a	2186	46	4	V, W, X (H ₃), Y (Mgh, 5269), 5591, Na		Группа N 7448 (Г59)

Примечания к таблице 1

- N=489 Слабые линии поглощения. Поправка к нульпункту скоростей, найденная по передержанным линиям ночного неба ($\Delta V_{\rm HII}$), возможно, неточна.
- 5—5—30 Линии поглощения слабы, идентификация неуверенна. Видна одна эмиссионная линия. Если это линия He II (4685), то $V_0 \approx 9570$ км/с.
- U 1422 В спектре сильные аппаратурные помехи, идентификация линий неуверенна.
- N 855 Сильные эмиссионные линии H₃, N1, N2.
- U 3660 Очень широкая диния Mgb, узкая 5269. Скорость по динии NaD $V_0 = 4028~{\rm km/c}.$
- 469 Спектр искажен аппаратурными помехами, идентификация линий неуверенна.
- U 4393 Слабая эмиссия N 1:, N 2. По спектру поглощения $V_0 = 2342$ км/с.
- N 3156 Большая дисперсия в скоростях: по линии $H_3 V_0 = 673$ км/с, по линии $5269 V_0 = 1164$ км/с. Неизвестные эмиссии $y \sim 4800$ A и ~ 4500 A.
- N 3265 Слабая эмиссия. Поправка к нульпункту ($\Delta V_{\text{ни}}$), возможно неточна.
- N 3380 По спектру поглощения $V_0 = 1626$ км/с.
- N 3413 Поправка к нульпункту (Δ V_{нв}), возможно, неточна.
- N 3605 Спектр галактики искажен полярным сиянием. Большая дисперсия в скоростях, определенных по разным линиям.
- U 6374 Очень слабая эмиссия в линии H_3 . Искажения в спектре из-за полярного сияния. Оценка скорости по спектру поглощения $V_0 \approx 4953 \text{ км/c}$.
- U 6732 По глубокой линии $H_{\rm p} V_0 \approx 2180$ км/с.
- N 3982 Сильная эмиссия в диниях N1 и N2.
- N 4023 В спектре нет подходящих линий. Оценка скорости ориентировочная.
- N 4253 Очень сильная эмиссия в линиях На, N1, N2.
- 1 3582 По глубокой линии $H_1 V_0 = 6698$ км/с.
- N 4627 Спектр искажен полярным сиянием. Скорость галактики, возможно, неточна.
- N 5430 Скорость по эмиссионной линии $H_{\rm b}V_0=3332~{\rm km/c}$.
- N 7242 Больщая дисперсия в скоростях, определенных по разным линиям (по линии NaD $V_0 = 5843$ км/с).

сокоточным радионаблюдениям в линии 21 см. Для 11 галактик нашего списка в литературе имеются лучевые скорости, определенные по линии 21 см. Кроме того, мы использовали при анализе ошибок взятые из литературы данные об оптических скоростях для 24 галактик, точность которых по оценкам самих авторов не ниже 50 км/с.

Весь наблюдательный период с 1977 г. по 1979 г. делится на два цикла: зима-весна 1977/78 гг. и 1978/79 гг. Между этими циклами наблюдений проводились ремонт и перенастройка аппаратуры, заменен источник спектра сравнения. Все это могло вызвать некоторые систематические различия в лучевых скоростях, измеренных в разные циклы. Систематические различия могут быть вызваны также и использованием разных эталонных спектров при вычислении корреляционных скоростей. Эталонами служили спектры ярких галактик с низким уровнем шума (М 31, М 81, NGC 3608), линии ночного неба в которых частично или полностью отсутствовали. По этой причине невозможно было ввести поправку за нульпункт в кривую диоперсии эталонных спектров на основе линий ночного неба. Соответствующая поправка может достигать 300 км/с.

Результаты сравнения паших скоростей с определениями других авторов представлены в табл. 2. Анализ проведен отдельно для разных циклов наблюдений и разных эталонных спектров. В табл. 2 включены лишь скорости, измеренные по одному высококачественному спектру (балл пениже 3) с абсорбционными линиями. В столбцах табл. 2 приведены следующие данные: 1— период наблюдений, 2— дисперсия, 3— используемый эталонный спектр, 4— число сравниваемых скоростей, в скобках указано число скоростей по наблюдениям в линии 21 см. 5— разность нульпунктов наших скоростей и скоростей других авторов $\langle V_{\rm OMA} - V_{\rm AP} \rangle$, 6— среднеквадратические ошибки наших скоростей $\sigma_{\rm OMA} = 0$

$$= \left[\frac{\sum_{n} (V_{\text{OMA}} - V_{\text{AP}})^{2}}{n-1} - \langle \sigma_{\text{AP}}^{2} \rangle \right]^{1/2}.$$

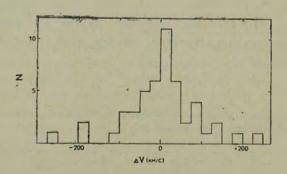
Таблица 2

Период наблюдений	Дисперсия (А/мм)	Эталонный спектр	n/n ₂₁	(V _{OMA} —V _{AP} . (KM/c)	OMA (RM/C)
1977 г.	120	M81	7(1)	+10±26	46
1977/78 rr.	100	N 3608	5(-)	- 9 + 27	51
1977/78 гг.	200	M31	14(4)	+18+24	74
1978 79 гг.	200	M31	9(5)	+51 ± 29	95

Существенный сдвиг нульпункта виден лишь в скоростях, измеренных зимой 1978/79 гг. Вероятно, этот сдвиг обусловлен заменой источника спектра сравнения перед этим циклом наблюдений. В табл. 1 лучевые

скорости этого цикла исправлены за сдвиг нульпункта. Внешние ошибки, определенные из сравнения со скоростями по линии 21 см, с одной стороны, и с оптическими скоростями, с другой, находятся в хорошем согласии. Средние ошибки наших скоростей, измеренных только по спектрам поглощения с дисперсиями 200 A/мм и 100 A/мм равны, $\sigma_{200} = 80 \text{ км/с}$ и $\sigma_{100} = 50$ км/с, соответственно. Корреляция между внешней ошибкой, с одной стороны, и внутренней ошибкой или оценкой качества спектра, с другой, довольно слабая. Лучевые скорости, определенные по низкокачественным спектрам (балл 2), имеют среднеквадратическую ошибку ~ 100 км/с. Ошибки лучевых скоростей, найденных по эмиссионным линиям, оценивались путем сравнения их с высокоточными скоростями, полученными по линии 21 см для шести галактик. Согласно ожиданиям. узкие эмиссионные линии дают более точные скорости, чем найденные по спектру поглощения — $s_{nm} = 40$ км/с. При нормальном распределении внешних ошибок ожидается, что ошибки скоростей, определенных по двум спектрам одинакового качества, примерно в $\sqrt{2}$ раза меньше указанных выше. В табл. 1 по двум спектрам определены скорости 20 галактик. В литературе для 8 из них имеются независимые определения скорости с точностью з < 40 км/с (пять из них измерены в линии 21 см). Оказалось, что по двум спектрам, снятым с дисперсией 200 А/мм, лучевые скорости, полученные, имеют среднюю ошибку одма = 48 км/с, что соответствует

На рис. 1 представлено суммарное распределение разностей между нашими и взятыми из литературы скоростями.



Рис, 1. Распределение разностей между нашими скоростями и определениями других авторов ($\Delta V = V_{\rm OMA} - V_{\rm an}$) для 35 галактик.

4. О составе гипергалактик. Как указывалось выше, объекты для определения лучевых скоростей были выбраны в большинстве случаев из первого списка гипергалактик [3]. Из 62 галактик в табл. 1 34 галактики входят в список гипергалактик, 9 галактик исследовались дополнительно в

окрестностях этих гипергалактик и остальные 19 объектов наблюдались в других группировках галактик. На основе измеренных лучевых скоростей в последнем столбце табл. 1 указано, в какую систему данная галактико может входить. Представляет интерес вопрос о том, насколько удачно составителям списка гипергалактик удалось оценить расстояния галактик, не имеющих измеренных к тому времени лучевых скоростей.

В списке гипергалактик галактики разделены на достоверные и сомнительные (обозначены двоеточием) члены. Из 18 принятых за достоверные члены галактик на основе новых лучевых скоростей правильные оценки расстояния оказались у 15 (83%), а 3 (17%) галактики оказались фоновыми. Из 9 сомнительных членов соответственно 5 (56%) галактик оказались членами, а 4 (44%) фоновыми галактиками. Таким образом, на основе данного ограниченного материала сравнения, можно заключить, что при составлении первого списка гипергалактик расстояния галактик по косвенным критериям (класс светимости, видимые звездные величины и диаметры) оценивались в основном правильно. Большинство галактик, принятых за достоверные члены, принадлежит к соответствующим системам, судя и по лучевым скоростям. Среди сомнительных случаев процент «попадания» около 50. Соответствующий более основательный анализ будет сделан после опубликования всех измеренных нами лучевых скоростей.

5. Заключение. Измерение относительных лучевых скоростей галактик методом корреляционного анализа спектров дает довольно уверенные результаты. Наши ошибки скоростей — 80 км/с при дисперсии 200 А/мм и 50 км/с при 100 А/мм находятся в хорошем согласии с оценками других авторов, которые измеряли скорости по спектрам с близкими дисперсиями. Полученные нами лучевые скорости могут быть использованы для выявления состава систем галактик разных типов, а также для определения внутренней дисперсии скоростей в богатых скоплениях галактик. Принято считать, что для изучения динамики в группах галактик ошибки лучевых скоростей должны быть меньше 50 км/с. Наши скорости, измеренные по эмиссионным линиям или по двум качественным абсорбционным спектрам, соответствуют этому требованию. Желаемая точность получается и по спектрам с дисперсией 100 А/мм.

За период наших наблюдений в литературе были опубликованы лучевые скорости многих объектов, входящих в наш список. Точность оптических скоростей, измеренных другими авторами, близка к нашей точности, вследствие чего представленные в настоящей работе новые независимые определения лучевых скоростей могут быть объединены с аналогичными данными других авторов при изучении систем галактик.

Институт астрофизики и физики атмосферы АН ЭССР

RADIAL VELOCITIES OF GALAXIES IN THE VICINITY OF GROUPS OF GALAXIES. I

J. VENNIK, A. KAAZIK

New redshift determinations are presented for 62 galaxies obtained mostly on the basis of absorption line spectra by cross-correlation techniques concerning the velocity standard spectra of M31, M81 and NGC 3608. With respect to published redshifts for 35 galaxies, the new redshifts, obtained at the dispersion of 200 A/mm, show r. m. s. residuals of about 80 km/s. The possible group or cluster membership is indicated.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R. P. Kirshner, Ap. J., 212, 319, 1977.
- 2. E. L. Turner, J. R. Gott III, Ap. J., Suppl. ser., 32, 409, 1976.
- 3. J. Einasto, M. Joeveer, A. Kaasik, P. Kalamees, J. Vennik, Tartu Astr. Obs. Teated Nr. 49, 3, 1977.
- 4. А. Каазик, Публ. Тартуской обс., 50, 1983.
- G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas Press, 1976.
- 6. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
- 7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, Морфологический каталог гвлактик, I—IV, изд-во МГУ, М., 1962—1968.
- 8. F. Zwicky, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, VI, California Instit. of Techn., 1968.
- 9. S. D. Peterson, Ap. J., Suppl. ser., 40, 527, 1979.
- 10. J. R. Fisher, R. B. Tully, Ap. J., Suppl. ser. (in press).
- 11. A. Sandage, A. J., 83, 904, 1978.
- 12. P. W. Kelton, A. J., 85, 89, 1980.
- 13. G. Chincarini, H. J. Rood, Ap. J., 206, 30, 1976.
- 14. G. Chincarini, H. J. Rood, A. J., 77, 448, 1972.
- 15. S. A. Gregory, L. A. Thompson, Ap. J., 222, 784, 1978.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4

УДК 524.7.77.4

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ГАЛАКТИК В ОКРЕСТНОСТЯХ ГРУПП ГАЛАКТИК. II

Я. ВЕННИК, А. КААЗИК, А. АМИРХАНЯН Поступила 19 мая 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Приводятся новые определения лучевых скоростей 48 галактик, преимущественно находящихся в окрестностях групп галактик.

- 1. Введение. Данная работа выполнена в рамках начатой в 1977 г. в Тартуской астрофизической обсерватории программы измерения лучевых скоростей галактик, находящихся в окрестностях групп галактик и по совместной программе Тартуской и Бюраканской астрофизических обсерваторий исследования близких групп галактик и более далеких компактных групп. В предыдущих статьях были изложены данные об используемой спектральной аппаратуре и о методике измерения лучевых скоростей [1], а также был представлен первый список самих скоростей [2]. Очередной цикл наблюдений был проведен летом 1978 г. и 1979 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории. В настоящей работе приводятся новые определения лучевых скоростей для 48 наблюдавшихся в этот период галактик, которые будут использованы для уточнения состава групп галактик, а в дальнейшем и для исследования динамики этих систем.
- 2. Наблюдения. Спектральные наблюдения галактик выполнялись на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории в течение 20 ночей в июне—августе 1978 г. и 13 ночей в июле и августе 1979 г. Наблюдения проводились в фокусе Нъсмита (D/F=1:16.4) телескопа со спектрографом типа UAGS. Камера спектрографа с вынесенным фокусом и светоприемная система 500 канальный анализатор ОМА были доставлены из Тартуской астрофизической обсерватории. Подробное описание системы ОМА представлено в статье [1]. Спектры галактик были сняты в основном с дисперсией 200 А/мм; несколько спектров получено и с дисперсией 100 А/мм. Разрешение спектров соответственно ~ 8 А и ~ 4 А. Ширина щели спектрографа выбиралась в пределах 0.3—0.4 мм (1."5—2"). Заметного ухудшения разрешающей способ-

ности из-за ширины щели при этом не наблюдалось. Длительность одной экспозиции для самых слабых объектов $(15^m, 5-16^m)$ была около 90 мин. Методика наблюдений описана в статье [1].

В рамках программы Тартуской обсерватории исследования близких групп галактик за этот период было получено 56 спектров, причем 41 спектр 34 галактик были достаточно хорошего качества, чтобы можно было определить по ним лучевые скорости. По программе Бюраканской обсерватории исследования компактных групп галактик было получено 16 качественных спектров 14 галактик в трех компактных группах КГ 16 [3], КГ 30 [3] и КГ 166 [4].

Спектры галактик вместе со спектром сравнения от He—Ne—Aг источника регистрировались в численном виде на перфоленте. Дальнейшая обработка спектров проводилась на вычислительной машине iN-96 в Тартуской обсерватории. Относительные скорости галактик измерялись путем сравнения изучаемого спектра с высококачественными эталонными спектрами от ярких галактик, лучевые скорости которых известны с хорошей точностью. Такими эталонами служили спектры спиральной галактики M 31 ($V_{\odot} = -299 \pm 3$ км/с [5]) и эллиптической галактики NGC 3608 ($V_{\odot} = +1210 \pm 50$ км/с [5]). Методика корреляционного анализа изложена в статье [1].

- 3. Результаты. Новые определения лучевых скоростей 34 галактик из близких групп представлены в табл. 1, в которой приведены следующие данные:
- 1. Номер галактики по NGC (N), IC (1), UGC (U) [6], МКГ [7]. Координаты остальных галактик указаны в примечаниях.
- 2. Число использованных спектров и их дисперсия, указанная буквой (а 200 A/мм, b 100 A/мм).
- 3. Лучевая скорость галактики, исправленная за движение Солнца в Земли (км/с). Скорости, определенные по эмиссионным линиям, отмечены буквой e.
- 4. Внутренняя ошибка измерения лучевой скорости, вычисленная по нескольким линиям (км/с).
- 5. Оденка качества спектра в четырехбалльной системе по видимости спектральных линий и по отношению сигнала к шуму (5—наилучший спектр).
- 6. Использованные при вычислении скоростей спектральные линии (длины воли в А или общепринятые обозначения) и более широкие участки спектра между линиями ночного неба. Последние обозначены букваминижеследующим образом:

Номер	n	V ₀	σ _V ,		Лянии
1	2	3	4	5	6
N 4133	la	1353	60	4	G:, H3:, 5269:, 5331, Na
N 5311	2Ь	2794	30	4	X, Mgb, 5269, 5331:
N 5320	1b	2741	56	4	H3:, Mgb, 5269, Na
N 5355	la	2558	19	4	W, Mgb:, 5269, 5331, Na
N 5358	1a	2603	67	3	V, W, X (H3:), Mgb
N 5402	1a	3182e	_	3	H ₃ (e)
10-20-59	1a	10694	90	4	H, G, Mgb:, Na
N 5410	1a	3968:	7 9:	3	(K-⊣H):, W, Hβ:, 5331:
N 5839	la	1249	70	4	Hp. Mgb, 5269:, 5331, Na
N 5987	1b	3189	3 9	4	X, Mgb, 5269, (5331+5401):, Na
N 5989	1a	3059:		2	(K + H):
U 10713	16	1354e		3	H3 (e)
1	1a	11772	205	3	H:, G:, H;
N 6928	1a	4887	68	4	K, W, H3, Mgb, 5331, Na
2	2a	4150	93	3	W, X, Mgb, 5269, 5331
0-53-02	1a	4051	90	3	K:, W, X, Y (Mgb, 5269:)
3	2a	3908	65	3	W. Y (Mgb, 5269, 5331:)
				1	

$(V_0\pm z)_{AP}$	Отношение к системе
7	8
	Вблизи группы N 4291 (Г 41)
	Вбаизи группы N 5371 (Г 48)
2709±15 [7]	
2462+54 [8]	Группа N 5371 (Г 48)
	99 19
-	Вбаизи группы N 5322
	Фон группы N 5322
	Вбаизи группы N 5371 (Г 48)
	Группа N 5846
3221 + 25 [7]	Группа N 5985 (Г 54)
1	99 99
	Вблизи группы N 6340
	Фон группы N 6340
4986±75 [3]	Группа N 6928 (Г 56)
	Группа N 6962 (Г 57)
-	Вблизи группы N 6962 (Г 57)
	Группа N 6962 (Г 57)

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
N 6959	1a	3837	66	4	₩, X, Y (Mgb, 5269, 5331), Na		Группа N 6962 (Г 57)
N 6961	2a	3 960	65	4	W, X:, Y(Mgb:, 5269, 5331:)	-	99 19
N 6962	2a	4418	55	4	K, H, 4226, W, X, Mgb, 5269, 5331, Na	4419±8 [9]	19 11
N 6963	la	4531	65	4	W, X(H3), Mgb, 5269, 5331, Na	4551±50 [3]	**
N 6964	la	4027	15	5	K, H, W, X, Mgb, 5269, 5331, 5591, Na:	4031 + 100 [3]	10
N 6965	2ab	3940e	13:	5	V, W, X, N1:, N2, Y (Mgb:, 5269), 5591		19 19
N 7442	. 2a	7611:	220	2	G:, W, X, Y (Mgb:)		Фон группы N 7448 (Г 59)
N 7547	1a	5023	53	4	4384, X, Mgb, 5269, Na	5092±150 [3]	Группа N 7550
N 7549	la	4930	119	2	W, X, Y, Z	5041±150 [3]	98
N 7550	la	5320	69	4	W. X (H ₈ :, 5024:), Mgb, 5269, Na	5222±150 [3]	11
4	1a	5215	87	3	V:, W, X, Y (Mgb, 5269), Na:		19
3-59-16	la	8853	123	3	G, (W + X), Mgb		Фон группы N 7550
N 7597	la	11348	65	3	H:, G:, W, X (H3:, 5024:), Na	11842±150 [3]	Скопление [10]
N 7598	1a	11387:	55:	2	H:, G:, W, X:, Na		Скопление
N 7778	la	5408	3 9	4	V, W, H₃, Mgb, 5269, 5331, Z, Na		Группа N 7782
N 7779	1a	5193	54	4	4227, W, H _β , Mgb, 5269, 5591:, Na		***
N 7781	1a	5564	139	3	$W, X(H_{\beta}:), Y(Mgb, 5331:)$		89

Двоеточием отмечены слабые линии или те участки спектра, лучевые скорости по которым определяются неуверенно. Глубокие линии поглощения выделены жирным шрифтом.

- 7. Лучевые скорости по определениям других авторов (км/с).
- 8. Принадлежность объекта к системе галактик. Для групп галактик указана наиболее яркая галактика в группе и номер системы по списку гипергалактик (Γ) [8].

Примечания к таблице 1

- N 5402 Сильная эмиссия в динни Нв.
- N 5410 В спектре нет надежных линий, оценка скорости ориентировочная.
- N 5989 В спектре нет надежных линий, оценка скорости ориентировочная.
- U 10713 Слабая эмиссия в линин H_3 . Оценка скорости по спектру поглощения: $V_0 = +$ 1324 км/с.
 - 1 Координаты, измеренные на синей карте Паломарского атласа: $\alpha = 17^h 10^m 1$, $\delta = +72^\circ 21'$.
- N 6928 Большой внутренний разброс в скоростях: по линии NaD $V_0=5096$ км/с; по линиям Mgb и $H_{\rm B}$ $V_0=4763$ км/с.
 - 2 Координиты по Цвикки [12]: $z = 20^{\circ}43^{\circ}3$, $\hat{\epsilon} = +00^{\circ}00'$.
 - 3- Координаты по Цвикки [12]: $\alpha=20^{6}44^{m}1$, $\delta=+00^{6}09'$.
- N 6965 Слабые, узкие эмиссионные линии N 1 и N 2. По спектру поглощения $V_0 = 3976 \pm 92$ км/с.
- N 7442 В спектре нет надежных линий, оценка скорости ориентировочная.
- N 7549 В спектре нет надежных диний.
 - 4 Координаты по Цвикки [12]: $\alpha = 23^h 13^m 1$, $\delta = +18^d 47'$.
- 3-59-16 Большой внутренний разброс в скоростях.
- N 7597 Слабые широкие линии поглощения, скорость, возможно, неточная.
- N 7598 В спектре преобладает шум, линии слабо выделяются, скорость, возможно, неточная.

В табл. 2 приведены лучевые скорости галактик в трех компактных группах КГ 16, КГ 30 и КГ 166. В первом столбце таблицы указан номер группы по спискам компактных групп компактных галактик [3, 4]. Члены каждой группы пронумерованы в порядке убывания яркости. В остальных столбцах в табл. 2 приведены те же данные, что и в соответствующих столбцах в табл. 1.

Таблица 2

Номер	n	V_0	3 _{V0}	Качество	Линии
1	2	3	4	5	6
КГ 16—1	la	9023	71	4	G, W:, X(H ₃), Mg, Na
КГ 16-2	1a	9107	118	2	G:, W:, Na
КГ 16—4	1a	9177	178	3	G:, W, X (H3:, 5024), Mg, Na:
КГ 16—5	la	9014	143	3	G:, W. X:, Mg, Na
КГ 30—1	1a	6957	87	5	V, W, X(H ₅), Y(Mg, 5269). Na
КГ 30—2	1a	6708	40	4	V, W, X, Y(Mg)
КГ 30—3	1a	6218	47	5	$V(G)$, W , $X(H_{\beta})$, $Y(Mg, 5269)$, Na
КГ 166-1	2a	11484	66	4	H, G, W, X (H3), Mg, Na:
KΓ 166-2	1a	11415	48	4	H:, V(G), W(4384), X, Mg, Na
КГ 166—3	la	11740	70	4	G, W, X, Mg, Na
KT 166-4	1a	11801	59	4	H:, V(G), X(Hp:), Mg:, Na
КГ 166-5	2a	11237	64	5	H. V(G). W. X(H3, 5024), Mg, Na
КГ 166-7	la	11978	99	4	H:, V(G), X, Mg, Na
КГ 166—8	la	12257	139	4	H:. V(G), X(H3), Mg, Na:

Примечания к таблице 2

- КГ 16-2 Слабые линии поглощения, скорость, возможно, неточная.
- КГ 16—4 Большая дисперсия в скоростях: по глубокой линии ${
 m Mgb}-V_0=8670~{
 m km/c},$ по линиям ${
 m H}_5$ и $\lambda\,5024-V_0=9310~{
 m km/c}.$
- КГ 166—7 Глубокие линии поглощения G, Mgb, NaD, но дисперсия в скоростях большая.
- КГ 166—8 Скорость по глубокой линии Mgb больше средней скорости на 500 км/с.
- 4. Ошибки лучевых скоростей. Для 11 галактик нашего списка имеются опубликованные в литературе лучевые скорости, определенные другими авторами (см. табл. 1, столбец 7). Эти скорости могут быть использо-

ваны для оценки точности наших определений. Лишь для трех галактик (NGC 5320, 5987 и 6962) имеются высокоточные определения скорости в линии 21 см [9, 11]. По четырем спектрам этих трех галактик средняя разность оценок составляет $\langle V_{\rm Omn} - V_{\rm 21cm} \rangle = +24 \pm 48$ км/с, а средняя квадратичная разность $\sigma_{\rm Omn} = \langle (V_{\rm Omn} - V_{\rm 21cm})^2 \rangle^{1/2} = 100$ км/с.

Мы можем расширить этот крайне скудный материал сравнения путем включения в анализ ошибок и оптических скоростей остальных восьми галактик. Недавно Руудом был составлен новый каталог лучевых скоростей галактик [13] и проведен анализ их ошибок путем сравнения оптических скоростей с высокоточными определениями в линии 21 см отдельно для каждого из авторов. По его результатам ошибки оптических скоростей шести интересующих нас галактик меньше, чем приведенные в столбце 7 и взятые из указанных источников. Средняя квадратическая ошибка скоростей шести этих галактик по оценкам Рууда $\begin{pmatrix} 1 & 1/2 \\ 1/2 & 1/2 \end{pmatrix} = 65 \text{ км/с.}$ Ошибки скоростей остальных двух галактик, NGC 6964 и 7597, значительно больше средней ошибки и эти галактики были исключены из сравнения.

Добавляя к скоростям в линии 21 см оптические определения скоростей шести галактик и учитывая среднюю ошибку их определений — 65 км/с, получим следующую оценку точности наших измерений: $\langle V_{\text{Ома}} - V_{\text{др.}} \rangle = +16\pm30$ км/с и $\sigma_{\text{Ома}} = 83$ км/с. Полученная внешняя точность наших скоростей — около 90 км/с относится к спектрам с дисперсией 200 А/мм. Она хорошо согласуется с оценкой точности, сделанной в предыдущей статье данного цикла [2].

Недостаточный материал, имеющийся для сравнения, не позволяет нам определить отдельно ошибку скоростей, измеренных по спектрам ε дисперсией 100 A/мм. Как указывалось ранее [2], она вероятно околе 50 км/с.

5. О составе гипергалактик. Из 48 наблюдавшихся галактик 15 входят в список членов пяти гипергалактик — № 48, 54, 56, 57 и 59 [8], а 4 галактики исследовались дополнительно в окрестностях гипергалактик № 41, 48 и 57. Девять галактик внесены в список как достоверные члены соответствующих систем, но их лучевые скорости ко времени составления списка не были измерены. По нашим данным у восьми галактик из девяти лучевые скорости соответствуют ожидаемым скоростям для членов групп и лишь одна галактика — NGC 7442 оказалась проектирующейся на группу № 59 [8]. Объединяя результаты этой работы с предыдущей в данной серии [2], находим, что из 27 предполагавшихся членов гипергалактик 23 (85%) оказались реальными членами. Этот довольно высокий процент правильных оценок расстояний галактик по косвенным критериям позво-

ляет утверждать, что в списке гипергалактик мало проектирующихся членов, за исключением, может быть, самых близких к нам систем.

Остальные 29 галактик наблюдались в других системах галактик. Наиболее выделяющимися среди них помимо указанных компактных групп являются тесные группы из пяти галактик вокруг NGC 7550 и NGC 7782. Следует отметить, что один из кандидатов в члены группы NGC 7550 — МКГ 3—59—16, очевидно, находится позади группы и проектируется на нее.

Авторы из Тартуской обсерватории (Я. В. и А. К.) выражают благодарность дирекции Бюраканской обсерватории за гостеприимство и предоставленную им возможность наблюдать на 2.6-м телескопе. Авторы благодарны также П. Траату, Э. Таго и М. Сисаску за участие в наблюдениях.

Институт астрофизики и физики атмосферы АН ЭССР, Бюраканская астрофизическая обсерватория

RADIAL VELOCITIES OF GALAXIES IN VICINITY OF GROUPS OF GALAXIES. II

J. VENNIK, A. KAAZIK, A. AMIRKHANIAN

New redshift determinations are presented for 48 galaxies, selected in the vicinity of nearby groups and of three more distant compact groups of galaxies. The possible group or cluster membership is indicated.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. Каазик. Публ. Тартуской обс., 50, 1983.
- 2. Я. Венник, А. Каазик, Астрофизика, 18, 523, 1982.
- 3. Р. К. Шахбавян, Астрофизика, 9, 495, 1973.
- 4. М. Б. Петросян, Астрофизика, 10, 471, 1974.
- G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas Press, 1976.
- 6. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala. 1973.
- 7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. М. Архипова, Морфологический каталог галактик, I—III, изд-во МГУ, М., 1962—1964.
- 8. J. Einasto, M. Jöeweer, A. Kuastk. P. Kolamees, J. Vennik, Tartu Astr. Obs. Teated Nr. 49, 3, 1977.
- 9. J. R. Fisher, R. B. Tally, Ap. J., Suppl. ser. (in press).
- 10. R. P. Kirshner, Ap. J., 212, 319, 1977.
- 11. S. D. Peterson, Ap. J., Suppl. ser., 40, 527, 1979.
- F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, V. California Inst. of Techn., 1965.
- 13. H. J. Rood, A Catalog of Galaxy Redshifts, 1980.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4

УДК 524.7-355

О МАРКАРЯН 6 И ВОПРОС О ПРОМЕЖУТОЧНОМ КЛАССЕ Sy 1.5

Э. Е. ХАЧИКЯН, В. Н. ПОПОВ, А. А. ЕГИАЗАРЯН

Поступила 10 февраля 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Рассмотрены результаты новых спектральных наблюдений переменной сейфертовской галактики второго типа Маркарян 6. Спектры получены на 6-м телескопе САО АН СССР. Показано, что коротковолновые компоненты эмиссионных водородных линий, обнаруженные в 1969 г. Хачикяном и Видманом [2, 3], все еще наблюдаются в спектре этой галактики. Отмечается уменьшение эквивалентных ширин как Hв, так и запрещенных линий N и $N_{\rm a}$. Предполагается, что так называемые галактики типо Sy 1.5, вероятно, являются кратковременной фазой в эволюции галактик Sy 2.

Сейфертовская галактика Маркарян 6 (IC 450) [1] является объектом, привлекающим особое внимание в связи с радикальными изменениями структуры его водородных линий, происшедшими за сравнительно короткий промежуток времени.

На спектрограммах, полученных Хачикяном и Видманом в январе 1969 г. [2, 3], был обнаружен новый компонент на голубом крыле водородных линий H_{α} и H_{β} , который отсутствовал на спектрограммах, полученных в феврале 1968 г. [4].

В 1971 г. Ульрих на спектрах с дисперсией 50 и 28 А/мм не смогла обнаружить эти новые компоненты и пришла к выводу об очень коротком времени существования таких образований — порядка 1—1.5 года [5]. Однако другими наблюдателями указанные компоненты были обнаружены как в тот же период времени, так и позднее [6—9]. В частности, Адамс [9] предположил, что вследствие большой дисперсии спектров, полученных Ульрих, сравнительно широкие компоненты на регистрограммах могли просто не выделиться. На спектрах же самого Адамса, полученных в том же 1971 г., регистрограммы которых он приводит в своей статье, компоненты очень хорошо видны. Компоненты хорошо выделяются и на спектрах, полученных в 1970—1972 гг. Проником, Чуваевым [6], Нотни и др. [7].

Исходя из вышеизложенного, представляются весьма важными систематические наблюдения за Маркарян 6 с целью дальнейшего исследования переменности ее спектра.

5

совпадают.

17 - 18.12.1979

С другой стороны, так как Маркарян 6 является фактически прототипом для так называемых промежуточных сейфертовских галактик (Sy 1.5), то такие систематические наблюдения могут пролить свет на связь между различными типами сейфертовских галактик и целесообразность введения типов Sy 1.5, Sy 1.9 и т. д.

В конце 1979 г. на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом СП-160 и ЭОП М9ЩВ получены 5 спектров Маркарян 6 (см. табл. 1). Все спектры охватывают область, включающую линии N_1 , N_2 и H_3 . Дисперсия спектрограмм около 65 А/мм. Несмотря на то, что спектры не расширены, большой масштаб изображений в первичном фокусе БТА (8.5"/мм) дает при невысоком качестве изображений фактическое расширение спектра до величины около 0.2-0.3 мм.

Спектральный Диспер-Дата CODT No сия Экспозиция интервал наблюдения эмульсии (A) 15-16.12.1979 65 3700--5100 103a O 1 40 2 16-17.12.1979 40 3700 - 510065 16 - 17.12.19793 3700 - 510065 30 17-18.12.1979 4 65 10 3700 - 5100

20

3700 - 5100

Ταбλица 1

Обработка спектров производилась на автоматических микроденситометрах PDS Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм. ССР и Джойс Лобел Секции астрономии в Национальной астрофизической обсерватории АН Болгарии. Результаты измерений достаточно хороше

65

На рис. 1 представлены регистрограммы спектров Маркарян 6, полученные в течение трех последовательных ночей (15—17, 12, 1979).

Спектральные данные указывают на наличие эмиссионных компонентов на голубом крыле линий H_3 , H_1 и H_4 . При этом компоненты у H_1 и H_4 наблюдаются впервые. В шкале доплеровских скоростей компоненты отстоят от центра линий в среднем на расстоянии, соответствующем скорости около $3000~{\rm km/c}$, что совпадает с более ранними определениями этой величины [2, 6, 9].

Компонент у H_3 имеет, по-видимому, некоторую собственную структуру, но на имеющемся наблюдательном материале провести более тонкие измерения не представляется возможным. Ширина самой линии H_3 на уровне половинной интенсивности порядка 15 A, что соответствует доплеровской скорости порядка 850 км/с. Ширина запрещенных линий на уров-

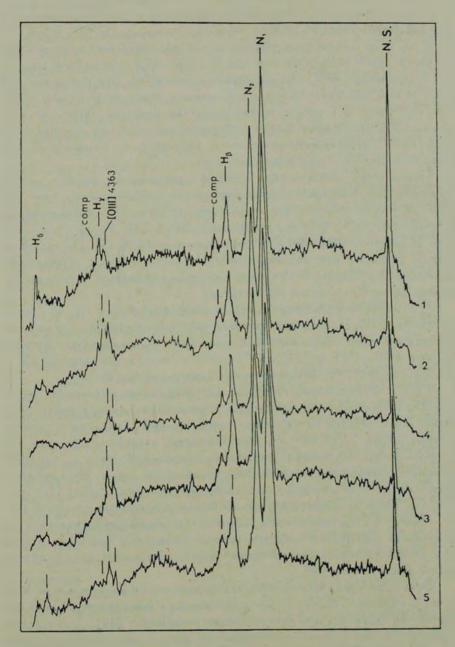


Рис. 1. Регистрограммы спектров Маркарян 6, полученные в течение трех ночей: 15—17. 12. 1979 (обозначены соответственно табл. 1).

не половинной интенсивности практически совпадает с шириной центрального максимума диний Нв.

Суммарная интенсивность компонентов по отношению к интенсивности центральной части линии составляет около 35%, что хорошо согласуется с величиной (40%), определенной Адамсом [9]. Это небольшое различие можно объяснить неопределенностью в проведении уровня непрерывного спектра и в трудности разделения компонентов. На основании вышеприведенных данных нельзя с уверенностью судить об изменении относительной интенсивности компонентов в сторону их уменьшения, хотя такая возможность не исключается.

Определения эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре Маркарян 6, проведенные в разное время, показывают значительное различие их величин. Так, эквивалентная ширина линии На, вычисленная по наблюдениям 1970—1971 гг., равна около 100 А [6]. Та же самая величина из спектров 1972—1973 гг. уменьшается до 65 А [7]. По нашим же данным эквивалентная ширина линии На в конце 1979 г. уменьшилась еще больше и составила 43 А (в данном случае речь идет об эквивалентной ширине линии На со своим компонентом).

Что же касается эквивалентной ширины линии N_1+N_2 , то сравчение данных для разных моментов также показывает, что она уменьшилась. Средняя величина эквивалентной ширины N_1+N_2 составляла примерно 350 A в 1970—1971 гг. [6], в 1971—1972 гг. она уменьшилась до 250 A [7], а в конце 1979 г. по нашим данным она равнялась 200 A.

Если в действительности происходит постепенное уменьшение интенсивности компонентов линии H_{β} , то эквивалентная ширина линии будет уменьшаться. Однако наблюдаемое одновременное уменьшение эквивалентных ширин H_{β} и N_1+N_2 вероятнее всего является следствием возможного повышения уровня непрерывного спектра. В таком случае одновременное уменьшение интенсивности компонентов линии H_{β} приведет к более быстрому уменьшению эквивалентной ширины линии H_{β} , чем у N_1+N_2 . Такое различие, как отмечено выше, действительно имеет место.

Наряду с этим, могут иметь место и кратковременные изменения интенсивности непрерывного спектра, которые приводят к заметному разбросу в величинах эквивалентных ширин линий, измеренных даже в течение одного цикла наблюдений.

Появление новых компонентов водородных линий в спектре ядра Маркарян 6 вызывает определенное затруднение в классификации этой сейфертовской галактики по критериям, предложенным в [10]. До появления компонентов эта галактика принадлежала, несомненно, ко второму типу, обладая спектром с запрещенными линиями значительной интенсивности и водородными линиями без заметных крыльев, причем ширины водородных и запрещенных линий были практически одинаковыми и составляли около 15 А на уровне половинной интенсивности.

Появление компонентов изменило общую ширину водородных линий, увеличив ее в несколько раз, и заметно уменьшило отношение интепсивностей N_1+N_2 к интенсивности H_3 . Эти новые признаки более характерны для сейфертовских галактик первого типа. При этом сохранился также и ряд признаков, характерных для сейфертовских галактик второго типа, как, например, широкие запрещенные линии, хорошо выраженный небулярный спектр и соответствующие цветовые характеристики: U-B=-0.02, B-V=-0.86 [11]. Таким образом, из сейфертовской галактики второго типа возникла сейфертовская галактика, которую ряд наблюдателей относит к так называемому промежуточному типу.

Следует отметить, что среди галактик, отнесенных к промежуточному типу, несмотря на то, что их общее число сравнительно невелико, имеются галактики, водородные линии которых по структуре очень схожи с таковыми в ядре Маркарян 6 после вспышки. В качестве примера можно привести Маркарян 372 [12] или же Маркарян 609, которая считается Остерброком [13] типичным примером сейфертовской галактики промежуточного типа.

На рис. 2 показан участок спектра, содержащий линии N_1 , N_2 и H_3 для галактики Маркарян 6, полученный усреднением наших спектров, и тот же участок спектра галактики Маркарян 609, взятый из работы Остерброка [13].

Хорошо заметные крылья, которые затрудняют возможность классифицировать галактику как Sy 2 и в действительности представляют собой четко выраженные компоненты, отделенные от центрального максимума хорошо заметным провалом. Такая структура отличается от типичных для Sy 1 широких гладких крыльев. Таким образом, можно предположить, что некоторые сейфертовские галактики, отнесенные к промежуточному типу, в действительности представляют собой галактики второго типа, в ядрах которых произошла вспышка, сопровождавшаяся выбросом в противоположные стороны масс светящегося в линиях водорода довольно плотного (поскольку компоненты не заметны в запрещенных линиях) газа. Следует отметить, что довольно трудно объяснить наблюдаемый профиль линии H_{β} наличием симметричных относительно ее центра абсорбционных компонентов.

Если ширина компонентов достаточно велика и/или направление движения выброшенных масс газа по отношению к лучу зрения будет ориентировано таким образом, чтобы вновь возникшие компоненты водородных линий не отделились от центрального максимума провалом, то мы будем иметь одну очень широкую и плавную линию. Такую галактику второго

типа с выбросом уже трудно будет отличить от сейфертовской галактики первого типа, хотя в ее спектре и других характеристиках будут наблюдаться признаки, свойственные галактикам второго типа. К таким объектам можно отнести. например, радиоисточник OQ 208 (Маркарян 668), который также имеет сложную структуру водородных линий и, будучи отнесен к сейфертовским галактикам типа 1 [14, 15], имеет, однако, весьма интенсивные небулярные линии и очень слабое излучение в линиях Fe II. Интересно в этой связи отметить также, что и Маркарян 6 обладает заметным радиоизлучением [16].

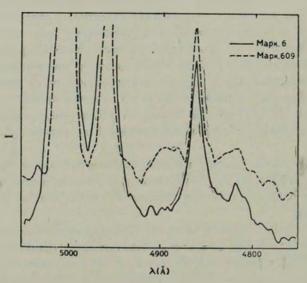


Рис. 2. Участок спектра, содержащий линии N_1 , N_2 и H_3 для галактик Маркарян 6 (—) и Маркарян 609 (———).

Исходя из вышеизложенного, вряд ли можно считать, что объекты, обозначенные Sy 1.5, являются самостоятельной группой галактик. Вероятно, это кратковременный этап в эволюции галактик типа Sy 2.

Во всяком случае, относительно Маркарян 6 можно уверенно сказать, что до вспышки в ее ядре она была типичной сейфертовской галактикой второго типа по классификации Хачикяна—Видмана [11].

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Национальная астрофизическая обсерватория АН Болгарии

ON THE MARKARIAN 6 AND THE PROBLEM OF THE INTERMEDIATE Sy 1.5 TYPE

E. YE. KHACHIKIAN, V. N. POPOV, A. A. YEGIAZARIAN

The results of the new spectral observations of the variable Sy 2 galaxy Markarian 6 are presented. The spectra have been with obtained 6-m telescope of the SAO of the Academy of Science (of the USSR. The blue components of the hydrogen emission lines discovered by Khachikian and Weedman [2, 3] in 1969 are still presented in the spectrum of this galaxy. One can mark the decrease of the equivalent widths of H₃ as well as of forbidden lines N₁ and N₂. It is assumed that the galaxies of the so—called Sy 1.5 type are probably the short phase in the evolution of Sy 2 galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967.
- 2. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, Астрон. цирк., № 591, 1970.
- 3. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, Ap. J., 164, L109, 1971.
- 4. Д. В. Видман. Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 4, 587, 1968.
- 5. M.-H. Ulrich, Ap. J., 171, L35, 1972.
- 6. В. Н. Проник, К. К. Чуваев, Астрофизика, 8, 187, 1972.
- 7. П. Нотни, Э. Е. Хачикян, М. М. Бутслов, Г. Т. Геворкян, Астрофизика, 9, 39, 1973.
- 8. Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 9, 139, 1973.
- 9. T. F, Adams. Ap. J., 172, L101, 1972.
- 10. Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман, Астрофизика, 7, 389, 1971.
- 11. D. W. Weedman, Ap. J., 171, 5, 1972.
- 12. В. Н. Попов, Р. А. Саркисян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 15, 189, 1979.
- 13. D. E. Osterbrock, Phys. Scripta, 17, 285, 1978.
- 14. E. M. Burbidge, P. Strittmatter, Ap. J., 172. L37, 1972.
- 15. Э. К. Денисюк, В. А. Афанасьев, Астрофизика, 12, 665, 1976.
- 16. R. A. Sramek, H. M. Tovmasstan, Ap., J., 191, 633, 1974.

УДК 524.7

К ВОПРОСУ О СВЯЗИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК С СОСЕДНИМИ ОБЪЕКТАМИ

А. Р. ПЕТРОСЯН

Поступила 8 января 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Образована выборка сейфертовских галактик (СГ), включающая 161 объект. Для рассмотрения вопроса о связи СГ с соседними объектами применен метод подсчетов галактик в кругах диаметром 1.5 Мпс вокруг фиксированных СГ. Получено, что:

- 1. СГ участвуют в тенденции скучивания галактик.
- 2. СГ второго типа пожазывают более сильную тенденцию участвовать в скучивании галактик, чем объекты первого типа.
 - 3. СГ первого типа чаще являются изолированными, чем СГ второго типа.
- 4. $C\Gamma$ второго типа чаще входят в изолированные пары галактик, чем объекты первого типа.

Рассмотрен также вопрос реальной и математически ожидаемой связи СГ со скоплениями Цвикки. Получено, что:

- 1. СГ показывают тенденцию появляться в скоплениях Цвикхи.
- 2. СГ, вероятно, избегают компактных скоплений. Они с большей вероятностью совпадают со скоплениями средней компактности, чем с открытыми.
- 3. СГ второго типа чаще показывают совпадение со скоплениям, чем объекты первого типа.
- 4. СГ, которые, вероятно, являются членами скоплений Цвикки, проявляют тенденцию появляться ближе к центрам концентрации галактик в скоплениях.
- 1. Введение. Существует мнение, что галактики с эмиссионными линиями вообще [1—3] и сейфертовские галактики в частности [2—4] избегают богатых скоплений. Недавно появились противоречащие этому мнению предварительные результаты Шмидта [5] о том, что число сейфертовских галактик в скоплениях соответствует общему возрастанию числа галактик в скоплениях.

В настоящее время число известных сейфертовских галактик превысило сто пятьдесят. Это позволяет более подробно рассмотреть вопрос об участии сейфертовских объектов в тенденции скучивания галактик, что и сделано в настоящей работе.

2. Выборка сейфертовских галактик. В использованную выборку галактик входят объекты, определение которых как сейфертовских совна-

дает с обычно принятым (см., например, [6]). Отобраны только те сейфертовские галактики, изображения которых на картах Паломарского обозрения неба (ПА), отличаясь от изображения звезд, имеют размеры ≥ 0.1 мм. В определенную таким образом выборку входит 161 сейфертовская галактика (май, 1980). Обозначим для краткости объекты данной выборки через СГ. Около 84% этих объектов входят в списки объектов Маркаряна. Данные о СГ взяты из оригинальных наблюдений и обзоров [6.7].

3. Метод анализа связи сейфертовских галактик с соседними объектами. Для определения принадлежности СГ к полю или системам разной кратности использован метод подсчетов галактик вокруг фиксированных СГ и сравнение их числа с числом таких же объектов в соседних участках неба. Так как системами наивысшей кратности, членами которых могут быть сейфертовские галактики, являются скопления галактик, то подсчеты вокруг фиксированных СГ выполнены внутри кругов с угловым диаметром, соответствующим фиксированному линейному диаметру 1.5 Мпс, что является средним для скоплений [8]. Подсчеты выполнены для каждой из СГ на синих картах ПА. При вычислениях угловых диаметров кругов принималось, что H = 75 км/с Мпс.

В качестве критерия возможной связи между $C\Gamma$ и соседними галактиками в круге диаметром 1.5 Мпс в первом приближении взято соотношение

$$0.5 a_{\rm Cr} \leqslant a_i \leqslant 2a_{\rm Cr} \tag{1}$$

между их угловыми диаметрами, где индексы «сг» и «і» относятся к фиксированной СГ и соседним галактикам соответственно. Иными словами, галактика «і» считается «физически» связанной с СГ, если ее угловой диаметр находится в пределах, указанных в соотношении (1).

Для сравнения выполнены также подсчеты галактик в соседних с $C\Gamma$ участках неба, в кругах с тем же диаметром, что и для соответствующей $C\Gamma$. Для уменьшения влияния случайных ошибок подсчеты в кругах сравнения выполнялись в четырех положениях: на севере, юге, востоке и западе от $C\Gamma$, а центры кругов сравнения выбирались на расстоянии два-пять диаметров от соответствующей $C\Gamma$.

4. Результаты подсчетов. Результаты подсчетов галактик внутри круга вокруг СГ приведены в табл. 1. Табл. 1 содержит последовательно: наименование СГ, число галактик вместе с СГ, удовлетворяющее критерию (1) в круге диаметром 1.5 Мпс вокруг СГ ($N_{\rm CF}$), реальное число соседей СГ, вычисленное как $N_{\rm CF}-N_{\rm x,c}$, со средним отклонением среднего арифметического (3) числа галактик в четырех кругах сравнений.

По данным 3-го столбца табл. 1 подсчитано количество всех случаев вхождения в разные интервалы σ реального числа соседей; для всей вы-4—1019

Таблица Т

					Таблица Т	
Cr		N _C	N _{Cr} -N _{k.c.}	1	2	3
		Ci	+ 6	Марк. 352	18	0+3
1		2	3	358	7	5±1
M	1	25	5-1-6	372	9	5±1
Mapx.	3	6	5±6	374	5	4+0
	6	20	1+1	376	7	5 <u>+</u> 1
	9	7	16±1 4±1	382	2	-1 <u>±</u> 1
	10	1	-1±1	391	8	6±1
	34	3	0±1	403	14	9+0
	40	48	-23±16	423	16	12+2
	42	6	-25±10 -2+2	463	1	0+0
	50	19	-4±6	464	18	-2+3
-	64	3	0+0	471	3	1+1
	69	10	4±1	474	2	0±1
	78	6	1±2	477	6	2±1
	79	3	0+0	478	15	7+2
	106	4	1±1	486	14	2+2
	110	10	_6 +1	493	4	3±1
	124	8	3±1	504	11	5+2
	141	13	11±0	506	12	10±1
	142	4	-1+0	507	7	-1 ± 2
	176	10	-4+2	509	8	4±2
	198	13	6+2	530	3	2±0
	205	6	-2+3	533	9	7 <u>十</u> 1
	231	1	-3±1	541	4	-1±1
	236	2	-1±1	543	16	10+1
	266	2	1+0	573	4	1土1
	268	11	7士1	584	3	-1±0
	270	13	1+0	590	3	1士0
	273 -	8	7+0	595	8	3±1
	279	3	1±1	609	5	3±1
	290	12	1±3	612	4	7±2 °
	291	28	15+4	618	4	2±1
	298	32	26 <u>+</u> 2	622	19	12+1
	304	4	-2±1	634	4	2+1
	309	Z	1±1	662	10	1±1
3 1 1	315	11	4±1	668	7	-3 ±1⋅
10 31	3 35	15	0±1	673	3	1±1
	348	10	4+2	686	5	3±1
		1				

1	1 2	3	Табл	ица 1 (п 2	родолжение) 3
	1				
Марк. 699 700	26 11	16±3	Марк. 984	3	3±0
704	10	10-+0	993	3	1±1
	5	7±1	1014	2	1+0
705	3	2+1	1018	1	0+0
715 716	12	0±1	1040	1	1±0
720	5	-1±4 3±1	1044	6	-4+3
728	8		1048 1058	3	1±1
734	10	-3±4 2±1	1066	14	2+2
738	6	-6 +1	1073	15	10+2
739	22	12+4	1075	10	6±1
744	4	2+1	1093	19	2±1
745	67	20+8	1126		3+4
759	8	1+1	1127	5 3	4±1
766	17	6+6	1133	19	3±0
771	4	-2±2	1135	1	6+3
783	5	-2±2 -3±2	1149	8	0±1
789	25	-3 <u>+</u> 2 -3+4	1152	7	6±3
817	3	-3±4 -2+2	1157	8	3±1
841	21	16+2	1158	55	3+2
845	1	0±0	1179	15	8+11
849	12	1+1	1187	6	9±2 0±1
854	4	I±1	1330	5	3±1
860	9	1+2	1376	4	2±0
871	7	2±1	Apag. 79	4	2+2
876	4	1±1	347	29	21+3
877	8	1+0	564	7	5-1
883	7	4±1	NGC 1058	5	5+0
885	1	0±0	1275	12	10+1
896	2	0±1	3227	12	6±1
915	5	4+0	3516	8	2+1
917	4	2+1	3783	7	2+1
926	3	1±1	405 I	21	17±1
938	9	8+0	4151	3	-1+1
945	15	3±3	4235	13	11±1
955	7	4+1	5548	8	5±1
975	1	-1±1·	6764	3	2+1
					100

Таблица 1 (окончание)

					(3000000)
1	2	3	1	2	3
NGC 6814	1	0±0	1 Zw 1	2	0±0
7469	4	−3±1	ff Zw 1	3	-6±1
Ton 524a	7	-7 <u>+</u> 3	II Zw 136	4	0+1
3C 120	3	2+0	II Zw 55	8	1+4
3C 382	6	2 <u>+</u> 2	Zw 0934+01	10	6 + 1
3C 390.3	10	4+2	Tol 0109-383	• 4	-1±2

борки СГ; для СГ первого типа; для второго и промежуточного типов. Полученные данные приведены в табл. 2. Там же приведены значения отношения числа СГ первого и второго типов к общему числу СГ, а на последней строке — суммарное количество СГ первого, второго, промежуточного типов, а также не классифицированных. Отметим, что классификация СГ основана на относительной ширине эмиссионных линий [9, 10].

Таблица 2

	N _{ofig.}	N _{Cr1}	N _{CL2}	N _{CΓ1.5}	N _{H-R} ,	N _{Cr}	N _{CΓ2}
$(N_{\rm C\Gamma} - \overline{N}_{\rm R.o.}) < -3$	6	4	_	_	2	0.67	0
$-3\sigma < (N_{\rm C} - \overline{N}_{\rm K.c.}) < -\sigma$	19	17	2	_		0.89	0.11
$-\sigma < (N_{C\Gamma} - \overline{N}_{\kappa,o.}) < \sigma$	51	27	20	1	3	0.53	0.39
$\sigma < (N_{\rm C\Gamma} - \overline{N}_{\rm k.c.}) < 3\pi$	40	22	16	1	1	0.55	0.40
$3\sigma < (N_{\rm C\Gamma} - \overline{N}_{\rm k.c.})$	45	22	22	1	-	0.49	0.49
Сумма	161	92	60	3	6		

Из выборки СГ производилось выделение изолированных СГ и СГ компонентов изолированных пар галактик. Оно производилось, во-первых, с помощью каталогов изолированных галактик [11] и изолированных пар галактик [12], во-вторых, самостоятельно выделялись те СГ, которые удовлетворяют критериям изолированности, введенным в [11], или критериям для вхождения в изолированную пару, введенным в [12], но которые не рассматривались в работах [11, 12] в основном из-за того, что или они сами, или их соседи не входят в каталог [13—16]. Отметим, что критерии изолированности и критерии для вхождения в изолированную пару, введенные в [11, 12], рассчитаны для объектов ярче 15. Использование тех же критериев для объектов, звездные величины которых не определены, но которые не слабее 17, приводит к возрастанию вероятности обнаружения ложных случаев изолированности и изолированных пар галактик.

Ниже приведены наименования выделенных изолированных СГ и СГ, входящих в изолированные пары галактик. Для объектов, входящих в [11, 12], в скобках приводятся также их соответствующие каталожные номера.

Изолированные СГ: Маркарян 309 (993); 382 (214); 493 (719);

885 (745); 34, 50; 142; 507; 975*; 1044; NGC 6814; 1 Zw 1.

СГ — члены изолированных пар галактик: Маркарян 266 (388); 506 (510b); 744 (295a); 984 (29a); 1376 (419a); NGC 3227 (234b); NGC 4151 (324b); NGC 7469 (575a); III Zw 55 (93a); Маркарян 40; 477; 504; 595; 612; 860; 1152; 3C120.

В тех случаях, когда избыток числа галактик в областях вокруг СГ больше 3σ , рассматривался вопрос распределения галактик в кругах. Оказалось, что почти с равной вероятностью СГ может быть членом и компактной, и широкой группы, причем группа классифицировалась компактной или широкой по Руду [17].

Некоторые яркие СГ отнесены к определенным группам галактик в работах [8, 18]. Членами трупп Тәрнера и Готта [18] являются следующие СГ (в скобках указаны номера групп по [18]): Маркарян 744 (44); 759 (57); 766 (53); NGC 3227 (21); NGC 3516 (32); NGC 4151 (52); NGC 4235 (57): NGC 5548 (85). Интересно отметить, что две СГ — Маркарян 759 (NGC 4152) и NGC 4235 в [18] отнесены к одной группе (№ 57) галактик. Разница их лучевых скоростей равна 450 км/с, в то время как тангенциальное расстояние между ними большое: 8.83 угл. градусов или 4.3 Мпс при H = 75 км/с Мпс.

B~[8] к близким группам галактик отнесены следующие СГ (в скоб-ках отмечено наименование группы): NGC 1068 (Cet I); NGC 3227 (группа NGC 3190); NGC 4051 (CVn II); NGC 4151 (UMa Z): NGC 4235 (Virgo W).

Вопрос о вхождении сейфертовских галактик в скопления галактик будет рассмотрен ниже. Отметим только, что из всех тех СГ, для которых $(N_{\rm C\Gamma}-\overline{N}_{\rm K.C.})\leqslant 3$ 7, только $28\,^0/_0$ показывают совпадение со скоплениями Цвикки, тогда как из всех тех СГ, для которых $(N_{\rm C\Gamma}-\overline{N}_{\rm K.C.})>3$ 7, совпадение показывают $63\,^0/_0$.

Для выявления возможных эффектов селекции при подсчетах галактик вычислены выборочные коэффициенты корреляции между количеством: галактик в кругах вокруг СГ; в кругах сравнения; реальных соседей СГ и между величинами $\lg z_{\rm C\Gamma}$, $m_{\rm a}^{\rm C\Gamma}$, $\lg d_{\rm C\Gamma}^{\rm C}$. Отметим, что видимые фотографические величины СГ в основном взяты из [13—16]. В остальных случаях использованы оценки видимых величин по [1, 19—23]. Диаметры галактик определены по ПА с точностью до 0.05 угл. минут. Вычислен

^{*} Эта галактика удовлетворяет критериям изолированности только на синей карте $\Pi A.$

также доверительный интервал по уровню достоверности p=0.05 и для объема выборки N=161, в предположении, что истичный коэффициент корреляции равен нулю (нулевая гипотева). Значения с постоянным доверительным интервалом ± 0.162 получились следующими (табл. 3):

	Таблица З		
	lg zor	m ^{Cr}	lg d _{Cr}
N _{Cr}	-0.180	0.952	-0.154
N _{s.c.}	-0.087	0.170	-0.284
$N_{\rm Cr} - \overline{N}_{\rm x.c.}$	-0.196	-0.166	0.174

Как видно из табл. 3, число реальных соседей СГ слабо коррелирует с $\lg z_{\rm C\Gamma}$, и есть почти незаметная корреляция от $m_{\scriptscriptstyle p}^{\rm C\Gamma}$ и $\lg d_{\rm C\Gamma}$. Другими словами, увеличение красного смещения галактик, их визуальное ослабление и уменьшение видимых размеров приводят в разной мере к потере соседей СГ. Это и есть эффект селекции.

5. Случаи совпадения сейфертовских галактик со скоплениями. Для выяснения вопроса реальной связи СГ со скоплениями использованы данные о скоплениях Цвикки по каталогу [13—16], так как отмеченные в каталоге контурные линии скоплений упрощают вопрос отнесения той или иной СГ к скоплению. Так как для всех СГ выборки известны расстояния, то рассматривался не только вопрос геометрического совпадения положения СГ со скоплением, но и вопрос совпадения с классом расстояния скопления. Следует отметить, что вследствие ограничения по $\hat{\delta}$ (в каталог [13—16] входят объекты с $\hat{\delta} \gtrsim -4^{\circ}$), только для 144 СГ из всей выборки рассмотрен вопрос совпадения со скоплениями Цвикки.

При рассмотрении совпадения по положению и красному смещению СГ со скоплением оказалось, что из всех 144 галактик только 54 могут быть членами скоплений Цвикки. Остальные 90 объектов или находятся вне контурных линий скоплений, или расстояние СГ не совпадает с классом расстояния скопления. Данные о 54 СГ, которые согласно вышесказанному могут быть членами скоплений Цвикки, приведены в табл. 4—7.

Недавно в [24, 25] опубликованы каталоги скоплений галактик с известными красными смещениями. На основе этих каталогов возможно более определенно рассмотреть вопрос членства в скоплении некоторых СГ.

Вследствие того, что скорости реальных членов скопления галактик могут отличаться от среднего для скопления даже на 5000 км/с (см., например, [26]), принято, что СГ реально является членом скопления, если разница лучевой скорости скопления и СГ меньше 2000 км/с. Такие случаи даны в табл. 4, где приведены: наименование СГ; ее красное смеще-

Таблица 4

CI	•	²CΓ	Мо по Цвикки		Населенность скопления по Цвянии	Z _{GROUA} .	ΔV _p (κм/c)
Maps.	1	0.016	0107.5+3212	_	Ср. комп.	0.018	600
	69°	0.076	1339.9+3030	1781	11 11	0.0762	60
	291	0.035	1600.4+1925	2151	21	0.036	300
	298	0.034	1600.4+1925	2151	94 91	0.036	600
	352	0.015	0107.5+3212	_	97 11	0.018	900
	423	0.032	1123.9+3541	1257	Откр.	0.0339	570
	504	0.036	1701.4 + 2830	_	-	0.0337	690
	673	0.036	1424.0+2613	_	Ср. комп.	0.034	600
	699	0.034	1625.5 + 4006	2199	H 10	0.0312	840
	728	0.034	1058.6+1049	1142	6) 91	0.036	600
	993	0.017	0107.5+3212	_	91 -	0.018	300
	1066	0.012	0303.0+4125	ı 426	99 99	0.0183	1890
	1073	0.024	0303.0+4125	426	91 99	0.0183	1710
	1133	0.024	2335.5+2449	2634	99 99	0.0307	2010
NGC	1275	0.018	0303.0 ÷ 4125	426	** 11	0.0183	90

Таблица 5

СГ	z _C r	Скопленио № по Цвикки	Zcxon.	ΔV _r (xm/c)
Марк. 176	0.027	1138.7+5650	0.0342	2160
739	0.030	1142.1+2126	0.0214	2580
766	0.013	1217.5 + 2915	0.003	2700
789	0.032	1327.3+1145	0.0223	2910

Таблица б

Cr	zcr	Скопление № по Цвикки	Z _{CKON} .	1 2 V (RM /c)
Марк. 268	0.041	1339.9+3030	0.0762	10560
358	0.046	0107.5-3212	0.018	8409
533	0.029	2320.0+0845	0.0134	4680

^{*} Значение красного смещения скопления Zw 1339.9+3030 = А 1781 взято из ра--боты [27].

Таблица 7

СГ		Скопленно Цвикки	СГ	Скопасние Цвикки	
Марк.	6	Zw 0642.0+7334	Марк. 622	Zw 0801.3+3954	
	9	0733.4+6102	662	1353.2+2508	
	10	0733.4+6102	700	1704.9+3056	
	42	1058.6+4611	704	0909.7+1814	
	79	0739.8+4949	715	1003.6+1443	
	205	1230.3+7450	716	1006.3+2320	
	236	1302.2+6243	883	1628.0+2438	
	374	0628.9+5232	1040	0226.0+2600	
	382	0745.5-4020	1127	2256.8 + 2445	
	391	0836.3+4147	1179	0226.0+2600	
	403	0941.7+2430	1187	0248.0+1307	
	463	1354.0+1834	Арак. 347	1202.2+2028	
	493	1552.5+3435	NGC 3227	1020.1+2046	
	506	1722.8+3120	3516	1112.7 + 7259	
	530	2316.5 - 0046	6764	1916.8+4855	
	595	0240.6-0740	7469	2259.6+0746	

ние; номер скопления по Цвикки; номер скопления Эйбла, отождествленного с данным скоплением Цвикки; населенность скопления по Цвикки; красное смещение скопления; разница лучевых скоростей скопления и галактики.

Если разность лучевых скоростей скопления и СГ лежит в пределах 2000 км/с $< \Delta V_r < 4000$ км/с, то членство СГ в скоплении поставлено под вопросом. Такие случаи собраны в табл. 5.

Если разница лучевой скорости скопления и СГ больше $4000 \,$ км/с, то вероятно, что СГ совпадает со скоплением вследствие проектировки. Среди рассмотренных нами случаев таких три. Эти случаи приведены в табл. 6

В табл. 7 собраны те случаи совпадения, при которых точные значения красных смещений скоплений неизвестны.

Отметим также, что в [27] сейфертовская галактика Маркарян 106 рассматривается как вероятный член скопления A784 (Zw 0917.9+5508). хотя она отстоит на 25 угл. минут от центра скопления и не захватывается контурной линией, соответствующей A784 скопления Цвикки, и поэтому не включена в число 54 отмеченных галактик.

6. Ожидаемые случаи совпадения $C\Gamma$ со скоплениями. Для определения ожидаемого числа случаев совпадения $C\Gamma$ со скоплениями следует фиксировать занимаемый ими объем пространства. Во-первых, ограничим

пространство по z, рассматривая только объекты с $z \le 0.050$ (класс расстояния, «близкий» по Цвикки). Во-вторых, рассмотрим область неба, определяемую условиями, аналогичными условиям работы [28]:

$$\alpha = 3^{h}0 - 5^{h}5,$$
 $-4^{\circ} \leqslant \delta \leqslant 10^{\circ},$ $\alpha = 6^{h}0 - 18^{h}0,$ $\delta \geqslant -4^{\circ},$ $\alpha = 20^{h}5 - 3^{h}0,$ $\delta \geqslant -4^{\circ}$

и $|b''| \geqslant 20^{\circ}$. Площадь такой области равна ~ 13000 кв. градусов.

Из выборки СГ в это пространство входят 109 объектов. По каталогу [13—16] в рассматриваемое пространство входят 236 «открытых» скоплений Цвикки с суммарной площадью 1370 кв. град., 185 «средней компактности» скоплений с суммарной площадью 937 кв. град. и 24 «компактных» скопления с суммарной площадью 69 кв. град.

Если считать, что вероятность независимого появления некоторого числа СГ на суммарной площади скоплений определяется законом Пуассона, то наиболее вероятно, что случайное число совпадений должно равняться наблюдаемому среднему числу совпадений. Исходя из этого, составлена табл. 8, в которой приведены числа ожидаемых случайных совпадений и наблюдаемых совпадений СГ с «близкими» скоплениями Цвикки разной населенности, со всеми скоплениями и с полем, независимо от точных значений лучевых скоростей тех и других.

Таблица 8

Тип скопления	N			
по Цвикки	ожидаемые случайно	набаюденные		
Открытые	11.5±3.4	20		
Ср. компактности	7.9+2.8	24		
Компактные	0.6+0.8	0		
Все скопления Цвикки	20.0+4.5	44		
Поле	89.2+9.4	65		

- 7. Обсуждение. Из результатов подсчета галактик в кругах диаметром 1.5 Мпс вокруг СГ и в кругах сравнения можно сделать следующие выводы:
- 1. Сейфертовские галактики участвуют в тенденции скучивания галактик. Это, во-первых, видно из табл. 2, где для более 50% СГ количество реальных соседей превышает 5 . Во-вторых, при аппроксимации функции $\overline{N}_{\kappa,o.}=f\left(N_{\rm CF}\right)$ линейной зависимостью для угла наклона аппроксимированной линии получается значение 36° (выборочный коэффициент корредящии между $\overline{N}_{\kappa,o.}$ и $N_{\rm CF}$ равен $r=0.799\pm0.162$).

- 2. 12 СГ (7% выборки) являются изолированными по критериям работы [11].
- 3. 17 СГ (11% выборки) являются компонентами изолированных пар галактик по критериям работы [12].
- 4. 10 ярких СГ отнесены к близким группам галактик [8, 18], но следует предположить, что не только эти, но и большинство других СГ, реальное количество соседей которых больше σ , вероятно входят в группы галактик.

Сопоставляя же число реальных и ожидаемых случайно совпадений СГ со скоплениями Цвикки разной населенности, со скоплениями вообще и с полем (см. табл. 8), можно сделать следующие выводы:

- 1. СГ показывают тенденцию появляться в скоплениях Цвикки, чтэ, как известно, характерно и для остальных галактик.
- 2. В работах [2, 3] сделан вывод, что сейфертовские галактики избегают компактных скоплений. По нашим данным, это не столь очевидно Необходимо более детальное рассмотрение этого вопроса, учитывающее общее число галактик в компактных скоплениях Цвикки.
- 3. СГ с большей вероятностью совпадают со скоплениями средней компактности, чем с открытыми.

Интересно выявить местонахождение СГ относительно контурных линий скоплений Цвикки. Оказалось, что из 54 СГ 27 располагаются на краях скоплений (дальше 2/3 радиуса круга, центр которого — ближайшее к СГ сгущение галактик, а радиус — расстояние от этого сгущения до соответствующего участка контурной линии скопления), 12 СГ находятся вблизи центров скоплений (ближе к центрам концентраций галактик в скоплении, чем 1/3 радиуса), а 15 занимают промежуточное положение.

Если в первом приближении допустить, что СГ с равной вероятностью может появляться в любом месте внутри контурной линии скопления, то в отмеченных выше областях ожидаемое количество СГ должно быть 30:6:18. Наблюдения же дают следующие числа: 27:12:15. Таким образом, СГ в 2 раза чаще совпадают с центрами концентрации галактик в скоплениях, чем можно было бы ожидать при их равновероятном появлении в любом месте внутри скоплений. Так как известно, что остальные галактики в скоплениях показывают аналогичную тенденцию, то можно, по всей вероятности, утверждать, что распределение СГ по расстояниям от центров скоплений не отличается от соответствующего распределения других галактик (см. работу [29]). Это можно рассматривать как дополнительное доказательство связи СГ со скоплениями.

Из 161 галактики, входящей в выборку СГ, 92 являются объектамя первого типа, 60 — объектами второго типа и 3 объекта — промежуточного 1.5 типа. Следовательно, при равновероятном появлении СГ первого и второго типов в системах галактик разной кратности отношение числа СГ первого и второго типов к общему числу СГ в выборке должно равняться 0.57 и 0.37 соответственно.

Значения отношений $N_{\rm CPI}/N_{\rm CP}$ и $N_{\rm CP2}/N_{\rm CP}$, приведенных в последних двух столбцах табл. 2, показывают, как меняется число СГ первого и второго типов относительно общего числа СГ в зависимости от интервала σ . Видим, что СГ второго типа показывают более сильную тенденцию участвовать в скучивании галактик, чем объекты первого типа.

В выборке СГ среднее значение красного смещения для объектов первого типа равно 0.045 ± 0.003 , а для объектов второго типа 0.028 ± 0.002 . Таким образом, в выборке СГ первого типа в среднем отстоят дальше СГ второго типа, что, очевидно, связано с более высокой светимостью первых. Как отмечалось выше, существует слабая селекция при подсчетах галактик в кругах по z. Тогда отмеченная выше тенденция СГ второго типа x более сильному скучиванию, по сравнению с СГ первого типа, в какой-то мере отягощена эффектом селекции по z.

Среди тех СГ, которые являются членами изолированных пар галактик, 9 объектов второго типа, 6 первого типа ($N_{\rm C\Gamma I}/N_{\rm C\Gamma}=0.4$, $N_{\rm C\Gamma I}/N_{\rm C\Gamma}=0.6$). Следовательно, СГ второго типа почти в два раза чаще входяг в изолированые пары галактик, чем можно было ожидать при равновероятном появлении с объектами первого типа.

Из 12 изолированных СГ 8 являются объектами первого типа, 3—второго, а один объект—промежуточного 1.5 типа ($N_{\rm C\Gamma I}/N_{\rm C\Gamma}=0.67$, $N_{\rm C\Gamma 2}/N_{\rm C\Gamma}=0.25$). Это означает, что действительное число СГ первого типа, которые являются изолированными, в 1.8 раза выше, чем имели бы при равновероятном с СГ второго типа появлении, как изолированных.

113 54 совпадающих со скоплениями СГ 27 — объекты первого типа, 26 — второго*. Следовательно, для СГ, которые, вероятно, являются членами скоплений, имеют место отношения — $N_{\rm C\Gamma}/N_{\rm C\Gamma}=0.50$ и $N_{\rm C\Gamma_2}/N_{\rm C\Gamma}=0.48$, т. е. СГ второго типа в 1.5 раза чаще показывают совпадение со скоплениями, чем объекты первого типа, если вероятность совпадения со скоплениями объектов обоих типов одинакова. Только для СГ, реально являющихся членами скоплений (табл. 4), СГ второго типа уже примерно в 2.3 раза чаще показывают совпадение со скоплениями, чем объекты пер-

^{*} Учитывались все объекты, совпадающие со скоплениями, так как, во-первых, зна чения красных смещений скоплений нуждаются в подтверждении, во-вторых, среди остальных СГ, для которых вопрос точного отнесения к определенному скоплению не рассматривался, также вероятны случаи оптической проекции на скопление.

вого типа. Этот вывод подтверждает предварительный аналогичный результат Шмидта [5].

- 7. Заключение. Таким образом, получено, что:
- 1. Сейфертовские галактики участвуют в тенденции скучивания галактик.
- 2. Сейфертовские галактики, проявляя тенденцию появляться в скоплениях Цвикки, вероятно избегают компактных скоплений. Они показывают тенденцию появляться ближе к центрам концентрации галактик в скоплениях.
- 3. Сейфертовские галактики первого типа чаще являются изолированными, чем объекты второго типа.
- 4. Сейфертовские галактики второго типа чаще входят в изолированные пары галактик, чем объекты первого типа.
- 5. Сейфертовские галактики второго типа чаще показывают совпадение со скоплениями, чем объекты первого типа.

Последние три вывода подтверждают полученный выше результат о том, что сейфертовские галактики второго типа вообще показывают более сильную тенденцию участвовать в скучивании галактик, чем объекты первого типа.

Автор признателен рецензенту за полезные замечания*.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

ON THE QUESTION OF THE RELATION OF SEYFERT GALAXIES WITH NEIGHBOURING OBJECTS

A. R. PETROSSIAN

A sample of 161 Seyfert galaxies (SG) is formed. For the examination of the question on the relation of SG of the sample with their neighbouring objects, the method of calculation of objects in the circles with diameter 1.5 Mpc around the fixed SG is applied.

It is obtained that:

1. SG participate in the tendency of clustening of galaxies.

^{*} После сдачи статьи в печать мы узнали о заметке Аракеляна и Теребижа [30]. Таблица, приведенная в указанной заметке, содержит аналогичные данные для части сейфертовских галактик, включенных в табл. 4 настоящей работы.

- 2. Sy 2 show stronger tendency to participate in clustering of galaxies than Sy 1.
 - 3. Sy 1 are more often isolated than Sy 2.
- 4. Sy 2 belong more often to isolated pair of galaxies than Sy1.

 The question of real and mathematically expected correlation of SG of the sample with Zwicky's clusters is considered.

It is obtained that:

- 1. SG show the tendency to appear in Zwicky's clusters.
- 2. SG probably avoid compact Zwicky's clusters. They coincide with greater probability with medium compact clusters than open ones.
 - 3. Sy 2 more often show coincidence with clusters, than Sy 1.
- 4. SG are probably members of the clusters which show the tendency to appear near the centers of concentrations in clusters.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967.
- 2. Б. В. Комберг, Препринт ИКИ, № 274, 1976.
- 3. G. R. Gisler, M. N., 183, 633, 1978.
- 4. S. van den Borgh, Ap. J., 198, L1, 1975.
- 5. К.-Х. Шмилт, в кн. «Крупномасштабная структура Вселенной», Мир, М., 1981. стр. 120.
- 6. D. W. Weedman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 69, 1977.
- 7. D. W. Weedman, M. N., 184, 11P, 1978.
- 8. G. de Vaucouleurs, in: "Stars and Stellar Systems", eds. A. Sandage, M. Sandage, J. Kristian, Chicago Univ. of Chicago Press, 9, 1975, p. 557.
- 9. D. W. Weedman, Ap. J., 159, 405, 1976.
- 10. E. Ye. Khachikian, D. Weedman, Astrophizika, 7, 389, 1971.
- 11. В. Е. Караченцева, Сообщ. САО АН СССР, вып. 8, 3, 1973.
- 12. И. Д. Караченцев, Сообщ. САО АН СССР, вып. 7, 3, 1972.
- 13. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies. 1, 1961.
- 14. F. Zwicky, E. Herzog, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, 2, 1963; 3, 1966; 4, 1968.
- 15. F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, 5, 1965.
- 16. F. Zwicky, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, 6, 1968.
- 17. H. J. Rood. Ap. J., 188. 451, 1974.
- 18. E. L. Turner, J. R. Gott III, Ap. J. Suppl. ser., 32, 409, 1976.
- 19. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 5, 443, 581, 1969.
- 20. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.

- Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 1979.
- 22. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, M. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, 1976.
- 23. S. W. Prata, P. A. S. P., 78, 61, 1966.
- 24. T. W. Noonan, Ap. J. Suppl. ser., 45, 613, 1981.
- 25. Т. С. Фетисова, Астрон. ж., 58, 1137, 1981.
- 26. S. A. Gregory, Ap. J., 199, 1, 1975.
- 27. H. G. Corwin Jr., A. J., 79, 1356, 1974.
- 28. В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 16, 45, 1980.
- 29. М. А. Аракелян, В. Ю. Теребиж, Письма АЖ, 8, 139, 1982.
- 30. М. А. Аракелян, В. Ю. Теребиж, Астрон. цирк., № 1188, 1, 1981.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

выпуск 4

УДК 524.352

О ЧАСТОТЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ В ГАЛАКТИКАХ ТИПА Sc

Р. Г. МНАЦАКАНЯН Поступила 5 февраля 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Средняя частота вспышск сверхновых в гаалктиках типа Sc определена методом, который использовался для вычислення средней частоты вспышек вспыхнвающих звезд- в звездных агрегатах [10—11]. Средний промежуток времени между двумя последовательными вспышками сверхновых в одной галактике типа Sc ярче 12. 0 равен 48 годам. Для рассмотренной группы галактик не удалось выявить четко выраженной зависимости частоты вспышек от светимости галактики-родительницы.

1. Введение. Вспышки сверхновых (СН) являются наиболее быстрыми и вместе с тем бросающимися в глаза процессами среди оптически наблюдаемых изменений в отдаленных галактиках.

Определение средней частоты вспышек СН — одно из наиболее распространенных направлений исследований. Однако результаты этих исследований весьма разноречивы [1—6] и далеки от достаточно обоснованного и окончательного решения. Появляются все новые работы, где предлагаются разные методы определения средней частоты вспышек СН [7—9].

В настоящей работе для определения средней частоты вспышек СН используются методы, применяемые для определения средней частоты вспышек вспыхивающих звезд в звездных агрегатах (см., например, [10, 11]).

Вспышки СН в различных галактиках—случайные, независимые друг от друга явления. Последовательные вспышки в одной галактике тоже независимые явления. Это вытекает из того, что в тех случаях, когда в одной и той же галактике наблюдалось более одной вспышки, то они происходили в удаленных друг от друга ее частях. Поэтому следует ожидать, что чередование вспышек СН в одной галактике, по крайней мере за время до одного миллиона лет, можно представить как последовательность случайных событий, подчиняющихся закону Пуассома.

С другой стороны, галактик, в которых наблюдалось несколько СН, очень мало. Между тем, определение средней частоты вспышек, т. е. зна-

чения параметра, входящего в закон Пуассона, из наблюдений отдельных галактик требует регистрации не 4—5 СН, а по крайней мере нескольких десятков вспышек СН в одной галактике, для чего потребуются тысячи лет наблюдений. Поэтому заниматься определением частоты вспышек СН по отдельным галактикам практически невозможно. Однако можно использовать результаты наблюдений большого числа галактик при допущении, что СН в них вспыхивают с одинаковой частотой. В дальнейшем, при расширении наблюдательного материала, можно будет отказаться от этого ограничения и искать не одну частоту, а распределение частот вспышек.

Неравномерность распределения промежутков времени, в которые ведутся наблюдения каждой отдельной галактики, возникающая из-за естественных перерывов в наблюдениях (время года, суток, погода, непредеставление телескопа и т. д.), т. е. причин совершенно случайных для самого процесса вспышки, должна влиять в смысле приближения характера процесса к пуассоновскому, если даже он по каким-то причинам отличается от последнего.

Согласно закону Пуассона вероятность наблюдения k вспышек, или математическое ожидание числа галактик с k CH за эффективное время наблюдений τ , определяется формулой

$$n_k = N \frac{e^{-p + \tau} \left(p + \tau\right)^k}{k!},\tag{1}$$

где у — средняя частота вспышек СН, τ — эффективное время наблюдений, а p — вероятность обнаружения вспыхнувшей СН в какой-либо галактике.

Обозначим показатель степени в (1) через

$$a = pvt.$$
 (2)

Зная из наблюдений числа галактик, имеющих 0, 1, 2 и т. д. вспышек СН, можно попытаться найти такое значение постоянной а закона Пуассона, при котором наблюденные значения наилучшим образом согласуются с вычисленными математическими ожиданиями.

Поскольку нашей конечной целью является нахождение не параметра a, а частоты y, то нам следует подобрать такую группу галактик, для которой можно оценить p и τ_{nod} .

2. Подбор группы галактик. Работами последних лет установлено, что частота вспышек СН зависит как от морфологического типа, так и от светимости галактики-родительницы [2, 6, 8, 9], поэтому надо подобрать морфологически однородную группу галактик, для которой можно будет принять, что СН в ней вспыхивают с одинаковой частотой.

Ревизия всех 347 галактик ярче $B=12^m0$ каталога Вокулера [12] на предмет вопышки в них СН (использовался каталог П. Флина и др. [13], дополненный данными о СН, открытых в период с 1977 г. по 1979 г. включительно, из "Circular of Central Bureau for Astronomical Telegramms") показала, что галактики южного полушария патрулировались меньше, чем галактики северного полушария. В 239 галактиках северного полушария ($\delta > -10^\circ$) было зарегистрировано 75 СН, а в 108 галактиках с $\delta < -10^\circ$ — всего 10 СН, т. е. в галактиках северного полушария было открыто примерно в четыре раза больше СН, чем в галактиках южного полушария.

Известно, что галактики типа Sc обладают наибольшей средней частотой вспышек CH [7—9, 14]. Наблюдатели уделяют большое внимание патрулированию этих галактик [15]. Поэтому наблюдательный материал этой морфологической группы наиболее полный, что весьма важно для его статистической обработки. К примеру, в 72 галактиках Sc ($B \leq 12^m$ 0) зарегистрировано 43 CH, а в 73 галактиках Sb, такого же видимого блеска,— всего 20 CH.

Поэтому для нахождения средней частоты вспышек СН нами будуг использованы данные о регистрации вспышек в 72 галактиках типа Sc ярче 12^m0 северного полушария ($\delta > -10^\circ$).

3. Определение вероятности нахождения сверхновой. В исследуемой группе галактик имеются 57 галактик, для которых определены классы светимости. Кроме того имеются 15 галактик, для которых классы светимости не были определены. Эти галактики пропорционально распределены между различными классами светимости, т. е. к числам галактик N_g , приведенным в первой строке табл. 1, прибавлены приращения, пропорциональные доле галактик данного подкласса среди всех галактик с известными классами светимости, с тем условием, чтобы сумма приращений была равна 15. Четыре из этих 15 галактик, в которых вспыхнуло по одной CH,

					Таблица 1
Класс свет.	Se I	Se II	Se III	Sc IV	Se (I—IV)
Ng Доля	25 0.44	21 0.38	10 0.17	1 0.02	57

были распределены по тому же принципу между подклассами Sc I и Sc II. В табл. 2 приведено полученное таким образом распределение галактик типа Sc по классам светимости и по числу CH в них.

Бросается в глаза то, что при почти равном числе галактик в подклассах Sc I и Sc II число галактик, имеющих $CH = (N_g (CH))$, в Sc II почти вдвое меньше числа в Sc I, а число CH даже втрое меньше, чем в Sc I.

Таблица 2

Sealer .	Класс светимости								
n _k	Se I	Se II	Se III	SelV	Se (I-IV)				
no	18	21	7	0	46				
n ₁	6	6	4	0	16				
n ₂	4	0	1	1	6				
n_3	1	1	0	0	2				
n ₄	1	0	0	0	1				
n ₅	1	0	. 0	0	1				
Ng	31	28	12	1	72				
Ng (CH)	13	7	5	1	26				
CH	26	9	6	2	43				

Следует обратить внимание на то, что среди галактик Sc II нет ни одной галактики с двумя СН.

 \mathcal{A} ля самых ярких галактик, в которых сверхновые могут наблюдаться с помощью современных телескопов в течение целого года, вероятность пропуска CH ничтожно мала.

Поэтому для дальнейшего обсуждения выделим самые яркие и близкие галактики нашей выборки, галактики Sc I. Разделим их на три группы по видимому блеску так, чтобы число галактик в каждой последующей группе было примерно вдвое больше, чем в предыдущей.

Рассмотрим, как изменяется число галактик, имеющих k сверхновых, в разные периоды наблюдений: с 1885 г. по 1949 г. и с 1950 г. по 1979 г. Периоды выбраны так (в предположении), что более или менее регулярные наблюдения за вспышками СН начались после 1950 г.

Табл. 3 показывает, что вместе с ростом числа галактик за весь период наблюдений при переходе от первой (по видимому блеску) ко второй группе наблюдается рост числа галактик, имеющих СН, в три раза, а число СН возрастает примерно в два раза.

Из таблицы видно, что в первой группе число галактик, имеющих СН, группе наблюдается рост числа галактик, имеющих СН, в три раза, а число СН во второй период даже уменьшилось. Интересно, что за весь период наблюдений из четырех галактик этой группы в двух не было вспышек

CH, хотя в двух других было более чем по одной вспышке (NGC 157—0, NGC 5194—0, NGC 5457—2, NGC6946—5).

Таблица 3

n_k	Sel	(<i>B</i> < 1	072)		el(10 ^m B < 11			$B < 12^{l}$		Sel	(B < 1	2‴0)
k	40 1949	после 1950	1885— 1979	40 1949		1885— 197 9	до 1949		1885 — 1979	40 1949	после 1950	1885— 1979
no	2	2	2	6	2	2	19	14	14	27	18	18
n_1	1	1	0	1	2	2	0	4	4	2	7	6
n ₂	0	1	1	1	4	2	0	1	1	1	6	4
n_3	1	0	0	0	0	1	0	0	0	1	0	1
n_4	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1
n ₅	0	0	1	0	0	, 0	0	0	0	0	0	1
Ng	4	4	4	8	8	8	19	19	19	31	31	31
N_g (CH)	2	2	2	2	6	6	0	5	5	4	13	13
СН	4	3	7	3	10	13	0	6	6	7	19	26

Поскольку полное число наблюденных СН во второй период не увеличилось по сравнению с первым, то естественно предположить, что все СН, вспыхнувшие в галактиках Sc I, ярче 11^m0 , были зарегистрированы. По-видимому, можно допустить, что вероятность обнаружения СН в этих галактиках близка к единице. Каково точное значение этой вероятностя, мы не знаем; ниже принимаем, что оно равно 1. Вероятность обнаружения СН в галактиках умеренного видимого блеска $11^m1 \le B < 12^m0$ можно определить после нахождения частоты вспышек СН в галактиках Sc I. Возможно, она будет намного меньше единицы.

4. Вычисление эффективного времени наблюдений. В последней строке (СН) табл. З приводятся сведения о числе СН, открытых в разные периоды наблюдений. Только в первой группе число СН, открытых за последние 29 лет, уменьшилось. В двух других группах это число значительно возросло по сравнению с первыми 64 годами наблюдений. Предполагая, что за последние 29 лет наблюдения за СН велись с достаточной интенсивностью, вычислим скольким годам наблюдений эквивалентны найденные в первый период СН. Например, в галактиках Sc I ($B \le 10^{m}2$) за 29 лет было зарегистрировано 3 СН, значит 4 СН, открытые в предыдущие 64 года, должны были быть зарегистрированы за 38 лет. Поэтому полное эффективное время «наблюдений этой группы галактик равно

67 годам. Соответственно для галактик Sc I ($10^m3 \le B \le 11^m0$) и ScI ($11^m1 \le B \le 12^m0$) оно равно 38 и 29 годам.

Таким же образом вычисляются $\tau_{\phi\phi\phi}$ для других подклассов светимости, отдельно для галактик ярче 11^m0 и для всех галактик $B \leqslant 12^m0$. Результаты подсчетов приведены в табл. 4.

Таблица 4

		Чис	ло СН			- domaga
Класс свет.	B <	11.00	B 4	<12'''0	афф	
	до 1949	после 1950	до 1949	после 1950	B < 11 ^m 0	$B < 12^m0$
Set	7	13	7	19	45	39
Sell	4	0	4	5	_	52
SellI	0	1	1	5	29	35
SelV	0	0	1	1		58
Se(I—IV)	11	14	13	30	52	41
Se (I, III, IV)	7	14	9	25	43	39

Конечно, некоторые из цифр двух последних колонок этой таблицы весьма условны.

5. Определение частоты вспышек сверхновых в галактиках Sc I. Как указывалось выше, для определения средней частоты вспышек CH в ярких галактиках ScI ($B \le 11.$ "0) необходимо найти такое значение постоянной α закона Пуассона, при котором математические ожидания k CH в одной галактике наилучшим образом представляли бы наблюденные числа галактик с k CH. Наилучшее согласование получается при $\alpha = 1.15$. Для наглядности в табл. 5 приведены также результаты подсчетов для $\alpha = 0.55$ и $\alpha = 2.25$.

Таблица 5

	Sel	$(B < 11^m)$	0)	
n_k		а		nk
(теор.)	0.55	1.15	2.25	(набл.)
n ₀	7.0	3.8	1.3	4
n_1	3.8	4.3	2.8	2
n ₂	1.1	2.5	3.1	3
n_3	0.2	1.0	2.4	1
n_4 .	0	0	1.3	1
n ₅	0	0	0.7	1
		والأجوا	-	

Следует отметить, что вероятности нахождения галактик с 4 и 5 вспышками СН для значений $\alpha=1.15$ очень малы — 0.001 и 0.0001. Поэтому математические ожидания получаются равными нулю. По-видимому, существование двух галактик с 4 и 5 вспышками СН следует считать неслучайным явлением.

Среднюю частоту вспышек СН в галактиках Sc I следовало бы вычислить по данным самой яркой группы галактик ScI ($B \le 10^{\circ\prime\prime}2$), т. к. только для нее уверенно можно принять, что вероятность обнаружения вспыхнувшей СН равна 1. Тот факт, что число СН в этой группе за последние 29 лет не увеличилось, а, наоборот, уменьшилось, говорит о том, что и эффективное время наблюдений определяется в ней более достоверню, чем в других группах, в которых значительное число утерянных СН может уменьшить эффективное время наблюдений. Однако из-за малого (всего 4) числа галактик средняя частота вспышек СН, вычисленная по данным этой группы, определяется с большой ошибкой. Более надежные результаты, вероятно, можно получить по суммарным данным первых двух групп. В этой составной группе уже имеется 12 галактик ScI ($B \le 11^{\circ\prime\prime}$ 0).

Подставив в (2) значения $a=1.15,\ p=1$ и $\tau_{\phi\phi}=45,$ находим частоту

$$v = \frac{1.15}{45} = 0.026 \text{ Aet}^{-1}$$

и соответственно период между двумя последовательными вспышками СН в одной галактике:

$$T = \frac{1}{v} = 39 \text{ Aet.}$$

Следует отметить, что если вероятность обнаружения вспыхнувшей СН меньше единицы, то это приведет к увеличению частоты у. Принимая $\rho=1$, мы определяем нижний предел частоты вспышек.

Частота вспышек СН во всех галактиках типа Sc I, естественно, одинакова для галактик любого видимого блеска. Поэтому можно найти вероятность обнаружения СН в галактиках умеренного блеска $11^m1 \leqslant B \leqslant 12^m0$, для которых наилучшее соответствие наблюденных и вычисленных значений чисел галактик с k СН осуществляется при a=0.30. Подставляя в (2) значения $\alpha=0.30$, $\tau_{\rm pop}=2^{\rm Q}$ и $\nu=0.026$, находим p=0.40.

Вероятность обнаружения СН в галактиках умеренного видимого блеска вдвое меньше вероятности обнаружения СН в ярких галактиках.

Для галактик Sc I без подразделения на интервалы по видимому блеску наилучшее соответствие осуществляется при a=0.55. Подставляя в (2) найденные значения a=0.55, $\nu=0.0026$ и $\tau=39$, находим вероятность обнаружения CH в любой галактике ScI ярче 12^m0 , равной p=0.54.

6. Определение средней частоты вспышек сверхновых в галактиках $Sc\ II$, $Sc\ III\ u\ Sc\ (I-IV)$. Как было показано выше, вероятность обнаружения CH сильно зависит от видимого блеска галактики-родительницы. Однако для галактик других подклассов светимости подразделение на группы по видимому блеску из-за их малочисленности невозможно. Поэтому подсчеты средней частоты вспышек CH для галактик $Sc\ II\ u\ Sc\ III\ будут сделаны при допущении, что <math>CH$ в них обнаруживаются с такой же вероятностью, p=0.54, что и в галактиках $Sc\ I$ без подразделения на группы по видимому блеску.

Применяя вышеизложенную методику подсчетов, находим средние частоты вспышек СН в галактиках любого подкласса светимости, сведения о которых приведены в табл. 6. Из табл. 6 видно, что средние частоты вспышек СН в галактиках Sc I и Sc III почти равны, тогда как средняя частота вспышек СН в Sc II более чем в два раза меньше средней частоты вспышек СН как в Sc I, так и в Sc III. Возможно, это результат того, что в подклассе Sc II наблюдается дефицит СН (см. табл. 2).

Таблица 6

Тип	N_g	тафф (в годах)	p	a	V	Т (лет)
Sc I	31	39	0.54	0.55	0.026	39
Se II	28	52	0.54	0.30	0.011	91
Se III	12	35	0.54	0.55	0.029	34
Se IV	1	58	0.54		_	_
Sc (I-IV)	72	40	0.54	0.45	0.021	48
Se I, Se III, Se IV	44	39	0.54	0.55	0.026	38

Для галактик подкласса Sc IV, где имеется только одна галактика, имеющая 2 вспышки, определение эффективного времени наблюдений весьма условно, а применение закона Пуассона в этом случае невозможно.

Незначительные различия средней частоты вспышек СН в галактиках Sc I и Sc III позволяют объединить их в одну группу, добавив к ним еще одну галактику Sc IV. В этой новой группе содержится 44 галактики. Сведения о ней приведены в последней строке табл. 6. Наблюдаемое распределение чисел галактик с k CH можно попытаться представить как результат существования двух групп галактик, Sc (I, III. IV) и Sc II, в которых CH вспыхивают с частотами v_1 и v_2 :

$$n_{k} = N_{1} \frac{e^{-a_{1}} (a_{1})^{k}}{k!} + N_{2} \frac{e^{-a_{1}} (a_{2})^{k}}{k!}.$$
 (3)

Таблица 7

	п _к (выч.)			
Sc (I, III, IV) (v ₁ = 0.026)	Se 11 (~2 = 0.011)	Все	Se (1-1V) (v=0.021)	л _k (набх.)
25.5	20.7	46	46	46
14.1	6.2	20	21	16
4.0	0.8	5	4	6
0.9	0.1	1	1	2
0.1	0.0	0	0	1
0.0	0.0	0	0	1
	25.5 14.1 4.0 0.9 0.1	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Sc (I, III, IV) Sc II (v ₁ =0.026) (v ₂ =0.011) Bce 25.5 20.7 14.1 6.2 4.0 0.8 0.9 0.1 0.1 0.0	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$

В табл. 7 приведены результаты подсчетов для двух случаев: 1) существуют две группы галактик, в которых СН вспыхивают с различными частотами, у и у 2, численные значения которых даны в табл. 6 и 2) в галактиках Sc любой светимости СН вспыхивают с одинаковой средней частотой.

Данные табл. 7 показывают, что в обоих случаях полученные числа галактик с k СН довольно хорошо согласуются с наблюденными числами Для первого допущения согласование немного лучше, чем для второго, но не настолько, чтобы можно было бы отдать предпочтение ему, а не второму допущению.

7. Заключение. Из вышеизложенного следует, что средняя вероятность обнаружения СН, вспыхнувшей в какой-либо галактике умеренного видимого блеска ($10^m3 \leqslant B \leqslant 11^m0$), примерно вдвое меньше средней вероятности обнаружения СН в одной из ярких галактик Sc I ($B \leqslant 10^m2$).

Результаты настоящей работы не указывают на наличие четкой зависимости частоты вспышек СН от светимости галактик. Не исключено, что наблюдаемая низкая (вдвое) частота вспышек СН в галактиках Sc II есть результат случайного отклонения полученных данных от пуассоновского распределения.

Однако следует признать, что у галактик Sc существует значительная дисперсия в способности производить CH.

По-видимому, можно депустить, что одни галактики обладают повышенной производительностью, а у других она низка, или они уже прошли ту стадию эволюции галактик, в которой наблюдается повышенная частота вспышек СН. Именно об этом говорит тот наблюдательный факт, что из 4-х ярких галактик Scl ($B \le 10^m2$) только две имеют вспышки СН, за весь период наблюдений, хотя вероятность пропустить СН в этих галактиках относительно мала.

Полученные нами средние частоты вспышек СН в галактиках типа Sc — это только нижний предел реальной частоты вспышек, т. к. при вычислениях эффективного времени наблюдений мы не учитывали, что для большей части неба наблюдения ведутся только одну половину года. Как нижние пределы они довольно реальны. Применяемые нами эффективные времена наблюдений немного завышены.

Полученные предложенным методом средние частоты вспышек СН в галактиках типа Sc не противоречат результатам других авторов [2—9].

Выражаю глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценные дискуссии и советы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

ON THE FREQUENCY OF SUPERNOVAE IN Sc GALAXIES

R. G. MNATSAKANIAN

The mean frequency of SN in Sc galaxies is calculated by the method used for determination of the flare frequency of flare stars in stellar aggregates [10-11]. For a galaxy of Sc type, brighter than 12^m0, the mean time between two successive bursts of supernovae is equal to 48 years. For the considerated sample of galaxies we did not succeed to reveal a clear dependence of the frequency of SN on the luminosity of parent galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. F. Zwicky, Ap. J., 96, 28, 1942.
- 2. Ю. П. Псковский, Астрон. ж., 38, 656, 1961.
- 3. P. Katgert, J. H. Oort, Bull. Astr. Inst. Netherland, 19, 239, 1967.
- 4. R. Barbon, A. J., 73, 1016, 1968.
- L. Rosino, G. D. Tullio, Supernovae and Supernova Remnants, Dordrecht-Holland-Boston-USA, 1974, p. 19.
- G. A. Tammann, Supernovae and Supernova Remnants, Dordrecht-Holland-Boston-USA, 1974, p. 155.
- 7. G. A. Tammann, Supernova, Dordrecht-Holland, 1977, p. 95.
- 8. Р. Г. Мнацаканян, А. В. Осканян, М. Ловаш, Астрофизика, 15, 413, 1979,

- 9. Р. Г. Мнацаканян, А. В. Осканян, М. Ловаш, Сообщ. Бюраканской обс., 42, 68, 1980.
- 10. В. А. Амбарцумян, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Ереван, 1969, стр. 283.
- В. А. Амбармумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Вспыхивающие эвезды в Плеядах, препринт № 1, 1969.
- 12. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, RCBG, Texas, 1964.
- 13. P. Flim, M. Karpowicz, W. Murawski, K. Rudnicki, Acta Cosmologica. z, 8, Warszawa-Krakow, 1979.
- 14. J. Maza, S. van den Bergh, Ap. J., 204, 519, 1976.
- 15. G. T. Koval, W. L. W. Sargent, J. Huchra, P. A. S. P., 87, 401, 1975.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4

УДК 524.352.3

АНОМАЛЬНЫЕ ПОКРАСНЕНИЯ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

М. М. ГІЫЭВЭЭР

Поступила 2 февраля 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Изучается корреляция между избытками цвета E_{B-V} и искаженными поглощением абсолютными величинами M_{sc} сверхновых в комплексе вокруг скопления галактик в Деве (400 < V < 3000 км с $^{-1}$). Показано, что сверхновые I типа с разными покраснениями имеют равные \overline{M}_{pc}^0 лишь при учете поглощения (ослабления) света по аномальному соотношению $A_{pg}=1.8$ E_{B-V} . После учета поглощения по этому соотношению умеренно покрасневшие ($E_{B-V} < 0.5$) сверхновые I типа в спиральных галактиках являются почти такими же хорошими стандартными источниками, как сверхновые I типа в эллиптических галактиках ($z_{M}=0.5$ и 0.4, соответственно).

1. Введение. Сверхновые звезды являются самыми яркими индивидуальными объектами в галактиках. В галактиках с красным смещением z=0.15 сверхновые I типа во время максимума блеска имеют видимые величины $B\approx 20$, и они доступны изучению с помощью наземных телескопов. С помощью 2.4-м космического телескопа станут доступны сверхновые I типа до $z\approx 0.5$ [1]. Поэтому сверхновые I типа считаются наиболее подходящими стандартными источниками для изучения особенностей космологического расширения до больших расстояний.

Однако число сверхновых I типа с уверенно определенными кривыми блеска пока невелико. К тому же большинство из них вспыхивает в спиральных галактиках, где их абсолютные светимости, вероятно, из-за поглощения света внутри материнских галактик, имеют значительный разброс [2, 3], что затрудняет их использование при оценке расстояний.

Абсолютные величины сверхновых I типа с учетом поглощения постандартному соотношению $A_{pg}=4\,E_{B-V}$ выводились Псковским [4]. После учета поглощения средние светимости сверхновых в эллиптических и линзовидных системах, с одной стороны, и в спиральных системах, с другой, получились примерно равными ($\overline{M}_{pg}^0=-20.0\pm0.1$ и -20.3 ± 0.2 , соответственно), что свидетельствовало в пользу правильного учета поглощения [4].

Но все же остаются некоторые сомнения. Во-первых, и после учета поглощения разброс значений $M_{
m pg}^0$ у сверхновых в спиральных галактиках вдвое больше соответствующего разброса для эллиптических галактик Во-вторых, светимости $M_{\rm sol}^0$, полученные Псковским, коррелированы с избытками цвета E_{B-V} . Так, у 22 сверхновых с $E_{B-V} \leqslant 0.25$ ($E_{B-V} =$ = 0.07) $\overline{M_{_{BS}}^{0}}=-$ 20.0 \pm 0.12, у 10 сверхновых с $E_{B-V}>$ 0.25 ($\overline{E}_{B-V}=$ =0.46) $\overline{M}_{\mu\nu}^0=-20.58\pm0.16$ (на основе данных табл. 5 из работы [4]). Поэтому ниже влияние поглощения на светимости сверхновых I типа

исследуется заново.

2. Исходные данные. Данные о видимых звездных величинах сверхновых І типа в максимуме блеска были взяты согласно исследованиям [4-8]. Ряды наблюдений Псковским и группой Азиаго обрабатывались по различавшимся схемам и частично разным наблюдениям. Псковский перевел звездные величины в системе В в фотографическую систему рд по соотношениям согласно Арпу [9]. Согласно [5], использование редукции по Арпу лишь увеличивает рассеяние в сводных кривых блеска, и данные в системах рд и В ими объединялись без каких-либо редукций.

Сравнение данных о максимумах блеска Псковского и группы Азиаго (после редукции данных Азиаго в системе В в систему рд) указывает на в общем удовлетворительное взаимное согласие. Для 27 из 37 общих звезд максимумы хорошо согласуются ($-0.3 \leqslant \Delta m = m_{pg}$ (Псковский) — m_{pg} (Азиаго) < 0.3, $\sqrt{3m} = 0.05 \pm 0.04$). У 10 сверхновых с малым числом наблюдений вблизи максимума различия значительные $(0.50 \le |\Delta/n| \le 1.40)$. Ниже в качестве окончательных m_{pg} в большинстве случаев используется среднее значение от значений максимумов блеска согласно [4] и [5—7], в отдельных случаях — m_{pg} , оцененные либо Псковским, либо группой Азиаго. Данные о сверхновых с недостаточно точными значениями (в частности с $|\Delta m| > 0.75$) максимума блеска не используются.

Оценки избытков цвета E_{B-V} сверхновых взяты согласно работам [4, 6—8 и 10].

Лучевые скорости, $V_{\rm o}$, материнских галактик, которые используются для определения абсолютных светимостей сверхновых, брались согласиэ сводке Рууда [11].

3. Зависимость поглощения A_{pg} от E_{B-V} . Искаженные поглощением абсолютные светимости M_{pg} сверхновых в максимуме блеска вычислялись посредством соотношения $M_{pq} = m_{pg} - 5 \lg V_0 / H - 25$. При решении поставленной дифференциальной задачи изучения зависимости A_{sg} от E_{B-V} конкретное значение постоянной расширения H не играет роли;

в целях проведения непосредственного сравнения M_{pg} с результатами Псковского принято $H=55~{\rm km~c^{-1}~Mnc^{-1}}$.

Поскольку постоянная расширения в комплексе вокруг скопления Девы (в Местном сверхскоплении галактик), вероятно, отличается от глобального значения постоянной H (см. [12—14]), то мы ограничиваемся областью пространства с $V_{\rm o} < 3000$ км с $^{-1}$. Чтобы снизить влияние пекулярных скоростей в качестве нижнего предела по расстоянию принято $V_{\rm o} = 400$ км с $^{-1}$; сверхновым в галактиках скопления Девы приписана средняя лучевая скорость скопления + 1019 км с $^{-1}$ [15].

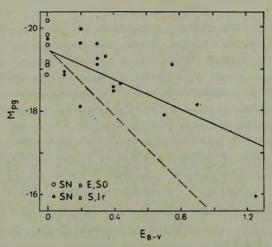


Рис. 1. Зависимость искаженной поглощением абсолютной звездной величиним M_{Pg} сверхновых 1 типа от избытка цвета E_{B-V} (400 < V_0 < 3000 км/с, H=55 км с $^{-1}$ Mпс $^{-1}$). Непрерывная линия — $M_{Pg}-1.8$ $E_{B-V}=$ const; прерывистая линия — $M_{Pg}-4$ $E_{B-V}=$ const.

На рис. 1 представлена диаграмма $M_{PB}-E_{B-V}$ для сверхновых I типа в рассматриваемой области пространства. Видно, что увеличению E_{B-V} соответствует уменьшение абсолютной светимости сверхновых, что указывает на поглощение как причину покраснения. Однако уменьшение светимости (увеличение поглощения A_{PB}) с увеличением E_{B-V} происходит значительно медленнее по сравнению со стандартным соотношением $A_{PB}=4$ E_{B-V} (прерывистая линия). Исходя из требования равенства средних исправленных за счет поглощения абсолютных величин $M_{PB}^0=M_{PB}-A_{PB}$ при разных покраснениях, получаем, что для рассматриваемой выборки сверхновых I типа действительно соотношение

(непрерывная линия). На слабую по сравнению со стандартным соотношением зависимость A_{pg} от E_{B-V} указывают и данные о цветах и светимостях сверхновых I типа. В частности, для выборки $V_0 > 3000$ км с $^{-1}$ подходит $A_{pg} \approx 1.5$ E_{B-V} (13 звезд, из них две значительно покрасневшие с $E_{B-V} \approx 0.6$).

Tаблица T СРЕДНИЕ \overline{M}^0 И ДИСПЕРСИИ — СВЕТИМОСТЕЙ СВЕРХНОВЫХ І ТИПА С ЛУЧЕВЫМИ СКОРОСТЯМИ 400 < V < 3000 КМ/С ПРИ РАЗНЫХ КОРРЕКЦИЯХ ЗА ПОКРАСНЕНИЕ

D. c	AO X-	$M_{\rho g}^0 = M_{\rho g} - 1$	$1.8E_{B-V}$	$M_{pg}^0 = M_{pg} -$	$-4E_{B-V}$
Выборка	Число сверх- новых	$\overline{M}_{\rho g}^{0}$	[₹] M	\overline{M}_{pg}^0	[⊕] M
SN B E, SO raa.	6	-19.45 ± 0.18	0.43	-19.45 ± 0.18	0.43
SN B S, Ir rax.	13	-19.55±0.14	0.50	-20.10±0.16	0.59
$E_{B-V} < 0.5$ $E_{B-V} > 0.5$	4	-19.41±0.42	0.84	-21.39±0.30	0.59

В табл. 1. представлены значения \overline{M}_{pg}^0 и дисперсии значений M_{pg}^0 при разных коррекциях за поглощение (ослабление). Отметим, что на пригодность соотношения $A_{pg}=1.8~E_{B-V}$ указывает как равенство средних $M_{p}^{\ 0}$ для сверхновых в эллиптических и спиральных галактиках, так и примерное равенство M_{pg} для сверхновых в эллиптических и умеренно покрасневших сверхновых ($E_{B-V}<0.5$) в спиральных галактиках. Заметно меньшее значение $M_{pg}^{\ 0}$ для сверхновых в эллиптических галактиках по сравнению с соответствующей величиной в исследовании Псковского [4] обусловлено исключением далеких сверхновых и меньшим расстоянием до скопления Девы (18.5 против 21 Мпс) в нашем случае.

Полученное отношение общего и селективного поглощения $R = A_V / E_{B-V} = 0.8$ резко отличается от общепринятых значений в Галактике. Согласно Лууду [16], значения R, определенные на основе разного рода покрасневших из-за поглощения в Галактике объектов, группируются вокруг значения $R = 3.14 \pm 0.11$. Только для некоторых планетарных туманностей получены значения $R \approx 1$, но это, вероятно, отражает лишь неточности в использованном методе определения R.

4. Заключение. Представленные статистические данные не указывают на причину обнаруженного явления. Полученный результат $R=0.8\,$ может отражать неопределенности в использованных цветовых системах фотографической фотометрии (возможно, на это указывает и отмеченное в [5] своеобразие соотношения между системами pg и B) и объясняться

своеобразнем распределения энергии в спектрах сверхновых звезд. Нельзя исключить и вероятность того, что закон поглощения в окрестностях сверхновых или в других галактиках вообще в некоторой степени может быть иным, чем в Галактике. Так, для Большого Магелланового облака Иссерстедт [17] получил $R{\approx}2.0$.

Так или иначе, с практической точки зрения, при использовании данных о сверхновых в спиральных галактиках для изучения зависимости расстояние — красное смещение или в подобных им задачах абсолютные звездные величины M_{pg} следует редуцировать за счет покраснения по соотношению $M_{pg}^0 = M_{pg} - 1.8~E_{B-V}$. Поступая таким образом умеренно покрасневшие ($E_{B-V} < 0.5$) сверхновые 1 типа в спиральных галактиках становятся почти такими же хорошими стандартными источниками, как сверхновые в эллиптических галактиках, тем самым примерно удваивая численность стандартных источников. Для повышения веса наблюдательных данных и выявления сущности аномального покраснения (поглощения) сверхновых следует определить кривые цвета с той же тщательностью, что и кривые блеска.

Автор признателен И. Б. Пустыльнику за полезное обсуждение.

Институт астрофизики и физики атмосферы АН Эст.ССР

ANOMALOUS REDDENINGS OF TYPE I SUPERNOVAE

M. JÖEVEER

It is demonstrated that supernovae of type I with different colour excesses E_{B-V} have equal mean absolute luminosities $M_{\rho g}^0$ only after taking into consideration the absorption (weakening) of light according to formula $M_{\rho g}^0 = M_{\rho g} - 1.8~E_{B-V}$. Then the supernovae with moderate reddenings ($E_{B-V} < 0.5$) in spiral galaxies are almost as good standard candles as the supernovae in elliptical galaxies ($\sigma_M = 0.5$ and 0,4, respectively).

ЛИТЕРАТУРА

- G. A. Tummann, in "Scientific Research with the Space Telescope", IAU Coll. No. 54, 1979, p. 263.
- 2. D. Branch, C. Bettis, A. J., 83, 224, 1978.
- 3. G. A. Tammann, Mem. Soc. Astron. Italians, 49, 315, 1978.
- 4. Ю. П. Псковский, Астрон. ж., 54, 1188, 1977.
- 5. R. Barbon, F. Clatti, L. Rosino, Astron. Astrophys., 25, 241, 1973,
- 6. F. Ciatti, L. Rosino, Astron. Astrophys., 57, 73, 1977.

- 7. F. Ciatti, L. Rosino, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 33, 387, 1978.
- 8. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, S. Odewahn, P. A. S. P., 93, 181, 1981.
- 9. H. Arp. Ap. J., 133, 883, 1961.
- 10. F. Bertola, A. Mammano, M. Perinotto, Asiago Contr. No. 174, 1965.
- 11. H. Rood, Preprint, 1980.
- 12. G. de Vaucouleurs, G. Bollinger, Ap.], 233, 433, 1979.
- 13. M. Aaronson, J. Huchra, J. Mould, W. T. Sullivan III, R. A. Schommer, G. D. Bothun, Ap. J., 239, 12, 1980.
- 14. J. N. Tonry, M. Davis, Ap. J., 246, 680, 1981.
- 15. J. Mould, M. Aaronson, J. Huchra, Ap. J., 238, 458, 1980.
- 16. Л. Луул. Публ. Тартуской обс., 47, 55, 1978.
- 17. J. Isserstedt, Astron. Astrophys., 83, 317, 1980.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4

УДК 524.7—77

ФУНКЦИЯ РАДИОСВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Р. А. КАНДАЛЯН

Поступила 14 декабря 1981 Принята к печати 27 июля 1982

На основе полной выборки сейфертовских галактик ярче 14^m2 построена их функция радиосветимости (F (>P)). Определены зависимости средней радиосветимости ($\overline{P}_{1,4}$) и функции радиосветимости от оптической светимости (L_p) галактик, которые оказались вида $\overline{P}_{1,4} \sim L_p^{1.2\pm0.3}$ и F (>P) $\sim L_p^{1.3\pm0.5}$. Предполагается, что вероятность галактики Syl быть радиоисточником со светимостью $\lg P_{1,4} \sim 23.0$ больше, чем у Sy 2.

1. Введение. В настоящее время немало сейфертовских (Sy) галактик исследованы в широком диапазоне радиочастот, что позволяет попытаться построить их функцию радиосветимости (ФРС) на основе полной выборки галактик. Ранее это не представлялось возможным, так как выборка Sy галактик не была достаточно полной как в оптическом, так и в радиодиапазонах.

В настоящей работе строится ФРС сейфертовских галактик ярче 14. 2 звездной величины. С этой целью образована выборка из 52 галактик, которая практически полностью (кроме одной галактики) наблюдалась в радиодиапазоне.

2. Выборка сейфертовских галактик ярче 14^m2 . При составлении выборки сейфертовских галактик мы рассматривали область неба, которая исследована в первых 14 списках обзора Маркаряна и сотрудников [1-3]. Эта область в первом приближении определяется условиями (1) и (2) работы [4], тем самым исключается вопрос о влиянии неодинаковой степени изученности областей неба. Следует отметить, что именно в работе [4] более детально исследована оптическая функция светимости и вопросы полноты сейфертовских галактик.

Список 52-х сейфертовских галактик, удовлетворяющих указанным выше условиям, представлен в табл. 1, где последовательно даны: наиме-

нование галактики; красное смещение; фотографическая видимая ведичина, исправленная за галактическое поглощение ($a_p = 0.24 \operatorname{cosec} |b^{11}|$); абсолютная фотографическая величина; логарифм радиосветимости на частоте 1.4 ГГц в единицах $B_T/\Gamma_{\rm H}$, соответствующие $H_0 = 75$ км/с · Мпс: классификация Sy галактик. Данные о красных смещениях и типах Sy галактик взяты из работ [5—10], а результаты радионаблюдений брались из [11—16]. Во всех случаях, когда имеются измерения видимых величии у Цвикки и сотрудников [17—20], в таблице приведены эти значения. В остальных случаях даны значения видимых величин (отмечены скобками) согласно [1-3]. Скобками отмечены также значения логарифмов радиосветимостей тех галактик, потоки которых пересчитаны на частоту 1.4 ГГц с других частот со средним спектральным индексом $\alpha = 0.75 \, (S_{v} \sim v^{-a})$. Из приведенных в табл. 1 галактик 35 относятся к классу Sy 1, а 17 — Sy 2. Среди 52 галактик 24 являются радиоисточниками, для 27 оценены верхние границы плотностей потоков, одна галактика в радиодиапазоне пока не наблюдалась (август 1981 г.).

Таблица 1 ВЫБОРКА СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

DDI	DOPICA (LIIOLF	OBCITIA	TANARTYIK	
Галактика	z	m _p	M_p	$\lg P_{1.4} \; (\mathrm{Bt/\Gamma u})$	Класс
1	2	3	4	5	6
Mkn 335	0.025	(13 ⁷⁷ 6)	_21 ^m 4	< 22.0	1
Mkn 938	0.019	(13.8)	-20.7	<(21.8)	2
I Zw 1	0.061	14.0	-23.2	22.9	1
Mkn 993	0.017	13.5	-20.6	<(22.6)	2?
Mkn 1157	0.015	13.5	-20.5	(22.9)	2
Mkn 573	0.016	13.7	-20.3	< (22.6)	2
Mkn 590	0.027	13.7	-21.4	<(23.0)	1
Akn 79	0.020	12.9	-21.6	22.0	2
Mkn 1040	0.017	13.4	-20.8	<(22.6)	1
Mkn 1044	0.016	(14.2)	-19.9	<(23.0)	1
Mkn 1048	0.043	13.7	-22.5	<(23.8)	1
NGC 1068	0.0038	9.4	-21.5	23.2	2
Mkn 609	0.034	(14.2)	-21.3	<(23.2)	1
3C 120	0.033	13.7	-21.9	25.1	1
Mkn 618	0.035	(14.1)	-21.6	<(23.3)	1
Akn 120	0.033	13.9	-21.6	(23.7)	1
Mkn 3	0.014	13.2	-20.4	23.6	2
VII Zw 118	0.079	14.0	-23.5		1
Mkn 79	0.022	12.8	-22.0	22.2	1
					I

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
Mkn 10	0.029	13‴5	-21 ^m 8	< 21.8	1
Mkn 622	0.023	14.0	-20.9	22.0	2
Mkn 391	0.013	13.5	-20.1	< 21.2	- 1
Mkn 705	0.028	13.5	-21.7	< 21.5	1
Mkn 1243	0.036	14.2	-21.7	(23.3)	1
NGC 3227	0.0033	11.9	-18.7	21.3	2
NGC 3516	0.0093	11.9	-20.9	22.8	1
Mkn 744	0.010	13.3	-19.7	<(22.2)	1
NGC 4051	0.0024	11.2	-18.7	20.8	1
NGC 4151	0.0033	11.0	-19.6	22.0	1
NGC 4235	0.0077	12.9	-19.5	< (22.0)	1
Mkn 766	0.013	13.5	-20.1	22.1	1
Mkn 231	0.041	13.8	-22.3	23.8	1
Mkn 270	0.0090	14.0	-18.9	21.3	2
Mkn 279	0.032	14.2	21.4	22.6	1
NGC 5548	0.017	12.9	-21.3	22.7	1
Mkn 673	0.036	14.0	-21.9	<(23.3)	2
Mkn 471	0.034	14.2	-21.4	22.1	1
Mkn 817	0.632	14.0	-21.6	22.3	- 1
Mkn 686	0.014	13.6	-20.1	<(22.5)	2
Mkn 841	0.036	(13.7)	-22.1	< 22.2	1
Mkn 509	0.035	(12.5)	-23.2	. <(23.3)	1
11 Zw 136	0.062	13.8	-23.1	<(23.8)	1
Mkn 304	0.065	14.2	-22.9	< 22.5	1
Mkn 917	0.025	13.9	-21.1	(23.4)	2
Akn 564	0.025	13.8	-21.1	22.5	1
Mkn 309	0.043	14.2	-21.9	<(23.4)	2
Mkn 1126	0.010	(14.2)	-18.8	<(22.6)	2
Mkn 1127	0.025	13.9	-21.1	<(23.0)	2
NGC 7469	0.017	12.7	-21.5	23.5	1
Mkn 926	0.048	(14.2)	-22.2	<(23.5)	1
Mkn 530	0.029	14.1	-21.2	<(23.1)	1
Mkn 533	0.029	13.3	-22.0	23.6	2

Перейдем к рассмотрению вопроса полноты выборки сейфертовских галактик с $m_\rho = 14^m 2$. С этой целью в табл. 2 приведено распределение числа Sy галактик по видимым величинам, где $N_{\rm H}$, $N_{\rm O}$ — соответственно наблюдаемое и ожидаемое число галактик.

Таблица 2 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ПО ВИЛИМЫМ ВЕЛИЧИНАМ

m _p	N _{in}	No
12"0	5	2-3
12.5	6	5
13.0	11	10
13.5	21	20
14.0	41	40
14.2	52	52
14.3	53	60

Нетрудно убедиться, что если принимать $N_{\rm H}(12^{\rm m})=5$, то по формуле (П8) работы [4] фактор полноты Sy галактик с $m_p < 14^m 2$ получается ~ 1. Выборка Sy галактик до 14^m2 является практически полной и хорошо удовлетворяет закону $\log N \sim 0.6 \ m_{\rho}$, если число объектов ярче 12^{n} 0 уменьшить до 2-3 галактик, принимая, что остальные 2-3 галактики могут быть флуктуациями. Следует отметить, что небольшие флуктуации числа объектов ярче 12"0 приводят к значительным изменениям ожидаемого числа галактик с $m_p > 12^m 0$. Как видно из табл. 2, выборка является неполной (фактор полноты менее 90%), начиная с объектов $m_n \gg 14.73$.

3. Функция радиосветимости. Существуют несколько методов построения функции светимости галактик. Из них более распространенным является метод максимальных объемов (метод Шмидта) [21]. Однако этот метод не использует информацию о верхних границах плотностей потоков. Кроме метода Шмидта в последнее время были предложены другие методы построения ФРС, в которых наряду с измеренными значениями плотностей потоков используются также значения верхних пределов. В настоящей работе мы будем пользоваться методом построения ФРС, предложенным в [22]. Ниже приведем формулу, по которой можно посчитать относительную долю объектов в определенном интервале радиосветимостей. Более подробно с этим методом можно познакомиться в вышеуказанной работе.

Относительную долю галактик в определенном интервале радиосветимостей можно посчитать по следующей рекуррентной формуле:

$$f_{k} = \frac{D_{k}}{N + \sum_{i=1}^{k} \frac{U_{i}}{1 - \sum_{j=0}^{i-1} f_{j}}}, \quad f_{0} = 0,$$
 (1)

где D_k — число объектов с измеренным радиоизлучением в k-ом интерва ле радиосветимостей; U_i — число объектов, для которых оценены значения верхних пределов плотностей потоков в i-ом интервале светимостей: N — полное число объектов. В табл. 3 приведена интегральная форма функции радиосветимости сейфертовских галактик для двух интервалов абсолютных величин и $\triangle \lg P_{1.4} = 0.4$. Выбор подобного разделения по M_p обусловлен тем, чтобы каждый интервал содержал примерно одинаковое число галактик. В скобках указано число (n) объектов с измеренным радиоизлучением для данного интервала светимостей. Ошибка определения ФРС пропорциональна $n^{-1/2}$.

Таблица 3 ИНТЕГРАЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ РАДИОСВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

$M_{\rho} < -21.4$	$M_{p} > -21.4$	lg P _{1.4} (Βτ/Γg)
0.04±0.04 (1)		25.2
		24.8
		24.4
0.16±0.08 (3)	0.04±0.04 (1)	24.0
0.22±0.10 (1)	0.08+0.06	23.6
0.35 ± 0.13 (2)	0.18+0.09	23.2
0.42±0.15 (1)	0.31+0.13	. 22.8
0.75 ± 0.22 (4)	0.54+0.19	22.4
<1.0 (0)	<1.0 (0)	22.0
<1.0 (0)	0.77±0.25 (2)	21.6
	1.00+0.34	21.2
		20.8

 ${f 3}$ ависимость логарифма интегральной функции радиосветимости ($F(\geqslant P)$) галактик для $M_{
ho}\!\leqslant\!-21.4$ и $M_{
ho}\!>\!-21.4$ от $\lg P_{1.4}$ приве-

дена на рис. 1. На рис. 2 представлена подобная зависимость для сейфертовских галактик 1-го типа. Вероятность того, что для значений $\lg P_{1.4} \gg$ \geqslant 23.0 точки ФРС оптически ярких ($M_p \leqslant -21.5$) и слабых ($M_p >$ > — 21.5) галактик попадут в область перекрытия ошибок, меньше 0.05.

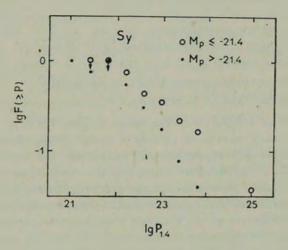


Рис. 1. Интегральная функция радиосветимости Sy галактик.

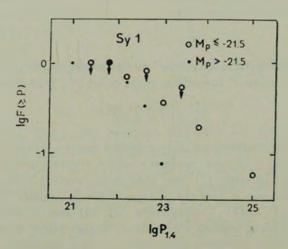


Рис. 2. Интегральная функция радиосветимости Sy 1 галактик.

Поэтому для того, чтобы не усложнять рисунки, на них не приведены ошибки определения ФРС. В данной выборке число Sy 2 галактик невелико, и для них ошибки определения ФРС могут быть большими. По этой причине мы не приводим ФРС для этих объектов.

В используемом методе построения ФРС очень важно, чтобы пересчет плотностей потоков и верхних границ с других частот на частоту 1.4 ГГц не приводил к их недооценке. В противном случае объекты с ниакой радиосветимостью могут попасть в интервал высоких светимостей, что недопустимо в приведенном методе построения ФРС. В нашем случае пересчет плотностей потоков на частоту 1.4 ГГц осуществлялся с $\nu > 1.4$ ГГц со средним значением спектрального индекса $\alpha = 0.75$, что является характерным значением α для Sy галактик [23]. Переоценка же плотностей потоков и верхних границ не исказит вид ФРС, а только сделает более плоским наклон слабого конца ($\log P_{1.4} < 23.0$) ФРС и более крутым наклон яркого ($\log P_{1.4} > 23.0$) (рис. 1, 2).

4. Обсуждение результатов. Как видно из рис. 1 и 2, на слабом конце функции светимости оптически слабые и яркие сейфертовские галактики примерно с одинаковой вероятностью являются радиоисточниками. На ярком конце ФРС вероятность сейфертовской галактики быть радиоисточником больше у оптически ярких галактик. Можно получить аналитическое представление этого заключения, а также связь между светимостями сейфертовских галактик в радио и оптическом диапазонах. С этой целью, используя дифференциальную форму ФРС, мы оценили средние значения радиосветимостей для разных интервалов абсолютных величин и определили связь между радиосветимостью $\overline{P}_{1,4}$ и оптической светимостью L_p . Эта связь оказалась вида

$$\overline{P}_{1,4} \sim L_x^{1,2\pm 9,3}$$
 (2)

Далее, зная зависимость функции светимости $F(\geqslant P)$ от M_p , при определенном значении P (см. табл. 3), для $\lg_1 P_{1,4} > 23.0$ получаем

$$F(\gg P) \sim L_{\rho}^{1.3 < 0.5}$$
 (3)

Таким образом, соотношение (2) показывает, что в среднем оптически яркие сейфертовские галактики являются также относительно сильными радиоисточниками. Согласно (3), чем ярче сейфертовская галактика в оптическом диапазоне, тем с большей вероятностью она может быть радиоисточником с $\lg P \geqslant 23.0$. Соотношения (2), (3) выполняются также для Sy 1 галактик, правда, ошибки в степени L_p более велики. В работах [24—27] были получены подобные соотношения для нормальных спиральных, вллиптических и радиогалактик. Разница заключается только в значениях светимостей этих галактик как в радио, так и в оптическом диапазонах. По значениям светимостей сейфертовские галактики занимают промежуточное положение между нормальными галактиками и радиогалактиками.

Обратимся к применению основных выводов (соотношения (2) и (3)) данной работы относительно сейфертовских галактик двух типов, предполагая, что соотношения (2), (3) справедливы также для Sy 2 галактих (что весьма вероятно, так как Sy галактики по многим своим свойствам занимают промежуточное положение между нормальными галактиками и радиогалактиками, для которых, как было отмечено, выполняются подобные соотношения. Кроме этого, эти соотношения имеют место как для Sy, так и для Sy 1 галактик). С этой целью мы вычислили средние значения абсолютных величин Sy галактик 1 и 2 типов, которые оказались равными — 21.4 ± 1.1 и — 20.6 ± 1.1 соответственно. С точки зрения распределения Стьюдента расхождение этих двух средних с надежностью 98% можно считать неслучайным. Следовательно, можно предположить, что вероятность галактики Sy 1 быть радиоисточником CO $\lg P_{1.4} \geqslant 23.0$ больше, чем у Sy 2.

В заключение следует отметить, что в данной выборке Ѕу галактик пространственный объем объектов высокой оптической светимости примерно в 10 раз превышает тот же объем для слабых объектов. Однако, с другой стороны, согласно [4], пространственная плотность галактик высокой светимости во столько же раз меньше, чем у слабых. Следовательно, использование разных пространственных объемов практически не внесет существенных искажений в распределение F > P.

Автор признателен рецензенту за полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

THE RADIO LUMINOSITY FUNCTION OF SEYFERT TYPE **GALAXIES**

R. A. KANDALIAN

The radio luminosity function (F(P)) for Seyfert (Sy) type galaxies brighter than 14^m2 has been derived on the basis of the complete sample of galaxies. It is found that the average radio luminosity (\bar{P}) and the luminosity function of Seyfert galaxies are correlated with the optical luminosity $(\overline{P}_{1.4} \sim L_p^{1.3-0.3})$ and $F(>P) \sim L_p^{1.3-0.5}$. It is supposed that the probability of being a radio source for Sy 1 galaxy with the luminosity $lg P_{1.4} > 23.0$ is higher than for Sy 2 galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.

^{2.} Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1873; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.

- 3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979.
- 4. В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 16, 45, 1980.
- 5. D. W. Weedman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 69, 1977.
- 6. D. W. Weedman, M. N., 184, 11, 1978.
- 7. В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 5, 271, 1979.
- 8. D. Kunth, W. L. W. Sargent, ESO Preprint No. 35, 1978,
- 9. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрофизика. 16, 193, 1980.
- Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 5, 609, 1980.
- 11. A. G. de Bruyn, A. S. Wilson, Astron. Astrophys., 53, 93, 1976.
- 12. R. A. Sramek, H. M. Toumasstan, Ap. J., 196, 339, 1975.
- 13. E. S. A. Meurs, A. S. Wilson, Astron. Astrophys., Supl. ser., 45, 99, 1981.
- 14. L. L. Dressel, J. J. Condon, Ap. J. Suppl. ser., 36, 53, 1978.
- 15. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян. Астрофизика, 15, 701, 1979; 16, 425, 1980.
- 16. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, Г. А. Оганян (в подготовке к печати).
- F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 1, 1961.
- F. Zwicky, E. Herzog, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 2, 1963; vol. 3, 1966; vol. 4, 1968.
- 19. F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 5, 1965.
- F. Zwicky, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 6, 1968.
- 21. M. Schmidt, Ap. J., 151, 393, 1968.
- 22. Y. Avni, A. Soltan, H. Tananbaum. G. Zamorani, Ap. J., 238, 800, 1980.
- 23. A. G. de Bruyn, A. S. Wilson, Astron. Astrophys., 64, 433, 1978.
- 24. E. Hummel, Astron. Astrophys., 93, 93, 1981.
- 25. I. M. Gioia, L. Gregorini, G. Vettolani, Astron. Astrophys., 96, 58, 1981.
- 26, G. Gavazzi, G. Trinchleri, Astron. Astrophys., 97, 128, 1981.
- C. Auriemma, G. C. Perola, R. Ekers, R. Fanti, C. Lari, W. J. Jaffe, M. H. Ulrich, Astron. Astrophys., 57, 41, 1977.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

выпуск 4

УДК 524.6.66

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ГЛОБАЛЬНОЙ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИКАХ

В. И. КОРЧАГИН. Ю. Г. ШЕВЕЛЕВ Поступила 26 октября 1981 Принята к печати 27 июля 1982

Численно исследован нестационарный нелинейный отклик, генерируемый в газовой плоской подсистеме спутником, вращающимся в плоскости галактического диска в направлении его вращения. Кроме черт, типичных для взаимодействующих галактик (мост и хвост, отходящий от спутника), в диске возбуждается асимметричная спиральная структура 20—30% амплитуды, сравнительно близко подходящая к центру галактики. Это подтверждает вывод Кормедни и Нормана о том, что спутники взаимодействующих галактик являются одним из возможных механизмов генерации глобальных спиральных узоров.

1. Введение. В последнее воемя был выполнен ояд оабот, в которых исследовалась связь динамических характеристик дисковых галактик с их морфологией [1—3]. В частности, изучение выборки спиральных галактик, проведенное Корменди [1] и Корменди и Норманом [2], привело к ряду важных результатов, которые не могут не приниматься во внимание в теории спиральной структуры. Как показали Корменди и Норман, далеко не во всех галактиках, которые обычно стносят к классу спиральных, прослеживается глобальный спиральный узор: многие галактики имеют короткие обрывочные рукава (спирали типа NGC 2841 по классификации Корменди и Нормана). Глобальный спиральный узор наблюдается лишь в тех случаях, когда в центральных областях галактик есть перемычки или овальные искажения, либо галактики не являются изолированными [2]. Корреляция регулярности узора с близостью и светимостью спутников, а также тот факт, что спиральная структура в объектах типа М 51, NGC 7753. М 81 и т. д. значительно более регулярна, чем в изолированных галактиках со сходными крупномасштабными характеристиками, привели Корменди и Нормана к выводу, что спутники, наряду с перемычками, могут генерировать и поддерживать спиральные волны плотности. К аналогичным выводам пришли и Рубин, Форд и Тоннард [3], исследуя кривые вращения 21 Sc-галактики. В выборке галактик, используемой в [3], нет

объектов, которые удовлетворяли бы стандартной волновой теории (изолированные галактики с глобальными спиральными узорами без перемычек или спутников). Авторы [3] отмечают, что перемычки, овалы, спутники или обрывочные неглобальные узоры наблюдаются в большинстве случаев. К аналогичным выводам при исследовании морфологических и структурных особенностей ряда галактик со спутниками ранее пришел Пиддингтон [4]. Таким образом, в настоящее время, по-видимому, появились прямые наблюдательные подтверждения связи спиральных ветвей ряда галактик с их спутниками.

Гипотеза о приливной природе спиралей в галактиках со спутниками является, возможно, одной из наиболее ранних попыток объяснения спиральной структуры (см. для ссылок обзор [5]), однако она сколько-нибудь существенно не развивалась, исключая несколько численных экспериментов [6-8]. В этих экспериментах галактический диск моделировался системой несамогравитирующих точечных масс, вращающихся в поле центрального тела и возмущаемых близким пролетом спутника. Хотя в некоторых из моделей и отмечалось появление спиралей на периферии диска. авторы [6], например, пришли к выводу, что спиральная структура во внутренних областях таких галактик, как М 51, М 81 и т. д., имеет по-видимому, не связанную со спутником природу. Эта же точка зрения высказывалась и Лином в дискуссии после доклада на чтениях, посвященных Стремгрену [9]. Исходя из этих, по-видимому, недостаточно обоснован; ных соображений галактики М 51 и М 81 были выбраны в качестве основных объектов для детального сравнения теории воли плотности с наблюдениями. Наличие свободных параметров теории позволило добиться хорошего согласия с наблюдениями. Однако, по мнению Калнайса [10], такое сравнение может расцениваться скорее как иллюстрация теории воли плотности, а не ее наблюдательное подтверждение.

В работе [6] Томре и Томре высказали соображения, указывающие, что волны плотности во взаимодействующих галактиках могли быть вызваны внешним влиянием. Во-первых, как указали авторы [6], возникающее в диске приливное возмущение представляет собой медленно вращающееся асимметричное распределение массы, которое при учете самогравитации должно оказывать на центральные области галактики такое же гравитационное влияние, как и близко вращающийся спутник, т. е. генерировать спиральную волну. Второй момент связан с наличием радиального сноса возмущений с групповой скоростью от периферии к центру галактики. Таким образом, несмотря на сравнительную малочисленность спиральных галактик, гравитационное влияние спутников может являться важным механизмом генерации глобальных спиральных узоров.

В настоящей работе численно исследуется нестационарный нелинейный отклик, генерируемый в плоской подсистеме спутником, вращающимся в плоскости галактического диска в направлении вращения галактики. Как оказывается, кроме черт, типичных для взаимодействующих галактик (мост и хвост, отходящий от спутника), в диске возбуждается асимметричная спиральная структура 20—30% амплитуды, сравнительно близко подходящая к центру галактики.

2. Модель и метод счета. Поведение возмущений будем рассматривать в двухкомпонентной модели галактики, моделируя ее плоскую составляющую тонким дифференциально вращающимся газовым диском. Вращающаяся плоская составляющая удерживается в равновесии гравитационным полем сферической подсистемы. Самогравитация диска не учитывается, т. е. ее масса предполагается малой по сравнению с массой сферической подсистемы. Вращение диска дифференциально с кривой вращения, выбранной в виде:

$$V(r) = Cra^{-1/2}(a^2 + r^2)^{-3/4}, (1)$$

где C и a — безразмерные константы, определяющие форму кривой връщения; r — безразмерный радиус. Поверхностная плотность диска в начальный момент времени неоднородна по радиусу. Распределение плотности показано на рис. 1, где также приведена невозмущенная кривая вра-

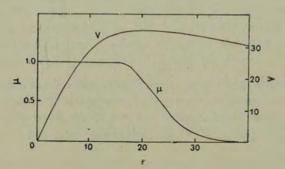


Рис. 1. Распределение невозмущенной поверхностной плотности и невозмущенной вращательной скорости V в галактическом диске. Все величины приведены в безразмерном виде.

щения. Скорость звука в плоской подсистеме принималась в процессе счета постоянной. Поведение плоской подсистемы определялось численным решением системы уравнений гидродинамики в цилиндрической системе координат, вращающейся вместе со спутником. Все величины выражены в безразмерном виде через L — радиальный размер ячейки разбиения. p_0 — поверхностная плотность плоской подсистемы в центральной обла-

сти, Ω_c — угловая скорость вращения спутника. Счет проводился по схеме типа «жидкость в ячейке» [11]. Счетная область разбивалась на 40 частей по радиусу и 60 частей по углу θ . Поверхностная плотность в граничных ячейках во время счета полагалась равной начальному значению, которое составляет $1.6\cdot 10^{-3}$ от центральной плотности.

Возмущение в плоской подсистеме галактики создается гравитационным потенциалом спутника. Спутник моделировался как материальной точкой, так и однородным сферическим распределением радиуса r=4, с массой, составляющей $8.5\,\%$ от полной массы галактики, находящимся на расстоянии r=33 от центра галактики. Вращение спутника выбрано в направлении вращения галактики в плоскости диска. Включение гравитационного поля спутника должно производиться «адиабатически» медленно, чтобы газ в диске успевал «подстраиваться» под меняющийся потенциал. В наших расчетах возмущающий потенциал спутника включался по линейному закону за 1 оборот спутника. При этом плоская подсистема успевает совершить приблизительно 3 оборота. Предварительные расчеты показали, что более длительное включение потенциала не меняет квазистационарной картины.

Если принять L=1 кпс; $\mu_0=40~M_{\odot}/{\rm nc}^2$; $\Omega_c=8.5$ км/с кпс; то значениям параметров C=800 и a=14.1 соответствует масса галактики $M_{\rm ran}=6.3\cdot 10^{11}~M_{\odot}$, масса спутника $M_{\rm cu}=5.4\cdot 10^{10}~M_{\odot}$, масса плоской подсистемы $M_{\rm na}=3.5\cdot 10^{10}~M_{\odot}$. Значение невозмущенной вращательной скорости на r=10 кпс при этом равно 250 км/с. Вращение диска по закону (1) при C=800, a=14.1 сильно дифференциально: отношение угловой скорости диска в центральной области к угловой скорости спутника равно четырем. Безразмерная скорость звука принималась равной $C_s=3$. При характерной скорости $L\cdot\Omega_c=8.5$ км/с скорость звука соответственно равна 25.5 км/с. Вращательная скорость диска в области r>4 кпс изменяется в пределах 100+2.50 км/с (см. рис. 1), т. е. движение вещества в диске сильно сверхзвуковое.

3. Результаты. Счет проводился в течение 2.7 оборотов спутника. К моменту времени $t=1\,T_{\rm c}\,(T_{\rm c}-$ период обращения спутника) устанавливается квазистационарная в системе спутника картина. В инерциальной системе координат возмущение представляет собой медленную волну, распространяющуюся по диску с быстрым дифференциальным вращением На рис. 2 показаны положения максимумов возмущенной плотности в момент времени $t=1.93\,T_{\rm c}$. Из рисунка видно, что волновая картина может быть условно разделена на внутреннюю и внешнюю области. Во внутренней области (r < 15) к первому обороту спутника развивается спираль-

ный узор 20-30% амплитуды, который при дальнейшем счете трансформируется в асимметричную двухрукавную спираль с коротким спиральным обрывком в IV квадранте. Во внешней области r > 15 распределение га-

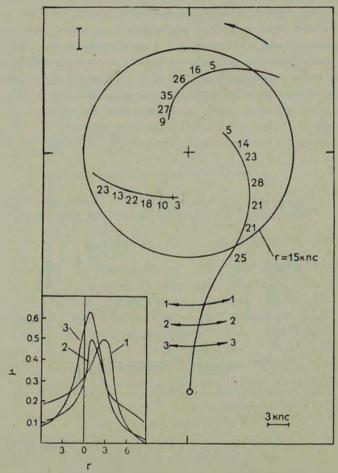


Рис. 2. На рисунке показаны положения максимумов возмущенной плотности в момент времени $t=1.93~\Gamma_{\rm o}$. Значения возмущений выражены в процентах по отношению к первоначальной плотности. Центр галактики и положение спутника отмечены на рисунке крестиком и кружком соответственно. Вращение газа против часовой стрелки. В левом нижнем углу приведены распределения плотности газа в «мосте» в сечениях 1, 2, 3, в зависимости от расстояния до линии, соединяющей центр галактики со спутником.

за сильно асимметрично. В процессе установления равновесия после включения внешнего возмущения происходит значительное перераспределение вещества в диске. В окрестности спутника концентрируется приблизитель.

но 40% массы плоской подсистемы. Область моста, соединяющего галактику со спутником, включает около 13% массы невозмущенного диска. От спутника в сторону, противоположную вращению, тянется широкий шлейф, включающий, однако, небольшое количество вещества диска. Хотя настоящая работа и не ставит целью моделирование взаимодействия какой-либо реальной системы, представляется интересным сравнить характерные черты распределения газа, появляющиеся в численном счете, с наблюдательными данными. Одной из наиболее детально исследованных галактик является взаимодействующая галактика М 81. Недавние исследования этой системы, проведенные в Вестерборке ван-дер-Хюлстом [12], позволили выявить ряд неизвестных ранее особенностей в распределении нейтрального водорода (см. рис. 3). Во внутренней окрестности r < 15 кпс М 81 показывает хорошо развитую спиральную структуру. Одна из спиральных

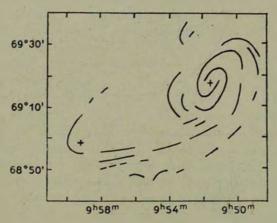


Рис. 3. Схематическое распределение нейтрального водорода во взаимодействующей системе NGC 3077 — М 81 работы [12].

ветвей М 81, продолжаясь, переходит в мост, соединяющий М 81 и NGC 3077. В восточной части галактики ван-дер-Хюлст отмечает наличие больших изолированных газовых масс, имеющих, по-видимому, приливное происхождение. Распределение нейтрального водорода во внешней области М 81 сильно асимметрично. При общей массе нейтрального водорода $1.4\cdot10^9~M_{\odot}$ значительная ее часть, $\sim35\%$, сконцентрирована в окрестности спутника NGC 3077. Приблизительно такое же количество газа содержит мост, соединяющий обе галактики. Характерной особенностью наблюдаемого поля скоростей взаимодействующего комплекса являются продольный и поперечный градиенты лучевой скорости в перемычке, причем величина поперечного градиента скорости \sim 8 км/с·кпс оказывается

в два раза выше продольного градиента. Отметим, что в проведенном численном эксперименте также появляются продольный и поперечный градиенты скорости в мосте, причем отношение поперечного градиента к продольному с хорошей степенью точности постоянно вдоль моста и равно двум. Этот факт, а также сопоставление характерных черт в распределении нейтрального водорода взаимодействующего комплексэ М 81 — NGC 3077 с распределением плотности на рис. 2 позволяет подтвердить вывод Корменди и Нормана [2, 3] о том, что во взаимодействующих галактиках с близкими спутниками глобальный спиральный узор, а также асимметричное распределение газа во внешних областях обязаны своим происхождением гравитационному влиянию спутника.

Ростовский-на-Дону государственный университет

NUMERICAL STUDY OF GLOBAL SPIRAL STRUCTURE GENERATION IN INTERACTING GALAXIES

V. I. KORCHAGIN, YU. G. SHEVELEV

Time-depended nonlinear response generated in a flat gasous subsystem by a satellite rotating in the same direction as the galaxy is numerically investigated. Besides some features, typical for the interacting galaxies (bridge and satellite tail) assymetric spiral structure is excited within the disk about $20-30~^0/_0$ of the amplitude, being comparatively near the center of the galaxy. This confirms Kormendy's and Norman's conclusion that satellites of interacting galaxies are one of the possible mechanisms of generation of global spiral pattern.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J. Kormendy, Ap. J., 227, 714, 1979.
- 2. J. Kormendy, C. A. Norman, Ap. J., 233, 539, 1979.
- 3. V. C. Rubin, W. K. Ford, N. Thornnard, Ap. J., 238, 471, 1980.
- 4. J. H. Piddington, Astrophys. Space Sci., 59, 237, 1978.
- 5. A. Toomre. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 437, 1977.
- 6. A. Toomre, J. Toomre, Ap. J., 178, 623, 1972.
- 7, T. M. Eneev, R. A. Sunyaev, N. N. Koslov, Astron. Astrophys., 22, 41, 1973.
- 8. M. Clutton-Brock, Astrophys, Spase Sci., 17, 292, 1972.
- 9. C. C. Lin, C. Yuan, Astron. Papers 'Dedicated to Bengt Stromgren, Publ. Copenhagen Univ., 1978, p. 369.
- A. J. Kalnajs, in "Structure and Properties Nearby Galaxies", Dordrecht-Boston, 1978, p. 113.
- 11. R. A. Gentry, R. E. Martin, B. J. Daly., J. Comput. Phys, 1, 87, 1966.
- 12. J. M. van der Hulst, Astron. Astrophys., 75, 97, 1979.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

выпуск 4

УДК 524.3-852-33

АТМОСФЕРА КАНОПУСА. II. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ, РАДИУСА, СВЕТИМОСТИ И ВОЗРАСТА

Л. С. ЛЮБИМКОВ, А. А. БОЯРЧУК Поступила 16 февраля 1982

На основе модели атмосферы, найденной в [1], определено содержание 21 алемента в атмосфере Канопуса (табл. 1). Анализ выполнен по относительно слабым линиям, чтобы снизить влияние неточностей в микротурбулентности и в затухании. Химический состав атмосферы Канопуса оказался близким к солнечному, причем в среднем $\lg \varepsilon_{\alpha \text{ Car}} - \lg \varepsilon_{\bigcirc} = -0.10 \pm 0.15$ (рис. 1). Как и для поэдних F-сверхгигантов [2, 3], обнаружен избыток Na и дефицит C; возможно, существует также небольшой избыток Si. Показано, что вычисления по резонансным линиям дают систематически заниженное содержание (табл. 2).

Путем сравнения с эволюционными расчетами [22] найдены масса, радиус, светимость и возраст сверхгигантов α Car, α UMi и γ Cyg (табл. 3). Показано, что протя женность атмосфер этих звезд мала по сравнению с их радиусами.

1. Химический состав. В предыдущей статье [1] для Канопуса были найдены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{++}=7400\,\mathrm{K}$ и $\lg\,g=1.9$. На основе модели атмосферы с такими параметрами мы вычислили содержание 21 элемента. При этом для скорости микротурбулентности было принято распределение, найденное по линиям Fe I (см. [1]). Как и при исследовании поздних F-сверхгигантов α UMi, γ Cyg [2] и ρ Cas [3], модель атмосферы Канопуса была пересчитана с учетом турбулентного давления, соответствующего принятому распределению α (α), однако такой пересчет мало повлиял на определение химического состава.

В [1] мы показали, что линии ионов Ti II, Cr II и Fe II дают несколько иную зависимость ξ_t от оптической глубины τ , чем линии Fe I. Учитывая такую неопределенность в распределении ξ_t (ξ_t), мы исключили из рассмотрения достаточно сильные линии и для подавляющего большинства элементов вычисляли содержание $\lg \xi_t$ по линиям с эквивалентными ширинами $W_{\lambda} \lesssim 100 \ mA$. Тогда ошибки в $\lg \xi_t$, которые могут поябиться

из-за неопределенности в $\mathfrak{T}_{\ell}(\tau)$, будут меньше 0.10. Кроме того, столь слабые линии практически нечувствительны к неточностям в величине затухания (см. рис. 4 в [1]). Конечно, такой отбор заметно уменьшил количество линий, выбранных первоначально для анализа. Например, при исследовании микротурбулентности в [1] мы рассмотрели 31 линию Ті ІІ, а при определении содержания титана из них было оставлено только 7 наиболее слабых линий. Напомним, что наблюдаемые значения W_{λ} взяты из работы Кастли и Уотсона [4].

Найденный химический состав представлен в табл. 1. Здесь, как обычно, содержание элементов приведено в логарифмической шкале, причем $\lg \varepsilon(El) = \lg \lceil N(El)/N(H) \rceil + 12$, так что для водорода $\lg \varepsilon(H) = 12.00$.

Таблица й ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР КАНОПУСА И СОЛНЦА

Элемент	Число линий	lg	6	Элемент	Число	lg €		
		Канопус	Солнце	JACMENT	унний	Канопус	Солнце	
CI	3	8.32	8.61	Fe I	75	7.43	7.55	
Na I	4	6.51	6.28	Fe II	7	7.46	7.56	
Mg I	2	7.33	7.36	Co I	2	4.35	4.55	
Si I	1	7.67*	7.65	Ni l	6	6.08	6.08	
Si II	3	7.72*	7.55	Ni II	3	6.30	6.21	
Ca [8	6.11	6.36	Zn I	2	4.41	4.42	
Se II	3	2.78	3.00	Sr II	1	2.75	2.90	
Ti I	7	4.87	4.86	ΥΠ	6	2.10	2.18	
Ti II	7	4.72	4.82	Zr II	5	2.81	2.96	
V I	2	3.94	4.04	Ba II	2	2.40	2.40	
V II	9	4.06	4.21	La II	3	1.08	1.13	
Cr I	5	5.40	5.61	Ce II	10	1.53	1.59	
Cr II	3	5.51	5.50	Eu II	2	0.16**	0.35**	
Mn I	8	5.21	5.35					

^{*} Содержание Si, в отличие от других элементов, найдено по сравнительно сильным линиям с $W_{\lambda} > 160~m$ A.

Для сравнения в табл. 1 дан также химический состав атмосферы Солнца, соответствующий использованной нами системе сил осцилляторов. В основном, как и в [2, 3], солнечное содержание взято из работы [5], однако для некоторых элементов в табл. 1 приведены уточненные значения $\lg \varepsilon_{\odot}$. Например, линиям Fe II и La II соответствует фотосферное содержание Fe и La, принятое в [6]. Как уже отмечалось в [1], силы осцилляторов для линий Fe I были приведены в 7—1019

^{** —} содержание Еи оценено по двум слабым резонансным линиям.

оксфордскую систему, благодаря этому величина $\lg \varepsilon$ (Fe) для Солнца стала равной 7.55 вместо 7.45. Далее, на основе работ [7, 8] было уточнено солнечное значение $\lg \varepsilon$ (Со), определяемое по линиям Со I в нашей шкале gf-величин [5]. Для Ва II были приняты силы осцилляторов [9] и фотосферное содержание $\lg \varepsilon$ (Ва) = 2.40 [10]. Наконец, в данных [4] для Канопуса приведены лишь две резонансные линии Eu II, поэтому солнечное значение $\lg \varepsilon$ (Eu) мы нашли только поэтим двум линиям из работ [11, 12], использовав силы осцилляторов в шкале [5].

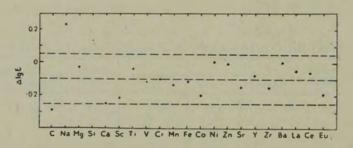


Рис. 1. Разница в содержании элементов между Канопусом и Солицем.

Из рис. 1 видно, что химический состав атмосферы Канопуса близок к составу атмосферы Солнца. При этом содержание большинства элементов попадает в интервал

$$\lg \epsilon_{a Car} - \lg \epsilon_{\odot} = -0.10 \pm 0.15.$$
 (1)

Таким образом, содержание элементов у α Car, возможно, понижено относительно Солнца в среднем на 0.1 в логарифме, однако настаивать на реальности столь малого различия мы не можем, так как оно могло появиться из-за неточностей в параметрах $T_{\rm eq}$ и $\log g$. Отметим, что разброс порядка ± 0.15 офоло среднего значения $\Delta \log \epsilon = -0.10$ вполне объясняется случайными ошибками определения $\log \epsilon$ для Канопуса и для Солнца.

Из рис. 1 видно, что три элемента — С, Na и Si — не попали в интервал (1). Как и у сверхгигантов подкласса F 8 [2, 3], углерод показал дефицит, а натрий — избыток относительно Солнца. Причины аномального содержания С и Na у F-сверхгигантов, по-видимому, имеют эволюционную природу и подробно обсуждаются в [3]. Что касается найденного избытка Si, то в нем нельзя быть уверенным из-за отсутствия достаточно слабых линий Si I и Si II. Действительно, три наиболее слабые линий Si II, использованные в анализе, имеют эквивалентные ширины в диапазоне $W_{\lambda} = 160-180\ m\text{A}$, и здесь на результат могла повлиять указанная выше неопределенность в распределении микротурбулентности. Для

Si I в данных [4] имеется только одна линия с $W_i = 270 \, \text{mA}$, и она дает нормальное содержание кремния (см. табл. 1). Тем не менее, следует огметить, что небольшой избыток Si как будто намечается и у сверхгигантов α UMi и γ Cyg [2], а в атмосфере ρ Cas содержание этого элемента оказалось повышенным в 3 раза [3].

Канопус был в числе 9 южных сверхгигантов, исследованных в работе Лука [13]. Анализ химического состава α Car был выполнен на основе двух спектрограмм с дисперсией 9 А/мм в области длин волн 5300—6850 А. Силы осцилляторов в [13] находились по спектру Солнца, то есть применялась дифференциальная методика (для этого необходимо было задать модель солнечной атмосферы, а также микротурбулентность и содержание элементов в ней). Основной вывод указанной работы заключается в том, что для всех 9 сверхгигантов содержание металлов получилось в 2—3 раза выше, чем на Солнце. В частности, для Канопуса в [13] в среднем найдено $\log \epsilon_{\rm car} - \log \epsilon_{\odot} = 0.56$, что существенно отличается от нашего результата (1). Отметим, что в другой статье Лука [14] аналогичный избыток металлов найден еще для 14 сверхгигантов классов G—K.

Вывод Лука [13, 14] относительно повышенного содержания элементов в атмосферах сверхгигантов классов F—К, находящихся в окрестности Солнца, не подтверждается данными других авторов. В частности, сам Лук [13] указывает на три работы, в которых были исследованы три звезды из его списка, и при этом для них был получен химический состав, близкий к солнечному. Нам известны данные еще двух авторов [15, 16], также получивших нормальный химический состав для ряда сверхгигантов. Наконец, наши результаты для а UMi, 7 Cyg [2], p Cas [3] и а Car определенно указывают на то, что содержание металлов в атмосферах этих сверхгигантов в среднем близко к солнечному.

По-видимому, содержание элементов, определенное Луком [13, 14], является завышенным. Причиной этого не могут быть ошибки в $T_{\rm вфф}$ и $\lg g$. Например, для Канопуса, как уже отмечалось в [1], Лук [13] нашел значения $T_{\rm вфф}=7500~{\rm K}$ и $\lg g=1.85$, очень близкие к нашим. Зато скорость микротурбулентности $\epsilon_t=2.7~{\rm km/c}$ принятую для α Car в [13], следует признать заниженной. Напомням, что при предположении $\epsilon_t=6~{\rm km/c}$ по линиям $\epsilon_t=6~{\rm km/c}$ по линиям Ti II, Cr II и Fe II. Именно занижение ϵ_t , по нашему мнению, и явилось причиной переоценки содержания элементов в [13, 14]. Это заключение можно подтвердить конкретными расчетами для Канопуса. Например, если вычислять содержание железа для группы линий Fe I с ширинами $\epsilon_t=6.5~{\rm km/c}$ на $\epsilon_t=6.5~{\rm km/c}$ значение $\epsilon_t=6.5~{\rm km/c}$ значение $\epsilon_t=6.5~{\rm km/c}$ значение $\epsilon_t=6.5~{\rm km/c}$ на $\epsilon_t=6.5~{\rm km/c}$ значение $\epsilon_t=6.$

Отметим, что Лук определял ξ_t по линиям Fe I с ширинами $W_\lambda < 175~m$ A, а химический состав вычислял по линиям с $W_\lambda < 250~m$ A. На примере γ Суд было показано (см. [17]), что рассмотрение только относительно слабых ($W_t < 150~m$ A) линий Fe I совершенно недостаточно для корректного исследования микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов. В частности, если для γ Суд, следуя методике Лука, пренебречь более сильными линиями Fe I, тогда вместо точной зависимости $\xi_t = \xi_t(\tau)$ получается приближенное значение $\xi_t = 4~\text{кm/c}$; в результате величина $\lg \xi_t$ для линий с $W_\lambda > 150~m$ A оказывается завышенной на несколько десятых.

2. Резонансные линии. Содержание элементов в атмосфере Канопуса. представленное в табл. 1, было найдено по субординатным линиям (исключая Eu II). Так как использование резонансных линий приводит к систематически отличающимся результатам, то мы их рассмотрим отдельно. В табл. 2 приведен список таких линий, их силы осцидляторов, сведения о постоянных затухания, наблюдаемая эквивалентная ширина и полученное содержание соответствующего элемента. Для сравнения здесь же указаны средние значения lg є, определенные по субординатным линиям, а также солнечное содержание $\lg \varepsilon_{\odot}$. Отметим, что для резонансных и субординатных линий использована одна и та же система сил осцилляторов gf. В частности, для резонансных линий Fe I применены оксфордские gf-величины [18], а для Мп I — исправленные значения [19]. Сведения о γ_{rad} , $\lg C_4$ и поправочных множителях к γ_{vdw} брались из литературы; если точные значения не были известны, тогда постоянная затухания γ_{rad} вычислялась по "классической" формуле (см. [1]), поправочный множитель к үм полагался равным 2.0 или 2.5, а для константы C_4 , необходимой при расчете γ_+ , принималось $\lg C_4 = -13.4$.

Для каждой резонансной линии в табл. 2 указаны два значения $\lg \varepsilon$. Сначала вычисления были выполнены при обычных предположениях; в частности, функция источников в линии $S_*(\tau_*)$ полагалась равной функции Планка $B_*(\tau_*)$. Из табл. 2 видно, что при $S_* = B_*$ резонансные линии дают систематически заниженное содержание по сравнению с субординатными линиями или с $\lg \varepsilon_{\odot}$ (исключение составляет лишь линия 4226 Cal). Как известно, равенство $S_* = B_*$ равносильно предположению о чистом поглощении. Однако такое предположение для резонансных линий не выполняется, так как здесь доминирующую роль играет процесс рассеяния. Более правильным в этом случае является вычисление $S_*(\tau_*)$ из интегрального уравнения (когерентное рассеяние):

Таблица 2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ПО РЕЗОНАНСН**ым** Амниям

ANITHINI										
			Зат	ухание			lg	e	cy6-	
Элемент	Дн ия	lg gf	lg C ₄	Trad ×10-8	поправ- ка к	W), (mA)	S = B	S. # B.	и в по суб- ординатими линиям	lg ≅⊙
Mg I	4571.10	-5.40 15]	—13.4°	1.06°	2.0*	12	7.21	7.34	7.33	7.36
Al l	3944.01	-0.75 [9]	-13.30	2.6	1.9	202	5.89	6.04		6.40
	3961.52	-0.45 [9]	-13.30	2.6	1.9	194	5.49	5.64		
Cal	4226.73	+0.24 [5]	-14.80	1.8	2.5*	313	6.54	6.57	6.11	6.36
Cr I	4254.35	-0.11 [5]	-15.12	1.23*	1.7	166	5.11	5.25	5.40	5.61
430	4274.80	-0.23 [5]	-15.12	1.22*	1.7	148	5.05	5.20		-
Mn I	4033,07	-0.75 [19]	-13.4*	1.37*	2.5°	111	4.72	4.97	5.21	5.35
	4034.49	-0.93 [19]	-13.4°	1.37*	2.5*	95	4.93	5.17		
Fe I	3859.91	-0.71 [18]	-13.4*	1.49*	2.5	273	7.00	7.18	7.43	7.55
	4216.19	-3.36 [18]	-13.4°	1.25*	2.5	62	7.24	7.46		
	4375.93	-3.03 [18]	-13.4°	1.16*	2.5	83	7.08	7.26		
Sr II	4077.71	+0.21 [5]	←13.66	2.0	1.5	317	2.40	2.60	2.75	2.90
	4215.52	+0.04 [5]	-13.66	2.0	1.5	298	2.31	2.42		
Ba II	4554.03	+0.19 [9]	-13.4*	2.9	1.5	239	2.01	2.01	2.40	2.40
	4934.09	-0.13 [9]	-13.4°	2.9	1.5	215	1.97	1.94		
Eu II	3819.67	- 0.49 [5]	-13.4*	1.52*	1.5	3 0	-0.01	0.21	_	0.35**
	4129.73	+0.31 [5]	-13.4*	1.30*	1.5	19	-0.12	0.11		

• Приближенные значения.

$$S_{v}(\tau_{v}) = \frac{h_{v}(\tau_{v})}{2} \int_{0}^{\infty} S_{v}(t_{v}) E_{1}(|\tau_{v} - t_{v}|) dt_{v} + [1 - h_{v}(\tau_{v})] B_{v}(\tau_{v}), \qquad (2)$$

где τ_* — оптическая глубина в частоте ν , $E_1(\tau_*)$ — первая интегральная показательная функция. Величина $\lambda_*(\tau_*)$ может принимать значения от 0 до 1 и выражается через коэффициенты поглощения и рассеяния в непрерывном спектре и в линии, а именно:

$$\lambda_{\nu} = \frac{(1 - \gamma^*) I_{\nu} + \sigma}{I_{\nu} + \nu + \sigma}, \tag{3}$$

где х и σ — соответственно коэффициенты поглощения и рассеяния в непрерывном спектре, l_{τ} — коэффициент поглощения в линии, а

^{**} Содержание Eu для Солица получено по тем же двум резонансным линиям.

 γ^* — доля квантов, уходящих из линии вследствие истинного поглощения.

Для численного решения уравнения (2) была составлена вычислительная программа, основанная на итерационно-вариационном методе, описанном в [20]. С помощью указанной программы было просчитано содержание элементов по резонансным линиям из табл. 2 (при этом в равенстве (3) мы полагали $\gamma^*=0$). Результаты этих вычислений дают второй столбец значений $\lg \varepsilon$ в табл. 2 ($S. \neq B_v$). Видно, что для большинства линий отказ от предположения $S_v=B_v$ повышает величину $\lg \varepsilon$. По слабым резонансным линиям MgI и Eu II мы получаем теперь практически нормальное содержание. Однако для других элементов увеличение $\lg \varepsilon$ оказывается недостаточным, а для Ba II никакого увеличения $\lg \varepsilon$ вообще не произошло. Возникает вопрос, почему резонансные линии приводят к заниженным оценкам $\lg \varepsilon$.

Маловероятно, что причиной этого являются какие-то систематические ошибки в силах осцилляторов или в затухании. Скорее, здесь играют роль отклонения от локального термодинамического равновесия (Λ TP). В пользу такого предположения говорят расчеты [21], выполненные для двух резонансных линий Sr II при $T_{\rm supp}=9650$ К. Для такой эффективной температуры (соответствующей звезде класса AO) вычисления при условии Λ TP дают заниженное содержание стронция; отказ от этого условия и расчет населенностей уровней из уравнений статистического равновесия приводят к уменьшению теоретических значений W, примерно в 2 раза. Очень возможно, что отклонения от Λ TP необходимо учитывать и при более низких температурах (по крайней мере, при расчете резонансных линий Sr II). Этот вопрос требует дополнительного исследования.

3. Масса, радиус, светимость и возраст сверхинантов а Car, а UMi и γ Cyg. Недавно Бекер [22] выполнил расчеты эволюции звезд с массами от $3M_{\odot}$ до $11M_{\odot}$. На основании этих данных по найденным значениям $T_{\mathsf{n}\mathsf{o}\mathsf{p}\mathsf{q}}$ и $\log g$ мы оценили массу M, радиус R, светимость L и возраст t Канопуса, а также исследованных в [2] сверхгигантов а UMi и γ Cyg. Заметим, что масса $\mathfrak p$ Cas слишком велика и к этой звезде невозможно применить результаты эволюционных вычислений, опубликованные в [22].

На рис. 2 по данным [22] в плоскости $\lg T - \lg g$ построены три трека, соответствующие массам 5 M_{\odot} , 7 M_{\odot} и 9 M_{\odot} при исходном содержании гелия Y=0.28 и содержании тяжелых элементов Z=0.02 (эти значения Y и Z приблизительно соответствуют первоначальному химическому составу Солнца). Чтобы не загромождать рисунок, для 9 M_{\odot} приведена лишь верхняя часть трека ("петля"), соответствующая стадии сверхгиганта. Здесь же разными значками

указаны положения α Car, α UMi и γ Cyg вместе с ошибками определения $T_{\bullet \Phi \Phi}$ и $\lg g$.

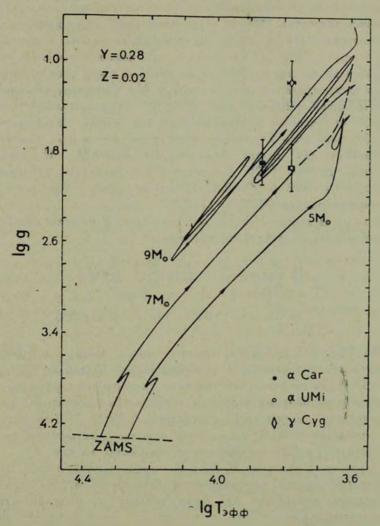


Рис. 2. Эволюционные треки для звезд с массами 5 M_{\odot} , 7 M_{\odot} и 9 M_{\odot} (по данным [22]). Для трека 9 M_{\odot} представлена только верхняя часть, соответствующая стадии сверхгиганта. Штриховая линия — участок трека $7M_{\odot}$, для которого в [22] нет данных. ZAMS — главная последовательность нулевого возраста. Стрелки указывают направление движения звезды по треку.

Из рис. 2 видно, что, например, Канопусу при заданных Y и Z лучше всего соответствует масса $M=8~M_{\odot}$ с возможной ошибкой не болеее $\pm 1.5~M_{\odot}$. Полярная (α U Mi), на первый взгляд, почти точво

ложится на трек с массой 7 M_{\odot} . Однако ее положение соответствует тому участку указанного трека, когда у звезды еще не образовалась мощная внешняя конвективная зона и когда еще не произошло перемешивания вещества. Между тем пониженное содержание углерода, найденное нами для [α U Mi в [2], говорит о том, что перемешивание уже произошло. Поэтому мы считаем, что положение α U Mi на рис. 2 приходится не на трек 7 M_{\odot} , а на нижнюю часть "петли" неизображенного здесь трека звезды с массой 6 M_{\odot} . Отметим, что оценка радиуса Полярной, найденная при $M=6\,M_{\odot}$, лучше согласуется со значением R, полученным другим методом (см. ниже). Наконец, положение γ Суд на рис. 2 таково, что сразу же можно указать нижнюю границу для массы этой звезды: $M\geqslant 9\,M_{\odot}$. К сожалению, в данных Бекера [22] отсутствуют грезультаты расчетов для 11 M_{\odot} при Y=0.28 и Z=0.02. Поэтому массу γ Суд мы оценили путем экстраполяции: $M/M_{\odot}=11\pm2$.

Когда масса звезды M определена, ее радиус R и светимость L можно найти с помощью следующих соотношений:

$$\lg \frac{R}{R_{\odot}} = 2.22 + \frac{1}{2} \lg \frac{M}{M_{\odot}} - \frac{1}{2} \lg g,$$
 (4)

$$\lg \frac{L}{L_{\odot}} = -15.045 + 2 \lg \frac{R}{R_{\odot}} + 4 \lg T_{*\phi\phi},$$
 (5)

Полученные значения M, R, L и t представлены в табл. 3. Здесь же приведена оценка протяженности атмосферы $\Delta H/R$. Геометрическая толщина атмосферы ΔH была найдена по моделям атмосфер сверхгигантов α Car, α U Mi и γ Cyg; при этом верхней границей считался уровень $\tau_{5000} = 0.001$, а нижней границей — уровень $\tau_{5000} = 10$. Из табл. 3 видно, что значения $\Delta H/R$ составляют всего лишь $1-2~0/_0$, то есть эффектом сферичности здесь вполне можно пренебречь.

Особый интерес в табл. 3 представляют данные о возрасте исследованных сверхгигантов. Видно, что все эти звезды очень молоды. Особенно молод наиболее массивный сверхгигант γ Cyg, возраст которого составляет только 17 \pm 5 млн. лет.

Результаты определения M и R, приведенные в табл. 3, можно сравнить с данными других авторов. В частности, в [23] представлены следующие оценки массы и радиуса Канопуса, полученные по абсолютной болометрической величине $M_{\rm bol}$: $M=9\,M_{\odot}$ и $R=45\,R_{\odot}$. Эти значения в пределах ошибок хорошо согласуются с нашими результатами для α Car.

Таблица ? ОЦЕНКИ МАССЫ, РАДИУСА, СВЕТИМОСТИ, ВОЗРАСТА И ПРОТЯЖЕН-НОСТИ АТМОСФЕР СВЕРХГИГАНТОВ ПРИ Y=0.28 И Z=0.02

Звезда	Sp	T _{sφφ} lg g		M/M_{\odot} R/R_{\odot}		L/L _O	t (106 AET)	$\Delta H/R$
a Car	F0 Ib-II	7400	1.9	8	53	7500	32	0.007
a U Mi	F8 Ib—II	6050	1.95	6	43	2200	58	0.011
7 Cyg	F8 1b	6050	1.2	11	138	23000	17	0.020
Относитель- ная ошибка		±2 º/0	±15 %	±20 °/0	±40 °/0	±100 %	±30 % 0	-

Особенность з UMi состоит в том, что эта звезда является цефеидой с периодом P=3.98 дня. Для цефеид известна корреляция между M, R и $\log g$, с одной стороны, и периодом P, с другой [24]. Воспользоваешись такой корреляцией, для α UMi находим

$$\lg g = 2.0$$
, $R = 37 R_{\odot}$ и $M = 5.3 M_{\odot}$,

причем ошибка в определении M может составлять $2M_{\odot}$. Таким образем, и для этого сверхгиганта получаем хорошее согласие с нашими результатами (см. табл. 3).

В работе Парсона и Боу [24] наряду с цефендами были исследованы и нормальные F- и G-сверхгиганты класса светимости lb. Для 11 звезд этого типа в [24] определены масса и радиус; в среднем для них $\overline{M}=9\,M_\odot$ и $\overline{R}=110\,R_\odot$. Из сопоставления этих данных с нашими оценками M и R для γ Суд, приведенными в табл. 3, следует, что масса и радиус γ Суд лежат несколько выше среднего уровня, характерного для F- и ранних G-сверхгигантов класса светимости lb. Однако различие невелико, и его можно объяснить ошибками определения M и R. Кроме того, имеются и другие сверхгиганты со сходными параметрами M и R. Например, среди 11 сверхгиганты, исследованных в [24], для трех получены массы $M/M_\odot=10.5-13.8$ и для трех звезд значения R попадают в интервал $R/R_\odot=130-140$.

В заключение отметим, что определение массы, радиуса и светимости в сильной мере зависит от исходного содержания металлов Z. Наши оценки M, R и L получены при Z=0.02. Из расчетов [22] следует, что если

вместо Z=0.02 принять, например, несколько повышенное содержание Z=0.03, тогда все значения M придется увеличить на 2 M_{\odot} .

- 4. Основные результаты. 1). По относительно слабым линиям с эквивалентными ширинами $W=100\,mA$ (чтобы снизить влияние ошибок в микротурбулентности и в затухании) определено содержание 21 элемента. Величина $\lg \epsilon$ для Канопуса оказалась в среднем на 0.1 меньше, чем для Солнца.
- 2). Как и для поздних F-сверхгигантов, исследованных нами ранее [2, 3], для а Саг обнаружены избыток Na и дефицит C; возможно, имеется также небольшой избыток Si. Не подтверждено повышенное содержание металлов у Канопуса, найденное в работе Лука [13]. По-видимому, данные Лука [13, 14] относительно химического состава сверхгигантов систематически завышены вследствие занижения скорости микротурбулентности.
- 3). Рассмотрение резонансных линий приводит к более низким значениям Ig s, чем вычисления по субординатным линиям. Это несоответствие не удается устранить даже при более точном расчете функции источников, учитывающем рассеяние в линиях. Таким образом, анализ спектров Канопуса выявил два противоречия во-первых, между линиями Fe I и линиями Ti II, Cr II и Fe II при исследовании микротурбулентности (см. [1]), во-вторых, между резонансными и субординатными линиями при спределении содержания элементов. Возможно, эти противоречия исчезнут, если отказаться в расчетах от предположения о локальном термодинамическом равновесии.
- 4). Путем сопоставления $T_{\bullet \varphi \varphi}$ и $\lg g$ с результатами эволюционных вычислений [22] найдены масса, радиус, светимость и возраст α Car, α U Mi и γ Cyg. Показано, что протяженность атмосфер этих сверхгигантов мала по сравнению с их радиусами.

Крымская астрофизическая обсерватория

THE ATMOSPHERE OF CANOPUS. II. CHEMICAL COMPOSITION DETERMINATION OF MASS, RADIUS, LUMINOSITY AND AGE

L. S. LYUBIMKOV, A. A. BOYARCHUK

On the basis of the model atmosphere obtained in [1] we have found the abundances of 21 elements (table 1). To reduce the effect of errors in microturbulence and damping we have analysed relatively weak lines. The chemical composition of the atmosphere of Canopus is close to the solar composition, and on the average $\log \epsilon_{\alpha Car} - \log \epsilon_{\odot} =$ = -0.10 ± 0.15 (fig. 1). As for late F-type supergiants [2, 3] sodium overabundance and carbon underabundance were found for α Car. Possibly, silicon overabundance exists, too. It is shown that the calculations by resonance lines provide systematical underestimation of abundances (table 2).

By comparing the evolutionary calculations [22] we have found masses, radii, luminosities and ages of supergiants α Car, α U Mi and γ Cyg (table 3). It is shown that the extension of atmospheres of these stars is small in comparison with their radii.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. А. Боярчук, Л.С. Любимков, Астрофизика, 18, 375, 1982.
- 2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крымской обс., 64, 3, 1981.
- 3. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крымской обс., 66, 130, 1982.
- 4. J. C.Castley, R. D. Watson, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 41, 397, 1980
- 5. A. A. Боярчук, M. E. Боярчук, Изв. Крымской обс., 63, 66, 1981.
- 6. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, Изв. Крымской обс., 68 (в печати).
- 7. D. X. Kerola, L. H. Aller, P. A. S. P., 88, 122, 1976.
- 8. E. Biemont, Solar Phys., 56, 79, 1978.
- R. L. Kurucz, E. Peytremann, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report, No. 362, 401, 1975.
- 10. R. J. Rutten, Solar Phys , 56, 237, 1978.
- 11. A. Grevesse, G. Blanquet, Solar Phys., 8, 5, 1969.
- 12. G. Bachman, Solar Phys., 15, 113, 1970.
- 13. R. E. Luck, Ap. J. 232, 797, 1979.
- 14. R. E. Luck, Ap. J., 212, 74, 1977.
- 15. S. B. Parsons, Ap. J., 150, 263, 1967.
- 16. J. van Paradijs, Astron. Astrophys., 23, 369, 1973.
- 17. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, Изв. Крымской обс., 67 (в печати).
- 18. E. E. Blackwell, P. A. Ibbetson, A. D. Petford, M. J. Shallis, M. N., 186, 633-1979.
- 19, D. E. Blackwell, B. S. Collins, M. N., 157, 255, 1972.
- 20. Л. С. Любимков, Изв. Крымской обс., 52, 148, 1974.
- 21. F. Praderie, in "Physics of Ap-Stars" (IAU Coll. No. 32), Vienna, 1975, p. 201.
- 22. S. A. Becker, Ap. J. Suppl. ser., 45, 475, 1981.
- 23. F. Praderie, A. Taluvera, H. Lamers, Astron. Astrophys, 86, 271, 1980.
- 24. S. B. Parsons, G. D. Bouw, M. N., 152, 133, 1971.

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

выпуск 4

УДК 52-6-64

ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ ПРИ ЧАСТИЧНОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО ЧАСТОТЕ

Д. И. НАГИРНЕР

Поступила 27 января 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Рассматривается многократное рассеяние излучения в спектральной линии, расширение которой обусловлено только движением атомов в бесконечной среде при однородных и изотропных источниках. Непрерывное поглощение не учитывается. Найдено точное выражение для интенсивности излучения при произвольной зависимости мощности первичных источников от частоты. Из него получена интенсивность при нестационарных источниках, излучающих в центре линии, если задержка фотонов определяется только временем, которое они проводят в поглощенном состоянии. Изучено всимптотическое поведение интенсивности в крыле линии и на больших временах.

- 1. Введение. В последнее время большое развитие получила теория образования спектральных линий при частичном (не полное) перераспределении по частоте (ЧПЧ) при каждом акте рассеяния. Предложены и широко применяются численные методы решения задач [1, гл. 13], получены общие уравнения и соотношения между функциями, описывающими поля излучения (см., например, [2, 3]), и асимптотические оценки различных величин [4—6]. Вместе с тем точное решение известно лишь для одной задачи [7] (стационарной, с ним связано решение нестационарной задачи, см. ниже). В настоящей работе точное решение (также стационарное и нестационарное) получено еще для одного случая.
- 2. Стационарное свечение бесконечной среды. Точные решения удается получить лишь для идеализированной задачи об изотропном и однородном поле излучения при чисто доплеровском уширении линии в бесконечной среде в линейном приближении.

Пусть в такой среде равномерно распределены атомы с двумя дискрегными уровнями и континуумом и в каждой точке все время изотропно излучаются фотоны безразмерной частоты x_1 (расстояние от центра линии в доплеровских ширинах). Тогда уравнение, определяющее интенсивность излучения I произвольной частоты x_1 имеет вид

$$[\Phi(x) + \beta] I - \lambda \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') I(x', x_1) dx' = \delta(x - x_1), \qquad (1)$$

где $\Phi(x)$ — профиль коэффициента поглощения, нормированный так, что интеграл от него по x равен 1; β — отношение коэффициента поглощения в континууме к полному поглощению в линии, деленному на ее ширину, λ — вероятность выживания фотона при рассеянии в линии; R(x, x') — функция перераспределения ($\Phi\Pi$). Интенсивность $I(x, x_1)$ является функцией Грина нашей задачи, и интенсивность излучения при произвольной зависимости мощности источников от частоты x_1 выражается через интеграл по x_1 от произведения этой мощности на $I(x, x_1)$.

Уравнение (1) легко решается, если имеется полное перераспределение по частоте (ППЧ), то есть $R(x, x') = \Phi(x) \Phi(x')$. Приведем это решение для сравнения с решением в случае ЧПЧ. Оно имеет вид

$$I(x, x_1) = \frac{\delta(x - x_1)}{\Phi(x_1) + \beta} + \frac{\Phi(x)}{\Phi(x) + \beta} \frac{\Phi(x_1)}{\Phi(x_1) + \beta} \frac{\lambda}{1 - \lambda + \lambda \Delta(\beta)}, \quad (2)$$

где

$$\Delta(\beta) = \beta \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x) \left[\Phi(x) + \beta\right]^{-1} dx.$$
 (3)

Выражение (2) является решением (1) при ППЧ с произвольным профилем Φ (x).

Чисто доплеровскому профилю $\Phi(x) = \pi^{-1/2} e^{-x^2}$, строго говоря, соответствует не ППЧ, а ФП (см., например, [1], гл. 13, [8]),

$$R(x, x_1) = \int_{\underline{\underline{}}}^{\infty} \Phi(y) \, dy, \qquad (4)$$

где $x = \max(|x|, |x_1|)$. Точные решения (1) получаются для этого случая, когда либо $\lambda = 1$, либо $\beta = 0$.

Отметим, что в работе [9] решение уравнения (1) с ФП (4) сведено к решению дифференциального уравнения второго порядка с начальными условиями, а в [10] это уравнение решено численно при $\lambda=0.7$; $\beta=10^{-3}\pi^{-1/2}$.

3. Точные решения ЧПЧ с ФП (4). а) Случай $\lambda = 1$. Легко показать, что когда фотоны гибнут только в континууме, а в линии происходиг чистое рассеяние ($\lambda = 1$), то

$$I(x, x_1) = \delta(x - x_1) \left[\Phi(x_1) + \beta \right]^{-1} + \int_{-\pi}^{\infty} \Phi(y) \left[\Phi(y) + \beta \right]^{-2} dy.$$
 (5)

При $x_i = 0$ такое решение получено в [7].

6) Случай $\beta = 0$. Когда гибель фотонов происходит только вследствие истинного поглощения в линии, а поглощения в континууме нет $(\beta = 0, \lambda < 1)$, то функция Γ рина получается более сложной и имеет вид

$$I(x, x_1) = \delta(x - x_1)/\Phi(x_1) + \lambda F_1(x) W(\bar{x}).$$
 (6)

Здесь $x=\min(|x|,|x_1|), F_1(x)=\pi^{1/2}$ $F(1/2-h/2,1/2,x^2)$, где F- вырожденная гипергеометрическая функция, а функция W(x) определяется через $F_1(x)$ и $F_2(x)=|x|F(1-h/2,3/2,x^2)$ или через функцию Уиттекера:

$$W(x) = \Gamma(1/2 - \lambda/2) F_1(x) / 2\Gamma(1 - \lambda/2) \pi^{1/2} - F_2(x) =$$

$$= \Gamma(1/2 - \lambda/2) \pi^{-1/2} 2^{-1} e^{\pi^{1/2}} |x|^{-1/2} W_{-1/4 + \lambda/2, 1/4}(x^2) =$$

$$= \pi^{-1/2} 2^{-1} \int_{0}^{\infty} e^{-ux^2} u^{-1/2 - \lambda/2} (1 + u)^{-1 + \lambda/2} du.$$
(7)

Функции $F_1(x)$ и $F_2(x)$ при $\lambda \leqslant 1$ и $|x| \to \infty$ экспоненциально возрастают, а W(x) убывает (см. ниже).

Убедиться, что (6) действительно является решением (1) при $\beta=0$, можно прямой подстановкой, воспользовавшись свойствами вырожденных гипергеометрических функций ([11], формулы 9.212 (1), 9.213) и следующими из них соотношениями ($x \ge 0$):

$$F_3(x) = \int_0^x F_1(x') \, dx' = \pi^{1/2} x F(1/2 - t/2, 3/2, x^2) = [2x F_1(x) - F_1(x)]/2t.$$
 (8)

$$F_4(x) = \int_0^x F_2(x') dx' = [1 - F(-\lambda/2, 1/2, x^2)]/2\lambda =$$

$$= [2xF_2(x) - F_2'(x) + 1]/2\lambda,$$
(9)

а также

$$\int_{x}^{\infty} \Phi(x') F_{3}(x') dx' = \Phi(x) F_{1}(x)/2h,$$
 (10)

$$\int_{1}^{\infty} \Phi(x') F_4(x') dx' = [R(x, 0) + \Phi(x) F_2(x)]/2h.$$
 (11)

 Π ри этом понадобятся также вронскиан функций F_1 и F_2

$$F_1(x)F_2'(x) - F_1'(x)F_2(x) = 1/\Phi(x)$$
 (12)

и определитель, составленный из четырех функций $F_i(x)$ и равный согласно (8), (9) и (12)

$$F_1(x) F_1(x) - F_2(x) F_3(x) = [F_1(x) - 1/\Phi(x)]/2\lambda. \tag{13}$$

Функция F_1 является решением однородного уравнения, соответствующего (1). Заметим, что собственной функцией (с. ф.) уравнения (1) функция F_1 будет лишь тогда, когда при $x\to\infty$ она не возрастает экспоненциально. Поэтому собственные значения (1) равны $\lambda_n=2n+1$, а с. ф. суть $F(-n, 1/2, x^2)$. Они с точностью до численного множителя совпадают с многочленами Эрмита $H_{2n}(x)$. По этим с. ф. можно разложить ФП (4) (см. [12] или [13]) и решение (6):

$$I(x, x_1) = \frac{\delta(x - x_1)}{\Phi(x_1)} + \lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_{2n}(x) H_{2n}(x_1)}{2n + 1 - \lambda} \frac{1}{2^{2n} (2n)!}$$
(14)

Из (14) можно получить выражения для вкладов рассеяний различных кратностей, если разложить дробь $[2n+1-1]^{-1}$ по степеням λ .

Отметим, что (6) сильно упрощается при $x_1=0$, а именно:

$$I(x, 0) = \pi^{1/2} \delta(x) + h \pi^{1/2} W(x). \tag{15}$$

Если $\lambda \to 1$, то интенсивность излучения стремится к бесконечности. Легко показать, что тогда при фиксированных x и x_1 интенсивность $I(x, x_1) \sim (1-\lambda)^{-1}$. В крыле линии $(|x| \to \infty)$ поведение интенсивности излучения определяется функцией W(x), для которой

$$W(x) \sim \Gamma(1/2 - i/2) |x|^{-(1-i)}/2\pi^{1/2}$$
 (16)

4. Нестационарное свечение бесконечной среды. Если мощность источников в бесконечной среде зависит от частоты и от времени, то нестационарная интенсивность определяется уравнениями

$$t_{2}\partial I/\partial t = -\left[\Phi(x) + \beta\right]I + \Phi(x) S(x, t),$$

$$t_{1}\partial S/\partial t = -S + i \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') I(x', t) dx'/\Phi(x).$$
(17)

Здесь согласно обозначениям [8] t_1 —среднее время, проводимое фото. нами в поглощенном состоянии, а t_2 —в пути между рассеяниями, S—функция истолников, пропорциональная энергии, излучаемой на частоте x, деленной на $\Phi(x)$. К уравнениям (17)необходимо добавить начальные условия для I (если только $t_2 \neq 0$) и для S (кроме случая $t_1 = 0$).

Как известно (см., например, [14]), применение преобразования Лапласа по времени к нестационарным уравнениям переноса сводит их к стационарным, в которых λ заменено на $\lambda/(1+st_1)$ и β на $\beta+st_2$ где s—аргумент преобразования. Легко убедиться, что и (17) сводится к (1) с теми же заменами, причем источниковый член оказывается равным $[t_2I+t_1\Phi(x)S/(1+st_1)]_{t=0}$. Следовательно, нужно, воспользовавшись решениями стационарных задач, обратить преобразование Лапласа.

В случае ППЧ решение (17) получено при $\lambda=1$, $\beta=0$, $t_1=0$ и доплеровском профиле поглощения в [15], а при любых профилях, $\lambda \leqslant 1$, β , t_1 и t_2- в [16]. Заметим, что при $t_2=0$, $t_1=1$, $\beta=0$, $\lambda=1$ и начальном условии $I(x, x_1, 0)=S=\delta(x-x_1)/\Phi(x_1)$ решение имеет вид (здесь, как и в (2), $\Phi(x)$ —произвольно)

$$I(x, x_1, t) = \delta(x - x_1) e^{-t/\Phi}(x) + 1 - e^{-t}.$$
 (18)

При ЧПЧ решение, как и стационарное, удается получить также при ФП вида (4) в двух крайних случаях: $\lambda = 1$, $t_1 = 0$ и $\beta = 0$, $t_2 = 0$.

5. Нестационарные решения при ЧПЧ.

а) Случай $\lambda=1$, $t_1=0$. Не ограничивая общности можно считать, что $t_2=1$, а $\beta=0$. Для отличного от нуля β решение получается домножением решения, соответствующего $\beta=0$, на e^{-3t} . Из (5) при начальном условии $I(x, x_1, 0)=\delta(x-x_1)$ легко вывести

$$I(x, x_1, t) = \delta(x - x_1) e^{-t\Phi(x_1)} + t \int_{\frac{1}{2}}^{\infty} \Phi(y) e^{-t\Phi(y)} dy.$$
 (19)

Это решение было найдено Филдом [7]. Хотя он считал, что $x_1 = 0$, но и в случае произвольных x_1 решение получается так же.

6) Случай $t_2 = 0$, $\beta = 0$. Здесь тоже можно положить $t_1 = 1$, $\lambda = 1$. Если $\lambda < 1$, то (см. [17] или [14]) в решении при $\lambda = 1$ надо заменить t на λt и умножить результат на $\lambda e^{-(1-\lambda)t}$. Хотя в принципе можно выписать решение при любом x_1 , мы ограничимся случаем $x_1 = 0$, то есть начальным условием $I(x, 0, 0) = S = \pi^{1/2} \delta(x)$. Исходя из (9) и пользуясь формулами 5.5 (31, 35) из таблиц [18], получим

$$I(x, 0, t) = \pi^{1/2} \delta(x) e^{-t} +$$

$$+ (t/2)^{1/2} e^{-t} \int_{0}^{\infty} \exp[-x^{2}/(e^{y}-1)] \, dy \, I_{1}((2ty)^{1/2}) \left[y (e^{y}-1)\right]^{-1/2}.$$
(20)

Решение для любого х, легко получить из (14). Оно имеет вид

$$I(x, x_1, t) = \sum_{n=0}^{\infty} H_{2n}(x) H_{2n}(x_1) \exp\left[-\frac{2nt}{(2n+1)}\right]/2n^{2n}(2n)!$$
 (21)

Решение (20), как и (18), нормировано таким образом, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} c^{1}(x) /(x, x_{1}, t) dx = 1.$$
 (22)

Методом перевала из (20) можно получить, что при $\ln x\gg 1$ и $\ln x\gg t$

$$I(x, 0, t) \sim (\pi t/\ln x)^{1/2} e^{-t} I_1 (2 (t \ln x)^{1/2})/2x.$$
 (23)

В противоположном случае $t \gg 1$, $t \gg \ln x$ интенсивность достигает своего асимптотического значения, как и у (18), равного 1. Линия имеет бесконечно узкий пик в центре, сила которого убывает со временем экспоненциально. Этот пик накладывается на плато высоты 1, простирающееся до частот $x \sim e^t$. В более далеком крыле интенсивность убывает с частотой и растет со временем согласно (23). В случае же ППЧ интенсивность (18) вне пика вообще не зависит от частоты.

Так же себя ведет решение задачи, получающееся при условии, что интенсивность имеет δ -образную особенность по t. Интенсивность при любом t в этом случае равна сумме (20) и производной от нее по t. При дифференцировании следует учесть, что в точке t=0 функция (20) имеет скачок. В результате получится

$$I(x, 0, t) = \pi^{1/2} \delta(x) \delta(t) + \frac{1}{2} e^{-t} \int_{0}^{\infty} \exp\left[-\frac{x^{2}}{e^{y}-1}\right] \frac{dy}{(e^{y}-1)^{1/2}} I_{0}((2yt)^{1/2}).$$
(24)

При $t\gg\ln x$ выражение (24) близко к 1, как и (20). Асимптотика же (24) при $x\gg c^t$ получается из (23) или непосредственно из (24) и имеет вид

$$I(x, 0, t) \sim \pi^{1/2} e^{-t} I_0 (2 (t \ln x)^{1/2})/2x.$$
 (25)

Асимптотики функций (20) и (24) можно получить и из асимптотик стационарного решения (15), в частности из (16), путем обращения преобразования Λ апласа. Результаты получаются те же. В случае ППЧ соогветствующая (24) интенсивность равна внеинтегральному слагаемому (24) плюс 1.

Таким образом, качественное поведение полученных решений при ЧПЧ с ФП (4) очень близко к поведению их при ППЧ. Различия наблюдаются только в очень далеком крыле. Вывод о близости рассеяния с ФП (4) и при ППЧ был сделан еще в [8].

Ленинградский государственный университет

EXACT SOLUTIONS OF EQUATION OF TRANSFER OF LINE RADIATION WITH PARTIAL FREQUENCY REDISTRIBUTION

D. I. NAGIRNER

Multiple scattering of radiation in Doppler broadened spectral line in infinite medium is considered. The primary sources of radiation are assumed to be space-independent and isotropic. Continuum absorption is neglected. The exact expression is found for the intensity of radiation, frequency dependence of the power of primary sources is arbitrary. The intensity is also obtained for the case of time dependent primary sources assuming that the velocity of light is infinite. The time $(t \to \infty)$ and frequency (line wings) asymptotic behaviour of the intensity is also studied.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир. М., 1982.
- 2. N. B. Yengtharan, A. G. Nikoghosslan, J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer, 13, 787, 1973.
- 3. A. G. Nikoghossian, H. A. Haruthunian, Astrophys. Space Sci., 64, 269, 1979.
- 4. М. М. Баско, ЖЭТФ, 75, 1278, 1978.
- 5. H. Frisch, Astron. Astrophys., 83, 166, 1980
- 6. H. Frisch, Astron. Astrophys., 87, 357, 1980.
- 7. G. B. Field, Ap. J., 129, 551, 1959.
- 8. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТА, М., 1956.
- 9. Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, Астрофизика, 9, 79, 1973.
- H. A. Haruthunian, A. G. Nikoghossian, J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer, 19, 135, 1978.

- И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Наука, М., 1971.
- 12. W. Unno, Ap. J., 129, 388, 1959.
- 13. D. G. Hummer, M.N.R.A.S., 125, 21, 1962.
- 14. Д. И. Нагирнер, Астрофизика, 10, 446, 1974.
- 15. V. V. Ivanov, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 19, 192, 1967.
- 16. Д. И. Нагирнер, Вестн. ЛГУ, № 7, 138, 1977.
- 17. Д. И. Нагирнер, Астрофизика, 5, 31, 1969.
- 18. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, Таблицы интегральных преобразований, т. 1, Наука, М., 1969.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4 '

УДК 524.57

ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ НЕСФЕРИЧЕСКИХ ПЫЛИНОК. I

н. в. вощинников, в. б. ильин

Поступила 20 апреля 1982 Принята к печати 27 июля 1982

Получены выражения для факторов эффективности лучевого давления для бесконечных круговых цилиндров. Проведены расчеты планковских средних сечений лучевого давления для статически ориентированных цилиндрических пылинок, состоящих из графита, чистого и загрязненного железа, льда, силикатов (обсидиан и базальт) и карбида кремния. Рассматривались частицы с радиусами от 0.001 до 1 мкм и четыре значения эффективной температуры: 3300, 5770, 15500 и 40000 К. Обсуждается зависимость планковских средних сечений от температуры, размера пылинок и направления падающего излучения; для металлических частиц эти сечения зависят от состояния поляризации падающего излучения.

1. Введение Движение пылевых частиц под действием анизотропного потока излучения является важной частью многих астрофизических задач. Лучевое давление Солнца определяет динамические процессы в межпланетной среде, влияя на ориентацию хвостов комет, орбиты микрометеоров и распределение частиц в зодиакальном облаке [1, 2]. Давлением излучения звезд выметаются пылинки из диффузных и отражательных туманностей [1, 3]. Пылевые частицы, ускоряемые излучением красных гигантов и сверхгигантов, увлекают за собой в межзвездное пространство газ [4]. В межоблачной среде такие пылинки могут дополнительно ускоряться излучением звезд и эффективно нагревать газ в межзвездных облаках [5]. Селективное действие силы лучевого давления на пылевые частицы разных размеров способствует их росту в межзвездной среде при столкновениях друг с другом [6]. Наконец, интегральным излучением звезд галактического диска пылинки выметаются во внешние части Галактики [7].

Является общепризнанным, что в межзвездной среде присутствуют несферические частицы. Такие частицы неоднократно использовались для интерпретации поляризационных наблюдений зодиакального света, комег, звезд поздних спектральных классов [1, 8]. Однако до сих пор рассматривалось движение лишь сферических пылинок. Это связано, во-первых, с отсутствием расчетов сечений лучевого давления для несферических частиц

(лишь недавно Кохэном и Альпертом [9] вычислены относительные факторы лучевого давления для бесконечных круговых цилиндров для одного случая поляризации падающего излучения) и, во-вторых, с тем, что уравнения движения сферических частиц легче решаются. Существенно, что для несферических частиц величина силы лучевого давления зависит как от направленя, так и от состояния поляризации падающего излучения, а ее направление в общем случае не совпадает с направлением падающего луча.

В данной работе приведены выражения для факторов эффективности лучевого давления для излучения произвольной поляризации, падающего на бесконечный круговой цилиндр, и результаты расчетов планковских средних сечений лучевого давления для статически ориентированных цилиндрических пылинок, состоящих из различных материалов. Результаты аналогичных расчетов для динамически эриентированных цилиндрических частиц изложены в следующей статье.

Несомненно, считать межзвездные пылинки бесконечными цилиндрами нереалистично, однако в работе [,10] указано, что различия между излучением, рассеянным конечным и бесконечным цилиндром становятся малыми, если длина цилиндра превосходит его радиус в четыре раза и более. Отметим, что некоторые расчеты планковских средних сечений лучевого давления для сферических пылинок были проведены в работах [6, 11].

2. Факторы эффективности лучевого давления. Рассмотрим невращающийся бесконечный круговой цилиндр раднуса a, на который падает излучение с длиной волны b, причем направление падающего излучения составляет угол $\pi/2$ — α с осью цилиндра. Факторы эффективности лучевого давления для случаев, когда ось цилиндра параллельна электрическому (E) и магнитному (H) вектору падающего излучения, определяются выражением

$$Q_{\rm pr}^{E,H} = Q_{\rm ext}^{E,H} - \langle \cos \theta \rangle_{E_{\rm e}H} Q_{\rm sca}^{E,H}. \tag{1}$$

где $Q_{\text{есс}}$ и $Q_{\text{есс}}$ — фактор эффективности ослабления и рассеяния. Произведение $\cos\theta > Q_{\text{есс}}$ пропорционально части импульса, возвращаемой рассеянным излучением; выражение для него можно получить интегрированием по θ квадратов амплитудных функций рассеяния, умноженных на $\cos\theta$ (θ — угол, отсчитываемый в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра [12]). С учетом известных формул для $Q_{\text{есс}}^{E,H}$ [13], имеем

$$Q_{\text{pr}}^{E} = \frac{2}{x} \operatorname{Re} \left\{ b_{0}^{E} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_{n}^{E} \right\} - \frac{4}{x} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} b_{n}^{E} (b_{n-1}^{E})^{*} + \sum_{n=2}^{\infty} a_{n}^{E} (a_{n-1}^{E})^{*} \right\}, \quad (2)$$

$$Q_{p,r}^{H} = \frac{2}{x} \operatorname{Re} \left\{ a_{0}^{H} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_{n}^{H} \right\} - \frac{4}{x} \sum_{n=2}^{\infty} b_{n}^{H} (b_{n-1}^{H})^{*} + \sum_{n=1}^{\infty} a_{n}^{H} (a_{n-1}^{H})^{*} \right\}, \quad (3)$$

где $x=2\pi a/\lambda$, а звездочка означает комплексное сопряжение. Коэффициенты a_n^E , b_n^E , a_n^H , b_n^H определяют внешнее поле излучения и зависят от x, α и m=n-ki— показателя преломления вещества цилиндра, причем $b_n^H=-a_n^E$. Выражения для этих коэффициентов через функции Бесселя первого рода целого порядка (действительного и комплексного аргументов) $\int_n (z)$ и функции Ханкеля второго рода (действительного аргумента) $H_n(z)$ и их производные получены в работе Линда и Гринберга [13].

В рэлеевском приближении ($x \ll 1$, | m^2 -- $\sin^2\alpha$ | $^{1/2}$ x $\ll 1$), учитывая асимптотическое поведение функций $J_n(z)$ и $H_n(z)$ и их производных при малых значениях z, получим

$$Q_{\rm pr}^{E} = -\frac{\pi x}{2} \, \operatorname{Im} \left(m^{2} - 1 \right) \cos^{2} \alpha - \pi x \, \operatorname{Im} \left(\frac{m^{2} - 1}{m^{2} + 1} \right) \sin^{2} \alpha +$$

$$+ \frac{\pi^{2} x^{3}}{8} \, |m^{2} - 1|^{2} \cos^{1} \alpha + \frac{\pi^{2} x^{3}}{4} \, \left| \frac{m^{2} - 1}{m^{2} + 1} \right|^{2} \sin^{2} \alpha \, (1 + \sin^{2} \alpha) -$$

$$- \frac{\pi^{2} x^{3}}{4} \, \operatorname{Re} \left(\frac{(m^{2} - 1)^{2}}{m^{2} + 1} \right) \sin^{2} \alpha \cos^{2} \alpha,$$

$$(4)$$

$$Q_{\rm pr}^{H} = -\pi_{\rm X} \ln \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right) + \frac{\pi^2 x^3}{4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right|^2 (1 + \sin^2 \alpha). \tag{5}$$

Первые два слагаемых в формуле (4) и первый член в формуле (5) являются приближенными выражениями для $Q_{\rm abs}^E$ и $Q_{\rm abs}^H$, следующие два слагаемых в (4) и второй член в (5) — для $Q_{\rm sca}^E$ и $Q_{\rm sca}^H$ соответственно. Последнее слагаемое в (4) представляет собой выражение для $\langle \cos \theta \rangle_E \cdot Q_{\rm sca}^E$ в рэлеевском приближении.

В работе [9] показано, что для непоглощающих цилиндров при $\alpha \neq 0^\circ$ сила лучевого давления направлена перпендикулярно оси цилиндра, а не вдоль падающего луча. Для поглощающих частиц сила лучевого давления имеет две составляющие, одна из которых пропорциональна фактору эффективности поглощения $Q_{\rm ab}$ и направлена вдоль падающего луча, а другая пропорциональна $(1-\langle\cos\theta\rangle)\,Q_{\rm sca}$ и направлена перпендикулярно оси цилиндра. Для практических целей важно знать компоненты силы лучевого давления, направленные параллельно и перпендикулярно падающему излучению. Эти компоненты выражаются через факторы эффективности лучевого давления $Q_{\rm pr}^{E,\ H}$ и $Q_{\rm pr}^{E,\ H}$ и $Q_{\rm pr}^{E,\ H}$, причем

$$Q_{\text{pr 1}}^{E, H} = Q_{\text{abs}}^{E, H} + (1 - \langle \cos \theta \rangle_{E, H}) Q_{\text{sca}}^{E, H} \cos \alpha, \tag{6}$$

$$Q_{\text{pr}\,2}^{E,\,H} = (1 - \langle \cos\theta \rangle_{E,\,H}) Q_{\text{sea}}^{E,\,H} \sin\alpha. \tag{7}$$

Не сомневаясь в важности трансверсального компонента силы лучевого давления для некоторых астрофизических задач, в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением радиального компонента, пропорционального фактору $Q_{\rm pr \ I}^{E, \ H}(x, \alpha, m(\lambda))$.

3. Планковские средние сечения. Выражения для планковских средних сечений лучевого давления для сильно вытянутых цилиндрических частиц записываются следующим образом:

$$\overline{C}_{pr}^{E,H}(a,\alpha,T) = G \cdot \overline{Q}_{pr}^{E,H}(a,\alpha,T), \tag{8}$$

тде G — геометрическое поперечное сечение, а

$$\overline{Q}_{pr}^{E, H}(\alpha, \alpha, T) := \frac{15}{\pi^4} \int_{0}^{\infty} Q_{pr1}^{E_0 H} \left(\frac{2\pi a k T y}{hc}, \alpha, m \left(\frac{hc}{k T y} \right) \right) \frac{y^3}{e^y - 1} dy \qquad (9)$$

- нормированные планковские средние факторы эффективности лучевого давления. Здесь T—температура, y = hc/kT, c—скорость света, h и k—постоянные Планка и Больцмана. Интегрирование в (9) проводилось методом Ньютона—Котеса восьмого порядка [14]; промежуток интегрирования по y выбирался от 0 до 20. Относительная погрешность при нахождении интеграла составляла 10^{-5} . При |m| x < 0.05 факторы эффективности лучевого давления вычислялись по приближенным рэлеевским формулам; в остальных случаях расчеты велись по точным формулам.
- 4. Оптические постоянные. При изучении межзвездной и межпланетной пыли обычно рассматривают частицы различного химического состава. Считается, что в атмосферах холодных гигантов и сверхгигантов, богатых кислородом, конденсируются силикатные и железные частицы, а в атмосферах углеродных звезд частицы из графита и карбида кремния (Si C) [15]. В межзвездной среде, по-видимому, присутствуют также и ледяные пылинки (или пылинки с тугоплавким ядром и ледяной оболочкой), на что указывают характерные полосы поглощения льда на 3.1 и 45 мкм, найденные в спектрах ряда молекулярных облаков [16]. Источником ледяных частиц в межпланетной среде могут служить ядра комет. Кроме того, космические и наземные исследования околосолнечного пылевого облака и различных типов метеоритов указывают, что межпланетные пылипки могут состоять и из тугоплавких материалов, таких, как железо, гра-

фит, различные силикаты [1, 2]. Поэтому мы выбрали для расчетов частицыиз графита, льда, карбида кремния и два типа железных (Fe 1 и Fe 2) и силикатных (обсидиан и базальт) частиц.

По своим оптическим свойствам выбранные вещества разделяются на две группы: с металлическими (Fe 1, Fe 2, графит) и диэлектрическими (лед, обсидиан, базальт) свойствами. У металлов мнимая часть показателя преломления в видимой части спектра велика, а у диэлектриков — мала. Особое положение занимают частицы из SiC, имеющие большое n и k=0. Сведения об источниках, из которых взяты данные о показателях преломления использованных веществ, приведены в табл. 1.

Два сорта железных частиц, рассмотренных нами, можно охарактеризовать как чистое (Fe 1) и загрязненное (Fe 2) железо. В первом случае сведения о показателях преломления основаны на экспериментальных данных для чистого железа, а во втором — рассчитаны для частиц с высоким содержанием металлов. Основное различие между чистым и загрязненным железом заключается в том, что в ближней ИК-области спектра мнимая часть показателя преломления для Fe 1 примерно в два раза больше, чем для Fe 2, то есть Fe 2 содержит более прозрачные материалы (например, силикаты).

Значение мнимой части показателя преломления льда было принято равным k=0.01 при $\hbar\lambda$ 0.17—2.7 мкм, поскольку в ледяных пылинках могут присутствовать примеси (окислы и гидраты металлов и т. д.) [23].

Обсидиан и базальт представляют собой вулканические горные породы, по химическому составу более чем наполовину состоящие из Si O_2 . Базальт отличается более высоким содержанием окислов металлов Al_2O_3 , FeO_3 , MgO_4 и др. и поэтому большим значением мнимой части показателя преломления.

5. Результаты и обсуждение. Расчеты величин $Q_{\rm pr}^{\rm RH}(a,\alpha,T)$ были проведены для цилиндрических частиц с раднусами от 0.001 до 1 мкм, шести значений $\alpha=0^{\circ}$ (15°) 75° и четырех температур 3300, 5770, 15500 и 40000 К. Эти значения являются эффективными температурами гиганта класса М 5 [31] и звезд главной последовательности спектральных классов G 2.5 (Солице), В 5 и О 5 [32]. Последние две звезды выбраны в качестве примеров звезд, вызывающих свечение диффузных и отражательных туманностей.

Рассчитанные планковские средние сечения для диэлектрических частиц, как правило, намного меньше, чем для металлических, что объясняется более эффективным поглощением последними падающего излучения. Кроме того, оказалось, что поведение $\overline{Q}_{\rm pr}^{E-H}$ для графита и Fe 2 очень похоже. Похоже также поведение $\overline{Q}_{\rm pr}^{E-H}$ для силикатных и ледяных пылинок, причем сечения лучевого давления для частиц из базальта немного

больше, а для ледяных частиц немного меньше, чем для частиц из обсидиана.

> Таблица / СВЕЛЕНИЯ ОБ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ

Вещество	ДХ, МКМ	Литература	X ПОСТОЯННЫХ Примечания
201300130		vinic parypa	11phaosann
Графит	0.005-0.3	[17]	
	0.36 - 10	[18]	
1.7	10124	[19]	*
	124-104		n=6.988, k=58.57
Желе зо-1	0.1-0.367		n=1.95, k=3.53
	0.367-0.629	[20]	
	0.75.0]21]	
	6.0-18	[22]	
	18-104		n-18.9, k=48.6
Желе зо-2	0.1-0.39	1.4	n=1.12, k=1.24
	0.39-1.0	[23]	
	1.0-104		$n=2.45-\lambda^{1/2}, k=2.45, \lambda^{1/2}$
Загрязненный	0.005-1.0	[23]	В области АЛ 0.17 + 2.7 мкм
хед	1.0-1.2	[24]	Принято к 001
	1.25-333	[25]	
200	333—104	-	n=1.79, k=0.024
Обсидиан	0.1 - 0.46	[26]	
	0.46-50	[27]	
	50-104		n=2.29, k=0.14
Базальт	0.1-0.46	[26]	
	0.46 - 50	[27]	
	50-104		n=2.14, k=0.071
Карбид	0.124-0.4	[28]	
жремния	0.4—40	[29]	В работе [29] приведены лишь
			вивчения $n(\lambda)$; для $\lambda\lambda$ 10 \div
			чины k(1) из работы [30], в
			остальном диапизоне принято k 0
	40—104	-	n=3.11, k=0

На рис. 1 представлена зависимость $Q_{\rm pr}^{E-H}$ от α для частиц из графита и обсидиана. Заметим, что при малых значениях α и T на значительной части промежутка интегрирования факторы эффективности лучевого давления вычисляются по рэлеевским формулам (6) и (7), которые а определяют зависимость величин $Q_{\rm pr}^{E}$ и $Q_{\rm pr}^{H}$ от α . При этом для

металлов $Q_{\rm pr \ 1}^{E, \ H} \approx Q_{\rm abs}^{E, \ H}$, а для диэлектриков $Q_{\rm pr \ 1}^{E} \approx (1-\langle \cos \theta \rangle_{E})$ $Q_{\rm sca}^{E} \cos \alpha$ и $Q_{\rm pr \ 1}^{H} \approx Q_{\rm sca}^{H} \cdot \cos \alpha$. При $\alpha \to 90^{\circ} \ \overline{Q}_{\rm pr}^{E} \approx \overline{Q}_{\rm pr}^{H}$, поскольку в рядах (2) и (3) доминирует член с n=1 и $a_{1}^{H} \approx b_{1}^{E}$ [13].

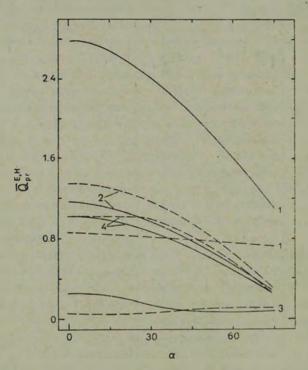


Рис. 1. Нормированные планковские факторы эффэхтивности лучевого давления $\overline{Q}_{\rm pr}^E$ (сплошные линии) и $\overline{Q}_{\rm pr}^H$ (штриховые линии) для цилиндрических пылинок с радиусом a = 0.1 мкм (1—графитовые частицы, T = 3300 K; 2—графитовые частицы, T = 40000 K; 3— частицы из обсидиана, T = 3300 K; 4— частицы из обсидиана, T = 40000 K).

Для металлических частиц планковские средние факторы $\overline{Q}_{\rm pr}^E$ и $\overline{Q}_{\rm pr}^H$ совершенно по-разному зависят от a (рис. 2, 3), то есть сечения и сила лучевого давления обусловлены состоянием поляризации падающего излучения. При этом при малых значениях a, T и α $\overline{Q}_{\rm pr}^E$ оказывается намного больше, чем $\overline{Q}_{\rm pr}^H$.

Общим свойством как металлов (рис. 3), так и диэлектриков (рис. 4) является то, что при увеличении температуры положение максимумов $\overline{Q}_{\rm pr}^{E,H}$ смещается в сторону меньших a. Такая ситуация является естественной, поскольку, как следует из формулы (9), рост T эквивалентен в некотором смысле уменьшению a. Из рис. 3, 4 следует также, что вели-

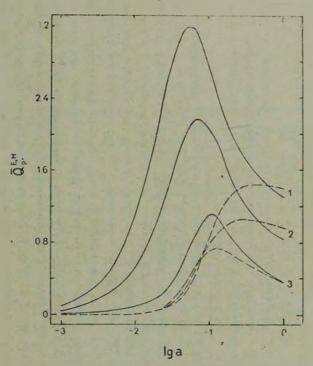


Рис. 2. Нормированные планковские средние факторы вффективности лучевого дврдения $\overline{Q}_{\rm pr}^E$ (сплошные линии) и $\overline{Q}_{\rm pr}^H$ (штриховые линии) для графитовых пылинок, $T=3300~{\rm K}$ (1 — $\alpha=0^{\circ},~2-\alpha=45^{\circ},~3-\alpha=75$).

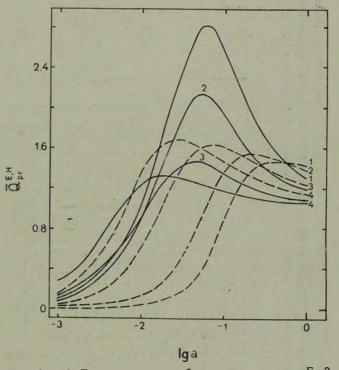


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для частиц из Fe 2, $\alpha=0^\circ$ (1 — T=3300 K, 2 — T=5770 K, 3 — T=15500 K, 4 — T=40000 K).

чина максимумов $\overline{Q}^E_{\rm pr}$ для металлов убывает, а для диэлектриков растег с увеличением T. Это вызвано тем, что диэлектрики более эффективно поглощают излучение в ультрафиолете, а металлы — в видимой и ${\it HK}$ областях спектра.

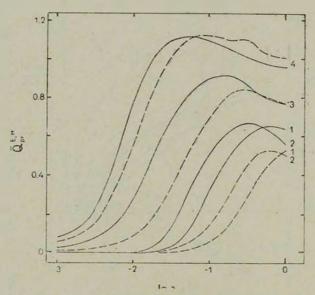


Рис. 4 То же, что на рис. 3. но для частиц из базальта.

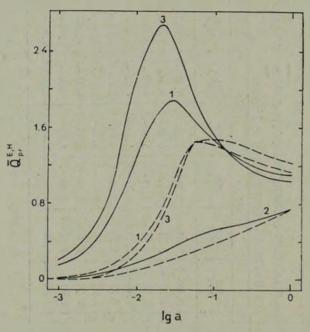
Отметим, что зависимости планковских средних факторов лучевого давления от a для частиц из Fe 1 аналогичны приведенным на рис. 3, однако максимумы несколько шире и выше, а их положение смещено в сторону меньших a.

Для частиц из карбида кремния величины $Q_{\rm pr}^{E.\ H}$ приведены в таблице 2 для $T=3300\ {\rm K}$ и на рис. 5 для $T=15500\ {\rm K}$ и $\alpha=0^{\circ}$. На этом же рисунке нанесены зависимости $\overline{Q}_{\rm pr}^{E.\ H}$ (α , 0° , $15500\ {\rm K}$) для ледяных и графитовых пылинок. Из рис. 5 и сравнения табл. 2 с рис. 2 следует, что ход планковских средних факторов лучевого давления для частиц из SiC при малых значениях α не отличается от таковых для металлов; при этом значения $\overline{Q}_{\rm pr}^{E}$ и $\overline{Q}_{\rm pr}^{H}$ сильно различаются, однако их зависимости от α не являются столь гладкими, как для металлов (рис. 1). При больших значениях α зависимости $\overline{Q}_{\rm pr}^{E.\ H}$ от α уже больше напоминают аналогичные зависимости для диэлектриков. Отметим также, что до $T=15500\ {\rm K}$ величина максимума $\overline{Q}_{\rm pr}^{P}$ растет, как у диэлектриков (это связано с появлением у показателя преломления

 $T_{a6
m Лицa}$ 2 НОРМИРОВАННЫЕ ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ ФАКТОРЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ $\overline{Q}_{\rm nr}^E$ и $\overline{Q}_{\rm nr}^H$ ДЛЯ ПЫЛИНОК ИЗ КАРБИДА КРЕМНИЯ, $T=3300~{
m K}$

α	0	0° 15°		30°		45°		60°		75°		
a, mkn	$\overline{Q}_{ m pr}^E$	\overline{Q}_{pr}^{H}	$\overline{Q}_{\mathrm{pr}}^{E}$	\overline{Q}_{pr}^{H}	\overline{Q}_{pr}^{E}	$\overline{Q}_{\mathfrak{pr}}^{H}$	\overline{Q}_{pr}^{E}	\overline{Q}_{pr}^{H}	$\overline{Q}_{\mathrm{pr}}^{E}$	$\overline{Q}_{ m pr}^O$	$\overline{Q}_{ m pr}^E$	Q_{pr}^H
0.001	2.51-5	8.70-7	2.18-5	8.84-7	1.44-5	9.08-7	7.21-6	8.99-7	2.90-6	8.13-7	1.06-6	6.40-7
0.005	2.07-3	6.01-5	1.71-3	6.20-5	9.48-4	6.53-5	3.22-4	6.44-5	6.98-5	5.38-5	2.79-5	3.19-5
0.01	1.86-2	4.69-4	1.53-2	4.86-4	8.30-3	5.18-4	2.66-3	5.19-4	5.00-4	4.37-4	2.04-4	2.58-4
0.05	1.50	5.14-2	1.33	5.86-2	9.08-1	7.70-2	4.19-1	9.72-2	1.16-1	1.05-1	7.10-2	8.11-2
0.1	2.39	4.18-1	2.23	4.37-1	1.76	4.77-1	1.10	5.02-1	4.95-1	4.71-1	2.93-1	2.90-1
0.2	2.06	1.19	1.94	1.15	1.62	1.04	1.14	8.67-1	5.99-1	6.24-1	3.00-1	2.96 - 1
0.3	1.68	1.34	1.64	1.28	1.31	1.09	9.22-1	8.54-1	4.94-1	5.71-1	2.28-1	2.41-1
0.5	1.30	1.25	1.21	1.15	9.84-1	1.00	6.81-1	7.58—1	3.42-1	4.80-1	1.54-1	1.81-1
1.0	1.01	1.07	9.42-1	1.02	7.60-1	8.74-1	4.94-1	6.61-1	2.48-1	4.06-1	9.62-2	1.41-1

отличной от нуля мнимой части при $\kappa <$ мкм), а при $T = 40000 \ \mathrm{K}$ становится меньше.



Ряс. 5. Нормированные планковские средние факторы вффективности лучевого давления \overline{Q}_{pr}^E (сплошные линии) и \overline{Q}_{pr}^H (штриховые линии) для цилвидрических пылинок, $T=15500~{\rm K},~\alpha=0^\circ$ (1—графитовые частицы; 2— ледяные частицы; 3— частицы из SiC).

- 6. Заключение. Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:
- а) Получены точные и приближенные выражения для факторов эффективности лучевого давления для бесконечных круговых цилиндров.
- 6) Проведены расчеты планковских средних сечений лучевого давления для статически ориентированных цилиндрических пылинок с радиусами от 0.001 до 1 мкм, состоящих из графита, чистого (Fe 1) и загрязненного (Fe 2) железа, льда, силикатов (обсидиан и базальт) и карбида кремния, для четырех значений температуры: 3300, 5770, 15500 и 40000 К.
- в) Для частиц с металлическими свойствами (Fe 1, Fe 2, графит) планковские средние сечения лучевого давления сильно зависят от состояния поляризации падающего излучения. Для диэлектриков (лед, обсидиан, базальт) планковские средние сечения лучевого давления увеличиваются

с ростом температуры, но, как правило, остаются меньшими, чем для металлов. Частицы из карбида кремния проявляют металлические свойства в тех случаях, когда излучение падает почти перпендикулярно к оси цилиндра, и диэлектрические — когда угол между направлением падающего излучения и осью цилиндра мал.

Ленинградский государственный университет

PLANCK MEAN CROSS SECTIONS FOR RADIATION PRESSURE FOR NONSPHERICAL GRAINS. I

N. V. VOSHCHINNIKOV, V. B. IL'IN

Expressions for efficiency factors for radiation pressure for infinite circular cylinders are presented. Planck mean cross sections for radiative pressure have been computed for static oriented cylindrical grains composed of graphite, pure and dirty iron, ice, silicates (obsidian and basalt) and silicon carbide. The cylindrical grains radii range from 0.001 to 1 um and the effective temperatures are used 3300, 5770, 15500 and 40000 K. Dependence of these mean cross sections from the temperature, the grain size and the direction of the incident radiation are discussed. It is found that for metallic particles Planck mean cross sections for radiation pressure depend on the state of polarization of the incident radiation.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P. G. Martin, Cosmic Dust, Oxford University Press, 1978.
- 2. J. A. Burns, P. L. Lamy, S. Soter, Icarus, 40, 1, 1979.
- 3. W. G. Mathews, Ap. J., 147, 965, 1967,
- 4. S. Kwok, Ap. J., 198, 583, 1975.
- 5. S. P. Tarafdar, N. C. Wickramasinghe, Astrophys. Space Sci., 39, 19, 1976.
- 6. I. C. Simpson, S. Simons, I. P. Williams, Astrophys. Space Sci., 71, 3, 1980.
- 7. H. E. Frohlich, A. N., 302, 15, 1981.
- 8. А. З. Долгинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев, Распространение и поляризация излучения в космической среде, Наука, М., 1979.
- 9. A. Cohen, P. Alpert, Appl. Opt., 19, 558, 1980.
- N. C. Wickramasinghe, Light Scattering Functions for Small Particles with Aplications in Astronomy, Hilger, London, 1973.
- 11. R. C. Gilman, Ap. J., Suppl. ser., 28, 397, 1974.
- 12. M. Kerker, The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation, Academic Press, 1969.
- 13. A. C. Lind, J. M. Greenberg, J. Appl. Phys., 37, 3195, 1966.

- Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер, Машинные методы математических вычислений, Мир. М., 1980.
- 15, E. E. Salpeter, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 267, 1977.
- 16. D. K. Kttken, IAU Symp., 96, 207, 1981.
- 17. S. Isobe, Ann. Tokyo Astron. Obs., 2nd Ser., 12, 263, 1971.
- 18. J. Bergest, J. Lefeure, R. Kandel, M. Lunel, F. Stbille, Astron. Astrophys., 52, 245, 1976.
- 19. S. Aiello, F. Mencaraglia, Astrophys. Space Sci., 51, 111, 1977,
- 20. H. T. Yolhen, J. Kruger, J. Opt. Soc. Amer., 55, 842, 1965.
- 21. И. Е. Лексина, Н. В. Пенкина, Физ. металлов и металловедение, 23, 344, 1967.
- 22. A. P. Lenham, D. M. Treherne, J. Opt Soc. Amer., 56, 1137, 1966.
- 23. Дж. М. Гринберг. Межзвездная пыль, Мир. М., 1970.
- 24. W. M. Irvine, J. B. Pollack, Icarus, 8, 324, 1968,
- 25. J. E. Bertie, H. J. Labbè, E. Whalley, J. Chem. Phys., 50, 4501, 1969.
- 26. P. L. Lamy, Icarus, 34, 64, 1978.
- 27. J. B. Pollack, O. B. Toon, B. N. Khare, Icarus, 19, 372, 1973.
- H. R. Philipp, E. A. Taft, Silicon Carbide, eds. J. R. O'Konnor, J. Smiltons, Pergamon Press, 1960, p. 366.
- 29. А. Н. Пихтин. В. Т. Прокопенко, В. С. Рондарев, А. Д. Яськов, Оптика и спектроскопия, 43, 711, 1977.
- 30. W. G. Spitzer, D. Kleinman, D. Walsh, Phys. Rev., 113, 217, 1959.
- 31. T. Tsuji, Astron. Astrophys., 99, 48, 1981.
- 32. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир. М., 1977.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4

УДК 524.52-36

СТОЛКНОВЕНИЯ МАССИВНЫХ ГАЗОВЫХ ОБЛАКОВ С ПЕРВИЧНЫМ ХИМИЧЕСКИМ СОСТАВОМ

А. А. СУЧКОВ, Ю. А. ЩЕКИНОВ, М. А. ЭДЕЛЬМАН Поступила 22 июля 1981 Припята к печати 27 июля 1982

Рассматривается термохимическая эволюция вещества с первичным химическим составом при столкновениях газовых облаков со скоростями 40-200 км/с; массы облаков $M=10^6\div 10^9~M_{\odot}$. Найдены изменения со временем температуры, степени ионизации и концентрации молекул H_2 и HD за фронтом ударной волны. Показано, что молекулы H_2 и HD образуются в значительном количестве; они обеспечивают охлаждение газа до температур $T\sim 10-30~{\rm K}$. Результаты обсуждаются в связи с проблемой звездообразования на ранних стадиях формирования галактик.

1. Введение. Существует убежденность, что эффективным механизмом звездообразования может быть столкновение газовых облаков. Тинсли и Ларсон, например, построили модель эволюции эллиптических галактик, в которой этот механизм является определяющим [1]. Однако, как это ни парадоксально, последовательный количественный анализ самого процесса столкновения и сопровождающего его звездообразования до сих пор не был сделан, и идея об усиленном рождении звезд в этом процессе была основана только на общих соображениях о том, что за фронтом столкновительной ударной волны происходит сильное сжатие и быстрое охлаждение газа, т. е. возникают условия для гравитационной фрагментации на малые, предположительно звездные, массы. На самом деле эта схема упускает из виду ряд принципиальных факторов. Как показал Стоун [2, 3], условия гравитационной неустойчивости практически не меняются в результате столкновения; в итоге он пришел к заключению, что этот процесс вообще не влияет на звездообразование. Но в работе [4] было обращено внимание на то, что в сжатом ударной волной слое развивается неустойчивость типа неустойчивости Рэлея—Тейлора, рассмотренная Элмегринами [5]. С учетом этого обстоятельства рождение звезд оказывается возможным, причем только в ограниченном интервале масс, зависящем от скорости столкновения, массы облаков, их химического состава и интенсивности космических лучей или рентгеновского излучения, нагревающих газ [4]. В 9 - 1019

аналогичном контексте задачу о столкновениях облаков рассмотрел Смит [6]. Он также пришел к выводу о возможности рождения звезд при столкновениях в некотором ограниченном интервале чисел Маха.

В работах [4, 6] задача о столкновении была рассмотрена применительно к современным условиям в Галактике (с включением случая, когда содержание тяжелых элементов на два порядка меньше современного [4]). В настоящей работе мы анализируем столкновения облаков с первичным (космологическим) химическим составом. Рассматриваются облака с массами $M_{\rm c}=10^8+10^9~M_{\odot}$ и скорости столкновения $V_{\rm st}=40+200~{\rm km/c}$. Такие параметры могут быть характерны для протогалактики и для газовых облаков в протоскоплениях галактик. Эти условия близки к тем, которые предполагаются в [1].

Заметим, что рассмотренную ниже задачу вовсе не обязательно связывать именно с облаками; она может описывать взаимодействие турбулентных сверхзвуковых потоков и иметь отношение к звездообразованию в протогалактике со сверхзвуковой турбулентностью.

2. Постановка задачи. Динамика столкновения. Для простоты будем рассматривать два одинаковых облака с однородным распределением плотности. При их столкновении от контактной плоскости в обе стороны идел ударная волна, за фронтом которой газ нагревается до высоких температур, $T \sim m v_{st}^2/k$, где m— масса атома водорода, v_{st} — скорость облака в системе центра масс, k— постоянная Больцмана. Через время $\tau_0 \lesssim 10^4$ лет газ охлаждается до $T \sim 10^4$ К, так что время поперечного расширения сжатого ударной волной газа составляет $t_\perp \gtrsim D_c/(10~{\rm km/c})$, где D_c — характерный размер облака. Время столкновения имеет порядок $t_{st} \sim D_c/v_{st}$. Рассматривая скорости $v_{st} > 10~{\rm km/c}$, имеем $t>t_{st} > 10$ лоэтому для облаков с размерами $D_c \gg v_{st} \sim 0 > 0.1~nk$ (или $M_c \gg 10^{-3}~n_0 M_{\odot}$) мы можем пренебречь поперечным движением в сжатом слое и решать только одномерную задачу.

Течение газа за фронтом ударной волны можно считать квазистационарным, поскольку характерное время установления движений в сжатом слое $t_r \sim h/v_s$, где h— толщина слоя, v— скорость звука в нем, меньше времени столкновения облаков t_r . Действительно, $h \leq D_c \rho_0/\rho_s$, где ρ_0 , ρ — плотность до столкновения и после; $v_s \sim v_{st} \left(T/T_{ps}\right)^{1/2}$, $\rho \sim 4\rho_0 T_{ps}/T$, T_{ps} , T— температура газа непосредственно за фронтом ударной волны и вдали от него, индекс "ps" относится к параметрам сразу за фронтом ударной волны. Подставляя это в выражение для t_r , получим $t_r \ll (1/4) t_s \left(T/T_{ps}\right)^{1/2}$. Это обстоятельство упрощает решение задачи.

Так как скорость направленного движения газа v_{st} мала по сравиению с тепловой скоростью электронов, температура электронного газа T_c сразу за фронтом ударной волны увеличивается незначительно (приблизительно в — 2.5 раза) и T_c будет меньше температуры ионов T_t [7] (см. также [8]). По мере погружения лагранжева элемента в сжатый слой влектронный газ нагревается ионами. Одновременно часть тепловой энертии теряется при неупругих столкновениях электронов с тяжелыми частицами. Плотность в лагранжевом элементе p и его скорость v (относительно фронта волны) определяются из уравнений сохранений массы pv = const и импульса p + pv^2 = const. Учитывая, что во всех рассмотренных нами случаях количество дважды ионизованного гелия оказывается пренебрежимо малым, мы можем положить $n_{\rm He}$ + $n_{\rm He}$ =

 $=0.1~(n_{\rm H}+n_{\rm P})$. Подставляя теперь в качестве p сумму парциальных давлений электронного и ионного газов: $p=kn[(x+0.1\,y)~T_{\rm e}+1.1\,T_{\rm f}]$ и исключая из этих уравнений v, получим:

$$\rho = \frac{8}{3} \rho_0 \frac{\left[(x + 0.1 \ y) \ T_e + 1.1 \ T_i \right]_{ps}}{(x + 0.1 \ y) \ T_e + 1.1 \ T_i} \left\{ 1 + \frac{3}{4} \frac{(x + 0.1 \ y) \ T_e + 1.1 \ T_i}{\left[(x + 0.1 \ y) \ T_e + 1.1 \ T_i \right]_{ps}} \right\}, \tag{1}$$

после чего скорость находится из уравнения сохранения массы:

$$v = \frac{4}{3} \frac{\rho_0}{\rho} v_{**}, \tag{2}$$

где $x=n_p/(n_{\rm H}+n_p)$ — степень ионизации водорода, n_p — плотность протонов, $n_{\rm H}$ — плотность нейтральных атомов водорода, $n=n_{\rm H}+n_p$, $y=n_{\rm He}+/(n_{\rm He}+n_{\rm He}+)$ — степень ионизации гелия, $n_{\rm He}+$ — плотность однократно ионизованного гелия, $n_{\rm He}$ — плотность нейтральных атомов гелия.

При охлаждении газа в сжатом слое скорость фронта уменьшается практически до нуля. Начиная с этого момента ($t \gtrsim \tau_0$) вместо уравнения (2) следует использовать уравнение

$$v = \frac{\rho_0}{\rho} v_{st}. \tag{3}$$

К уравнениям (1), (2), (3) нужно добавить уравнения энергообмена и химической кинетики.

При анализе столкновения облаков в протогалактике ролью гравитации можно пренебречь. Действительно, отношение кинетической энергии сталкивающихся облаков к их гравитационной энергии равно

$$\hat{n} \sim \frac{M_e v_{st}^2}{(GM_e^2/D_e)} \sim \frac{\rho_e}{G \sigma^2}$$

где $p_e = \rho_0 v_{st}^2$. G— гравитационная постоянная, σ — поверхностная плотность массы. При $\delta \ll 1$ структура сжатого волной слоя определяется гравитацией, при $\delta \gg 1$ — давлением. Принимая для определенности $\delta \gg 3$, получим эквивалентное условие:

$$\frac{M_{\rm c}}{M_{\odot}} \le 5 \cdot 10^9 \left(\frac{v_{\rm at}}{100 \text{ km/c}}\right)^3 \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/2}.$$
 (4)

При $v_{st}=200$ км/с, что порядка вириальной скорости для облаков в протогалактике с массой $M_g\sim 10^{21}\,M_\odot$ и $n_0\leqslant 10^3$ см $^{-3}$ условие (4) выполняется при $M_c\leqslant 10^8\,M_\odot$.

Термохимическая эволюция. Уравнение энергообмена для электронов в лагранжевом элементе объема имеет вид:

$$\frac{dT_{e5}}{dt} = 8.52 \cdot 10^{-4} (T_{e5} - T_{e5}) \left[51 \ T_{e5}^{-3/2} x + (1 - x) \right] n -$$

$$- (L_1 + L_2) (1 - x) n - 1.2 \cdot 10^{-3} (59 - T_{e5}) \exp\left(-\frac{2.45}{T_{e5}}\right) (1 - y) n -$$

$$- 0.15 \ T_{e5} \exp\left(-\frac{2.85}{T_{e5}}\right) (1 - y) n - 3 \cdot 10^{-7} (1.74 \ T_{e5}^{1/2} + 1.45 \ T_{e5}^{-1/2}) xn + \frac{2}{3} \frac{T_{e5}}{n} \frac{dn}{dt},$$

$$(5)$$

здесь $T_5 = T/10^5$ K, время t измеряется в годах; первый член в правой части соответствует обмену энергией между электронами и тяжелыми частицами [7], во втором члене $L_1(\text{см}^3/\text{год})$ — охлаждение, связанное с возбуждением электронами атомов водорода [9, 10], $L_2(\text{см}^3/\text{год})$ — охлаждение, связанное с ионизацией водорода и последующим ускорением освободившегося электрона:

$$L_{1} = \begin{cases} 0.072 \ T_{e5} (28.7 - T_{e5}) \exp\left(-\frac{1.58}{T_{e5}}\right), & T_{e5} \geqslant 0.2 \\ 0.75 (1.05 + T_{e5}) \ T_{e5}^{1/2} \exp\left(-\frac{1.58}{T_{e5}}\right), & T_{e5} < 0.2. \end{cases}$$

 L_2 рассчитана на основе данных [9]; третий и четвертый члены в уравнении (5) описывают охлаждение, связанное с возбуждением и ионизацией атомарного гелия (по данным [9]); пятый — охлаждение при свободносвободных и свободно-связанных переходах [11].

Энергообмен тяжелых частиц описывается уравнением:

$$\frac{dT_{i5}}{dt} = -8.52 \cdot 10^{-4} \left(T_{i5} - T_{e5} \right) \left[51 \cdot T_{e5}^{-3/2} + (1-x) \right] xn + \frac{2}{3} \frac{T_{i5}}{n} \frac{dn}{dt} \cdot (6)$$

Здесь первый член соответствует обмену энергией с электронами, второй — нагреву при адиабатическом сжатии. Потери энергии ионов при неупругих столкновениях несущественны.

Уравнения ионизационного баланса для водорода и гелия:

$$\frac{dx}{dt} = 0.75 \ T_{e5}^{1/2} \exp\left(-\frac{1.58}{T_{e5}}\right) x (1-y) n -$$

$$-1.2 \cdot 10^{-6} T_{e5}^{-1/2} \left(0.66 - 0.5 \ln T_{5e} + 0.4 \ T_{e5}^{1/3}\right) x^{2} n,$$
(7)

$$\frac{dy}{dt} = 0.036 T_{e5}^{1/2} \exp\left(-\frac{2.85}{T_{e5}}\right) x (1-y) n - 1.4 \cdot 10^{-7} T_{e5}^{-1/2} xyn.$$
 (8)

В уравнениях (7), (8) учтены ионизация атомов электронным ударом и радиативная рекомбинация на все уровни за исключением первого [9]. Вообще говоря, в уравнениях (6)—(8) необходимо было бы учитывать ионизацию водорода и гелия при атом-атомных столкновениях. Эти процессы могут давать заметный вклад в ионизационно-тепловой баланс непосредствению за фронтом, где $T_e \ll T_i$ и $x \lesssim 10^{-4}$. Однако отсутствие надежных сечений этих процессов не позволяет произвести такой учет. Тем не менее, расчеты, проделанные нами для различных начальных значений x, указывают на слабую чувствительность термохимических свойсть газа вдали за фронтом к изменениям x. Это дает нам основания считать что уравнения (6)—(8) адекватно описывают поведение газа на временах $t > \tau_{ei}$, где τ_{ei} — время сбмена энергией между электронами и ионами. К тому же в реальных ситуациях следует ожидать больших значений x, так как уже остаточная степень ионизации после отрыва излучения от вещества во Вселенной составляет $x \sim 10^{-4}$.

Начиная с температуры $T\approx 9000~{\rm K}$ мы учитывали возможность образования молекул водорода. На этих стадиях электронная и ионная температуры становятся равными, а гелий оказывается практически нейтральным. Поэтому здесь свойства газа описываются уравнениями ионизации водорода (7) с $T_e=T$, уравнениями кинетики для молекулярного водорода и уравнением энергообмена с учетом высвечивания энергии в линиях H_2 , а также (при $T \lesssim 200~{\rm K}$) HD.

Содержание Н2 определяется главным образом реакциями:

$$H + e \rightarrow H^- + h$$
v со скоростью α_1 , $H^- + H \rightarrow H_2 + e$ со скоростью α_2 , $H + H_2 \rightarrow 3H$ со скоростью α_8 ,

здесь обозначения те же, что и в [12]. За время $t \sim (10^9/n)$ с устанавливается содержание иона H^- , равное $n_{H^-} = \alpha_1 n_e/\alpha_2$. Учитывая это, уравнение для H_2 можно записать в виде

$$\frac{dx_{H_1}}{dt} = \alpha_1 n_H x - \alpha_6 n_H x_{H_1}, \tag{9}$$

где $x_{\rm H} = n_{\rm H}/n$, время в секундах.

При температуре $T < 200~{\rm K}$ основной вклад в охлаждение дают молекулы HD. Они образуются в обменных реакциях между ${\rm H_2}$ и D или D . Времена установления равновесия в этих реакциях малы, поэтому, следуя [13], можно принять:

$$\frac{n_{\rm HD}}{n_{\rm H_2}} = 2 \, \frac{n_{\rm D}}{n_{\rm H}} \exp\left(\frac{465}{T}\right) \tag{10}$$

В расчетах мы принимали [D]/[H] = $1.4\cdot 10^{-5}$. Здесь $n_{\rm D}$, $n_{\rm H}$ — плотности частиц атомарного дейтерия и водорода, [D]/[H] — отношение обилия D и H по числу частиц.

C учетом охлаждения молекулями H_2 и HD уравнение для температуры имеет вид:

$$\frac{dT_3}{dt} = -10^{-2} L_1 n (1-x) x - L_{H_2} x_{H_2} - L_{HD} x_{HD} + \frac{2}{3} \frac{T_3}{n} \frac{dn}{dt}, \quad (11)$$

где $T_3 = T/10^3$ K, $x_{\rm HD} = n_{\rm HD}/n$, время в годах, функция $L_{\rm H_1}$ по данным [14—16], функция $L_{\rm HD}$ взята из [13]. К уравнениям (7), (9), (11) необходимо еще добавить уравнение сохранения импульса:

$$n = \rho_0 v_{st}^2 [k T (1.1 - x_{H_s} - x_{HD})].$$

Фотодиссоциация молекул H_2 и HD, а также ионов H^- излучением, поступающим из горячих областей вблизи ударного фронта, несущественна. Скорость фотодиссоциации H_2 и H^- при $v_{st} \sim 100$ км/с оказывается порядка 6 $10^{-11}\,c^{-1}$ и $10^{-10}\,c^{-1}$ соответственно, в то же время скорости разрушения молекул H_2 в процессе $H+H_2\to 3H$ и

иона H в процессе $H+H\to H_2+e$ имеют порядок $2\cdot 10^{-11}n\,c^{-1}$ и $10^{-1}nc^{-1}$. Температура $T\sim 10^{1}$ K, при которой начинается образование молекул H_2 , достигается в рассматриваемых нами условиях при $n=10^3$ см $^{-3}$. Поэтому разрушение H_2 и H^- излучением на несколько порядков менее эффективно, чем в столкновительных процессах.

В качестве начальных условий при решении системы (5)—(8) использовались условия непосредственно за фронтом ударной волны. Начальное значение ионной температуры $T_{i0} = T_{ips}$ находилось из уравнения

$$[k(n_{\rm H} + n_{\rm He}) T_i + \rho v^2]_{os} = \rho_0 v^2,$$
 (12)

где $?_0$, v— плотность вещества и скорость перед фронтом волны, скорости приведены в системе, связанной с фронтом. Давлением электронного газа в лебой части (12) пренебрегалось из-за того, что сразу за фронтом $T_e \ll T_i$. Начальное значение электронной температуры T_{e0} находилось приравниванием правой части уравнения (5) нулю: такая температура устанавливается через время $l \sim \tau_{ei}$ [7].

Начальную степень ионизации водорода x_0 мы варьировали от 10^{-2} до 10^{-4} , а y_0 во всех вариантах полагали равным нулю. Были рассчитаны модели с исходной плотностью частиц в облаках $n_0=1$, 10, 10^2 и 10^3 см⁻³ и скоростью в системе центра масс $v_{\rm st}=40$, 60, 80, 100, 150, 200 км/с.

3. Результаты. Как уже отмечалось, сразу после пересечения ударного фронта лагранжевым элементом температура ионов T_i значительно превосходит электронную температуру T_e . Из-за того, что начальная плогность электронов n_e мала, ионы медленно теряют энергию, однако ее достаточно, чтобы заметно нагреть электроны. В результате T_e меняется быстрее, чем T_i . По мере увеличения n_e тепловой контакт между электронами и ионами усиливается и, начиная с $x \sim 0.1$, T_i падает очень быстроза время порядка нескольких τ_{ei} . При этом T_e быстро растет и достигает максимального значения, начиная с которого становятся важными потери энергии при неупругих столкновениях. Примерно в этот же момент электронная и ионная температуры выравниваются, а x и y достигают максимальной величины. Эта стадия детально описана в [7] для газа с современным химическим составом. На рис. 1 представлено решение уравнений (5)—(8) на начальной стадии для одной из моделей.

В расчетах мы не учитывали теплопроводность, что приводит к некоторому занижению размера зоны резкого изменения температур T_e и T_i , а также степени ионизации [7]. Это не окажет заметного влияния на дальнейшее поведение газа, так как при охлаждении до $T \sim 3 \cdot 10^4$ К длина

свободного пробега частиц резко уменьшается. Тем более теплопроводность несущественна при $T < 10^4$ K, поскольку здесь длина пробега много меньше масштабов, на которых изменяется температура. Влияние излучения, в том числе $L_{\rm c}$, выходящего из горячего слоя, также несущественно (см. [7]).

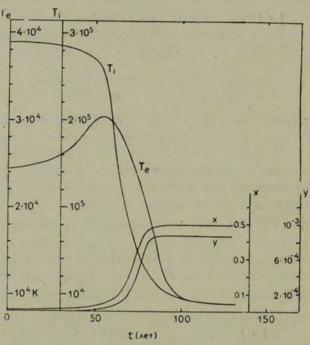


Рис. 1. Начальные стадии вволюции газа в лагранжевом влементе за фронтом ударной волны. Скорость облаков $v_{st}=100$ км/с, плотность частиц в облаке перед столкновением $n_0=10$ см $^{-3}$, степень нонизации $x_0=10^{-2}$. Шкалы для T_e , T_l , x и y различны.

Достигнув максимума, степень ионизации х почти перестает меняться, тогда как температура заметно падает. Это связано с тем, что время рекомбинации при $T=10^4 \div 10^5 \, \mathrm{K}$ много меньше времени охлаждения При $T \sim 10^4 \, \mathrm{K}$ электронная концентрация оказывается существенно больше значения, определяемого формулой Эльверта. Это обеспечивает аффективное образование молекул H_2 и последующее уменьшение температуры при высвечивании в линиях H_2 .

При $T\sim 10^1$ К гелий ионизован уже слабо, поэтому количество влектронов определяется только величиной x. На рис. 2 представлено семейство решений x(t) для $n_0=10~{\rm cm}^{-3}$ и $v_{st}=60$, 80, $100~{\rm km/c}$. Здесь же приведены решения значения $x_{\rm H}$ (t). Обратим внимание на

слабую зависимость конечного значения $x_{\rm H_e}$ от скорости сталкивающихся облаков v_{st} : $x_{\rm H} \approx 3 \cdot 10^{-3}$. Вариации начального значения степени ионизации влияют только на время, в' течение которого происходит релаксация температур T_i и T_e , но мало сказывается на поведении T и x, а следовательно и $x_{\rm H_e}$, при $T \lesssim 10^4$ K.

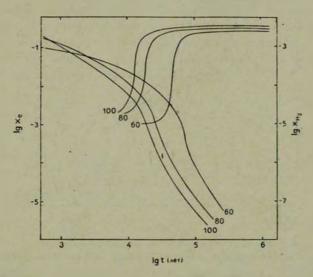


Рис. 2. Электронная концентрация $x_{e} = n_{e} (n_{\rm H} + n_{p} + n_{\rm He} + n_{\rm He})$ — левая шкали и концентрация молекул водорода — правая шкала в лагранжевом влементе на поздних стадиях его вволюции, $t=10^{3}$ лет. Плотность частиц в исходном облаке $n_{0}=10$ см $^{-3}$. Кривые помечены значениями величины v_{e} (км c).

Значение температуры через время $t>3-10\cdot 10^{6}$ лет слабо зависит от параметров сталкивающихся облаков. Приблизительно оно равно:

$$T \approx 350 \,\mathrm{K} \left(\frac{t}{1 \,\mathrm{ro} A}\right)^{-0.2}$$
 (13)

Однако при $t < 3 \div 10$ ман. Аст температура чувствительна к v_{st} и n_0 . Это хорошо видно на рис. 3. Дая $n_0 = 10~{\rm cm}^{-3}$ с увеличением v_{st} от 40 км/с до 100 км/с эффективность охлаждения молекулами H_2 растет: при $v_{st} = 40~{\rm km/c}$ H_2 включается в охлаждение через время $t \sim 2 \cdot 10^6$ лет, а при $v_{st} = 100~{\rm km/c}$ — уже через $t \sim 2 \cdot 10^4$ лет. Это понятно: увеличение скорости ведет к росту плотности в лагранжевом элементе. Однако при $n = 10^2 \div 10^3~{\rm cm}^{-3}$ становится важной деактивация колебательных уровней столкновениями [14], и скорость охлаждения молебательных уровней столкновениями [14], и скорость охлаждения молебательность охлаждения молебательных уровней столкновениями [14], и скорость охлаждения молебательность охл

кулами H_2 уменьшается. Поэтому уже при $v_{st}=200$ км/с H_2 включается в охлаждение позже — при $t\sim 4\cdot 10^4$ лет.

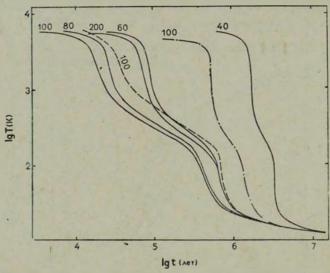


Рис. 3. Тепловая эволюция газа в лагранжевом элементе спустя $t \sim 10^4$ лет после прохождения им фронта ударной волны. Сплошные линии соответствуют плотност; частиц в облаке перед столкновением $n_0=10$ см $^{-3}$, пунктирная линия— $n_0=1$ см $^{-3}$, штрихпунктирная — $n_0=10^2$ см $^{-3}$. Кривые помечены значениями величины v_{st} (км/с).

Аналогичнов влияние на T(t) оказывает и изменение n_0 . Например, с увеличением n_0 от 1 см $^{-3}$ до 10 см $^{-3}$ для $v_{st}=100$ км/с эффективность охлаждения молекулами растет, но уже для $n_0=100$ см $^{-3}$ и $v_{st}=100$ км/с молекулярный водород включается в охлаждение лишь при $t \gtrsim 4 \cdot 10^5$ лет.

Таким образом, столкновения облаков с первичным химическим составом сопровождаются эффективным образованием молекул H_2 и HD, в результате чего газ охлаждается до температур $T\sim 20~\mathrm{K}$. При этом масса изотермического шара, критического по отношению к сжатию под действием гравитации и внешнего давления, равна:

$$M_s = \frac{1.18 \, v^4}{G^{3/2} \, p^{1/2}} = 10^{-2} \, T^2 \left(\frac{n_0}{10 \, \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{v_s}{100 \, \text{km/c}} \right)^{-1} M_{\odot}. \tag{14}$$

Подставляя сюда для T значение, определяемое выражением (13) при $t \sim \tau_{st}$, и полагая v_{st} равным значению вириальной скорости $v^2 = 2GM_g/D_g$, для $n_g = 0.1$ см $^{-3}$, $n_0 = 10^2$ см $^{-3}$, $M_g = 10^{11}\,M_\odot$ и $M_c = 10^{12}\,M_\odot$ и $M_c = 10^{12}\,M_\odot$

 $=10^7\,M_\odot$ получим $M_s=0.8\,M_\odot$. Эта оценка слабо зависит от параметров протогалактики и входящих в нее облаков: легко показать, что $M_s \propto M_c^{-0.13} M_g^{-0.2}$. Однако, если удовлетворяется условие (4), то значение джинсовской длины M_s , рассчитанной для параметров слоя, значительно превосходит его толщину. В этом случае чисто гравитационная неустойчивость неэффективна — ее инкремент мал. Учет возмущения границы слоя существенно уменьшает критическую длину неустойчивости и увеличивает ее инкремент [5]. Возможно, на этом пути лежит решение вопроса о характеристиках звезд, рождающихся при столкновении первичных облаков.

Ростовский государственный университет

THE COLLISIONS OF MASSIVE GAS CLOUDS WITH PRIMEVAL CHEMICAL COMPOSITION: DYNAMICS AND STAR FORMATION

A. A. SUCHKOV, YU. A. SHCHEKINOV, M. A. EDEL'MAN

The thermal-chemical evolution of colliding massive clouds with primeval chemical composition is considered. The calculations are made for clouds of masses $10^6-10^3~M_{\odot}$ and velocities of 40-200~km/s. The temporal behavior of the temperature, fractional ionization and abundance of H_2 and HD- molecules behind the shock are investigated. The amount of H_2 and HD- molecules produced behind the shock is shown to be sufficient to cool the gas down to 10-30~K. The obtained results are discussed as related to star formation in the early galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. B M. Tinsley, R: B. Larson, M. N., 186, 503, 1979.
- 2. M. Stone, Ap. J., 159, 277, 1970.
- 3. A. Stone, Ap. J., 159, 293, 1970.
- 4. А. А. Сучков, Ю. А. Щекинов. М. А. Эдельман, Астрофизика (в печати).
- 5. B. C. Elmegreen, D. M. Elmegreen, Ap. J., 22), 1051, 19/8.
- 6. J. Smith, Ap. J., 238, 842, 1980.
- 7. С. Б. Пикельнер, Изв. Крымской обс., 12, 93, 1954.
- 8. Я. Б. Зельдович, Ю. Т. Райзер, Физика ударных воли и высокотемпературных газодинамических явлений, Наука, М., 1966.
- 9. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Возбуждение атомов и уширениг спектральных линий, Наука, М., 1979.
- 10. M. V. Penston, Ap. J., 162, 771, 1970.

- 11. К. Ленг, Астрофизические формулы, т. 1, Мир, М., 1978.
- 12. Ю. А. Щекинов, М. А. Элельман, Письма АЖ, 4, 435, 1978.
- 13. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Письма АЖ, 2, 574, 1976.
- 14. В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, Астрон. ж., 55, 487, 1978.
- 15. С. А. Каплан, С. Б. Пиксльнер, Физика межэвездной среды, Наука, М., 1979.
- 16. S. Nishimura, K. Takayanagi, P.A.S. Japan, 12, 77, 1960.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4

УДК 52-6-726

ЧЕРЕНКОВСКИЙ ЭФФЕКТ И ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР

Р. Д. ЛОМАДЗЕ

Поступила 7 декабря 1981 Принята к печати 27 июля 1982

Определены связанные с действием черенковского эффекта и нонизационных потерь ограничения на энергетический интервал формирующейся в плазменном турбулентом реакторе (ПТР) степенной функции распределения релятивистских электронов, знаки кривизны ее искажений в области низких энергий. Обсуждается возможность интерпретации особенностей спектров излучения космических радиоисточников на декаметровых волнах.

Степенная функция распределения релятивистских электронов, «вырабатывающаяся» в системе плазменного турбулентного реактора (основы теории ПТР изложены в работах [1—4]) при взаимодействии названных частиц с излучением в комптоновском (с конверсией электромагнитных волн в ленгмюровские) и синхротронном механизмах, соответствует области энергии электронов, где другие эффекты с их участием относительно малы. В настоящей статье, которая продолжает цикл выполненных С. А. Капланом и автором работ [5—8], исследуется влияние на функцию распределения быстрых электронов в ПТР черенковского взаимодействия этих частиц с плазменными волнами, а также ионизационных потерь.

Предполагается, что в реакторе поддерживается ленгиюровская турбулентность на постоянном уровне источником достаточной мощности, природа которого не конкретизируется.

Функция распределения f_{ϵ} релятивистских электронов по энергиям ϵ в изотропном случае для квазистационарного состояния при нулевом потоке частиц по энергетической оси подчиняется уравнению

$$Af_{\epsilon} + c^{2} \epsilon^{2} D \frac{d}{d\epsilon} \left(\frac{f_{\epsilon}}{\epsilon^{2}} \right) = 0. \tag{1}$$

Величина $A=-d\varepsilon/dt$ связана со спонтанными актами излучения волн влектронами и описывает систематические потери энергии последними в

единицу времени, с — скорость света, D — диффузионный коэффициент, определяемый индуцированными процессами поглощения и испускания воли частицами и ответственный за их стохастическое ускорение.

В случае комптоновского рассеяния l+e=t+e' ленгмюровских (l) пульсаций в высокочастотные поперечные (t) волны на надтепловых электронах (e) плазмы при изотропных плазменной турбулентности и поле излучения коэффициенты уравнения (1) имеют вид

$$A = \frac{1}{\pi^2 c^3 \omega_a} \int d\omega \omega^3 \int dk W_k \bar{u}, \qquad (2)$$

$$D = \frac{1}{c^2 \omega_p} \int d\omega \omega W_\omega \int dk W_k u, \qquad (3)$$

где ω_p — ленгиюровская частота, ω и k — частота электромагнитных и волновое число продольных плазменных волн, W_k и W — объемные плогности энергии турбулентности и излучения, отнесенные к единичным интервалам соответственно волнового числа и частоты, u — усредненная по угловым переменным и поляризациям вероятность процесса.

Величина W в ПТР определяется отношением коэффициентов излучения и поглощения электромагнитных волн релятивистскими частицами

$$W_{\omega} = \frac{J_{\omega}}{|\mu(\omega)|}, \tag{4}$$

Для рассматриваемого эффекта $l+e\equiv t+e'$

$$f_{\scriptscriptstyle m} = \frac{m^3}{\pi^2 c^3 \omega_{\scriptscriptstyle \rho}} \int d\varepsilon f_{\scriptscriptstyle \rho} \int dk \, W_{\scriptscriptstyle k} u, \tag{5}$$

$$\mu(\omega) = \frac{\omega}{\omega_{s_{p}}} \int ds s^{2} \int \frac{d}{ds} \left(\frac{f_{s}}{s^{2}}\right) \int dk W_{k} \bar{u}.$$
 (6)

 $И_3$ приведенных формул видна нелинейность уравнения (1) относительно функции f_* .

При $k > \omega_\rho/c$ (область фазовых скоростей ленгиюровских волн, меньших скорости света), в отличие от противоположного случая, вероятность комптоновского рассеяния зависит от волнового числа k, и интегрирование по нему в (2), (3), (5) и (6) требует задания формы энергетического спектра продольных пульсаций. В соответствии с результатами исследований плазменной турбулентности (см., например, обзор [9]) принимаем

$$W_k = \frac{C^l}{k^\beta}, \quad \frac{\omega_p}{c} \lesssim k \lesssim \frac{\omega_p}{3v_T}.$$
 (7)

Здесь $C^l = (\beta-1) \left(\omega_p/c \right)^{\beta-1} W_1$, W_2 — полная плотность энергии ленг-мюровских волн в указанном интервале k, σ_T — тепловая скорость электронов плазмы, предполагаемая много меньшей c. Расчет величин A, D, J_{\bullet} , $\mu(\omega)$ подобен описанному в работе [6]; результаты его содержаться в Приложении.

Как при конверсии $l+e=t+e^*$, так и при синхротронном взаимодействии частиц с электромагнитным излучением уравнение (1) имеет решение $f_1 \sim z^{-3}$.

Обратимся к рассмотрению черенковского эффекта. Для потерь энергии релятивистскими электронами на испускание ленгмюровских волн в этом механизме и соответствующего диффузионного коэффициента при спектре турбулентности (7) получаем согласно [10]

$$A = \frac{e^2 \omega_p^2}{c} \ln \frac{c}{3v_T}, \tag{8}$$

$$D = \frac{2\pi^2 (\beta - 1) e^2 W_2}{(\beta + 2) w_p}$$
 (9)

(e-) заряд электрона). Отметим, что, заменяя в (8) логарифмический множитель кулоновским логарифмом $\Lambda = \ln \left[4\pi n \left(v_T/\omega_\rho \right)^3 \right] (n-)$ концентрация тепловых электронов плазмы), легко перейти к учету ионизационных потерь, что мы и делаем ниже.

Если наряду с коэффициентами, списывающими комптоновское и синхротронное взаимодействия, ввести в (1) также выражения (8) и (9), предполагая относительную малость последних, то решение уравнения приобретёт дсполнительные слагаемые

$$f_{\varepsilon} = \frac{K}{\varepsilon^3} \left[1 + E \left(\frac{mc^2}{\varepsilon} \right)^2 + F \left(\frac{mc^2}{\varepsilon} \right)^3 \right], \tag{10}$$

 $E(mc^2/\epsilon)^2$, $F(mc^2/\epsilon)^3 \ll 1$. Первая из поправок связана с учетом (8), вторая — с (9).

Полагая в (7) индекс $\beta = 2$ [9], опишем процедуру определения параметров E и F.

Вычисляем мощность излучения электромагнитных волн быстрыми частицами, распределенными по энергиям в согласии с функцией (10). Для комптоновского рассеяния плазменных пульсаций с малыми фазовыми скоростями пользуемся результатами (П.7), (П.9) и (П.8), в случае же $k > \omega_p/c$, а также для синхротронного эффекта — известными формулами, собранными в [2], и складываем полученные выражения:

$$J_{\omega} = \frac{2e^{2}\omega_{p}^{2}(W^{l} + W^{m})K}{9c^{2}m^{3}n\omega} \left\{ 1 + \frac{1.4\omega_{p} \left[W_{1} + 0.4\ln\left(\frac{c}{3\upsilon_{T}}\right)W_{2} \right] + 1.8\omega_{H}W^{m}}{(W^{l} + W^{m})\omega} E + \frac{1.7\omega_{p}^{3/2} \left[W_{1} + 0.5\left(\frac{c}{3\upsilon_{T}}\right)^{1/2}W_{2} \right] + 3.0\omega_{H}^{3/2}W^{m}}{(W^{l} + W^{m})\omega^{3/2}} F \right\},$$

$$\left\{ \frac{1.7\omega_{p}^{3/2} \left[W_{1} + 0.5\left(\frac{c}{3\upsilon_{T}}\right)^{1/2}W_{2} \right] + 3.0\omega_{H}^{3/2}W^{m}}{(W^{l} + W^{m})\omega^{3/2}} F \right\},$$

где W^l и W_1 — интегральные плотности энергии турбулентности соответственно в полном ее спектре и в области фазовых скоростей, больших c ($W^l = W_1 + W_2$), W^m — плотность энергии магнитного поля, m и ω_H — масса и гирочастота электронов (последняя предполагается много меньшей ω_p).

Аналогичным образом составляем суммарный коэффициент поглощения μ (ω) и, используя соотношение (4), находим спектральную плотность излучения W (она состоит из трех слагаемых вида (Π .3) со значениями показателя ν , равными 5/2, 3/2 и 1). Далее рассчитываем соответствующие последней величине коэффициенты диффузионного ускорения частиц D в обоих основных в Π TP процессах и складываем их с выражением (9) при $\beta=2$ для подстановки в уравнение (1) наряду с суммой комптоновских, синхротронных и ионизационных потерь A, а также с функцией распределения (10). Напомним, что для вычислений в случае $k>\omega_{\rho}/c$ при конверсии l+e=t+e' необходимы формулы, приведенные в Приложении (для μ (ω) — (Π .10), (Π .11), для D — (Π .4), (Π .5), для A — (Π .2)).

Сравнение слагаемых одинаковых порядков величины в (1) дает искомые параметры:

$$E = \frac{2.2c^2mn\Lambda}{(W^l + W^m)(0.4 + E')},$$
 (12)

$$F = -\frac{5.6\pi^2 \frac{e^3 n}{\omega_p} W_2}{(W^1 + W^m)(0.6 + F')},$$
(13)

$$E' = \frac{0.8 \left(W_1 + 1.6 W_2\right) + 1.0 \left(\frac{\omega_p}{\omega_H}\right)^{1/2} W^m}{W_1 + 1.1 W_2 + 1.0 \left(\frac{\omega_H}{\omega_p}\right)^{1/2} W^m} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1.4 \ W_{1} + 1.8 \frac{\omega_{H}}{\omega_{p}} W^{m}}{W^{*} + W^{m}} - \frac{2.1 \left[W_{1} + 0.5 \left(\frac{c}{3v_{T}} \right)^{1/2} W_{2} \right] + 3.6 \left(\frac{\omega_{H}}{\omega_{p}} \right)^{3/2} W^{m}}{W_{1} + 1.1 \ W_{2} + 1.0 \left(\frac{\omega_{H}}{\omega_{p}} \right)^{1/2} W^{m}} \right\}$$

$$F = \frac{0.9 \left(W_{1} + 0.8 \ W_{2} \Lambda' \right) + 2.2 \frac{\omega_{p}}{\omega_{H}} W^{m}}{W_{1} + 1.1 \ W_{2} + 1.0 \left(\frac{\omega_{H}}{\omega_{p}} \right)^{1/2} W^{m}} \times \left[\frac{1.7 \ W_{1} + 3.0 \left(\frac{\omega_{H}}{\omega_{p}} \right)^{3/2} W^{m}}{W^{l} + W^{m}} - \frac{3.0 \left(W_{1} + 0.2 \frac{c}{3v_{T}} W_{2} \right) + 7.7 \left(\frac{\omega_{H}}{\omega_{p}} \right)^{3/2} W^{m}}{W_{1} + 1.1 \ W_{2} + 1.0 \left(\frac{\omega_{H}}{\omega_{p}} \right)^{1/2} W^{m}} \right]$$

Происходящая от выражения в фигурных скобках в (П.5) величина $\Lambda' = \ln \left[2 \left(\varepsilon / m g^2 \right)^2 \right] - (13/12)$ ввиду слабой зависимости от ε при выводе (13) принималась постоянной.

Ниже можно будет убедиться, что всегда знак E отрицателен, а знак F положителен. Это означает, что ионизационные потери стремятся сделать возрастание складывающейся в реакторе функции распределения быстрых электронов в направлении низких энергий более медленным, чем по закону $f_{\bullet} \sim \epsilon^{-3}$, тогда как эффект ускорения частиц ленгиюровскими волнами в черенковском механизме проявляет противоположную тенденцию. «Завал» степенной функции может наступить при значениях ϵ , для которых первая поправка в скобках в (10), возрастая, приближается х единице, если вторая поправка остается малой, а укручение — напротив, соответствует близости второй поправки к единице при одновременной малости первой.

Рассмотрим отдельно три частных случая соотношений между величинами энергий плазменной турбулентности и магнитного поля

$$\frac{W_1 + W_2 \Lambda'}{W'''} \gg \frac{\omega_p}{\omega_H}, \tag{14}$$

$$W^l \approx W^m,$$
 (15)

$$\frac{W^{**}}{W_1 + \frac{c}{3v_T}W_2} \gg \left(\frac{\omega_p}{\omega_H}\right)^2. \tag{16}$$

При (14) в полученных результатах можно пренебречь связанными с синхротронным взаимодействием слагаемыми по сравнению с аналогичными для комптоновского рассеяния, в случае же (16) — наоборот. Из (12).

(13) при $W_1 \approx W_2 \approx W^2/2$ следует для (14), (15) и (16) соответственно

$$\begin{split} E &\approx -3\Lambda \left(\frac{3\upsilon_{\tau}}{c}\right)^{1/2} \frac{c^2 m n}{W^l}, \quad F &\approx \frac{3 \cdot 10^2}{1 + \Lambda'} \frac{c^3 n}{\omega_{\rho}^3} \frac{3\upsilon_{\tau}}{c}, \\ E &\approx -3\Lambda \left(\frac{3\upsilon_{\tau}}{c}\right)^{1/2} \left(\frac{\omega_{\rho}}{\omega_{H}}\right)^{3/2}, \quad F &\approx 3 \cdot 10 \frac{c^3 n}{\omega_{\rho}^3} \frac{3\upsilon_{\tau}}{c} \frac{\omega_{H}}{\omega_{\rho}}, \\ E &\approx -3\Lambda \left(\frac{\omega_{\rho}}{\omega_{H}}\right)^2, \quad F &\approx 3 \frac{c^3 n}{\omega_{\rho}^3} \frac{W^l}{W^m}. \end{split}$$

Обращаем внимание на то, что параметр F содержит множитетелем огромную для космической плазмы комбинацию c^3n/ω_ρ^3 (например, при $n=10^6$ см $^{-3}$ она прядка 10^{14}), так что условие $F(mc^2/\epsilon)^3\ll 1$, озиачающее низкую эффективность черенковского ускорения частиц по сравнению с комптоновским $(l+e \rightleftharpoons t+e')$ и синхротронным, выполнимо при очень больших значениях ϵ .

Предполагаемая нами неизменность уровня турбулентности требует непрерывного восполнения энергии ленгмюровских волн, интенсивно поглощаемой релятивистскими электронами в черенковском взаимодействии. Обозначая концентрацию последних через n_* , приведем получающуюся для оценки соответствующей мощности формулу

$$Q^l = \omega_p W_2 \frac{mc^2}{\varepsilon_*} \frac{n_*}{n}.$$

Определяя в каждом из рассматриваемых случаев нижнюю границу ε_* энергетического интервала функции $f_{\varepsilon} \sim \varepsilon^{-3}$ из равенства единице третьего слагаемого в скобках в (10) и допуская малость второго относительно единицы, выводим условия укручения f_{ε} . Например, для (15) оно имеет вид

$$Q^{l} \gg 10^{-20} n^{2} \left(\frac{c}{3v_{T}} \frac{\omega_{p}}{\omega_{H}}\right)^{1/2} \Lambda \frac{n_{*}}{n},$$
 (17)

где Q^I измеряется в эрг/см³ с, n и n_* — в см $^{-3}$, c и v_T — в см/с, ω_ρ и ω_H — в с $^{-|1}$.

Попробуем связать полученные результаты с данными о спектрах излучения диокретных радиоисточников (квазары, радиогалактики, неотождествленные объекты) в области низких частот. Как известно, степенная форма зависимости интенсивности излучения от частоты которая определяется степенным же характером функции распределения излучающих посредством синхротронного механизма релятивистских электронов (индекс а близок к единице и связан с показателем 7 соотношением $\alpha = (\gamma - 1)/2)$, у многих источников (около 14% от общего числа) на декаметровых волнах ($\omega \approx 10^8~c^{-1}$) искажается [11]. Наблюдаются как завалы спектра (отрицательная кривизна), так и его укручения (положительная кривизна). Было бы естественно объяснить эти искажения в рамках теории ПТР (вопрос о реализации условий, характерных для плазменных турбулентных реакторов, в радиоисточниках обсуждается в работах [2, 4, 12, 13]) как «отражение» отклонений функции f, на низких энергиях от степенного вида. Оставляя в стороне проблему выхода быстрых электронов из недр реактора (разные случаи их пространственной диффузии рассмотрены, например, в [8, 14]), найдем выражение для интенсивности исходящего из области малой оптической толщины синхротронного излучения частиц, подчиненных распределению (10), следующее из формулы (11) в пренебрежении слагаемыми, описывающими комптоновское взаимодействие. Переходя от мощности излучения ж спектральному индексу $\alpha = -d(\ln J_{\infty})/d(\ln \omega)$, имеем

$$\alpha = 1 - 1.8 E \frac{\omega_H}{\omega} + 4.4 F \left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^{3/2}.$$
 (18)

Штрихом отмечена электронная гирочастота в области прозрачности. Отрицательной кривизне спектра соответствует близость первой поправки справа в (18) к единице и малость второй, а малость первой и одновременная близость к единице второй поправки означают наличие положительной кривизны.

Параметры E и F, а следовательно, и выражение (18), слабо чувствительны к вариациям концентрации и температуры электронов в реакторе. Примем для оценок $n\approx 10^8$ см $^{-3}$ (тогда условие $\mathbf{w}_H\ll\mathbf{w}_e$ ограничивает наше рассмотрение значениями напряженности магнитного поля в ПТР $H\ll 3$ Θ) и $T\approx 10^4$ град. кулоновский логарифм $\Lambda\approx 20$, а также $\Lambda'\approx 10$.

Для компенсации величины $c^3 n/w^3$ (см. выше) в последней поправке в (18) при частотах $\omega \gtrsim 10^8$ с $^{-1}$ напряженность магнитного поля H' в области малой оптической толщины в случае (14) не может прево-

сходить $3\cdot 10^{-9}$ Э, а при (15) должна быть много меньше 10^{-6} Э, что существенно ниже принятых для радиоисточников значений. В случае (16) возможно повышение H' до величины $3\cdot 10^{-5}$ Э, при которой, однако, требуется для завала степенного спектра излучения (W''/W') $\gg 3\cdot 17^7$, для укручения (W''/W') $\sim 10^7$.

Что касается неравенства (17) (в случае (15) при положительной кривизне разрешены $H \gg 3 \cdot 10^{-4}$ Э) и аналогичных оценок мощности генерации ленгмюровских волн для (14) и (15), то они совместимы с представлениями об энерговыделении таких объектов, как квазары и ядра галактик (отношение n_*/n предполагаем порядка или меньше 10^{-2}).

Если источник турбулизации не обладает достаточной мощностью, и возможным является лишь завал спектра излучения, то условия его для случаев (14)—(16) срответственно: $H' \sim W^l/c^2mn$, $H' \sim 0.1\,H^{3/2}$, $H' \sim 3\cdot 10^{-3}H^2$ (здесь напряженности магнитного поля подразумеваются измеренными в Эрстедах). Например, значению $H' \approx 10^{-4}$ Э в области оптической прозрачности должны отвечать следующие параметры ПТР: по первому из выписанных соотношений — (W^l/c^2mn) $\sim 10^{-4}$, по второму — $H \sim 10^{-2}$ Э (согласно (15), (W^l/c^2mn) — $3\cdot 10^{-6}$), по третьему — $H \sim 0.1$ Э.

Автор искренне благодарит В. Н. Цытовича и Дж. Г. Ломинадзе за полезные обсуждения.

Абастуманская астрофизическая обсерватория

Приложение

Вероятность конверсии ленгмюровской волны с фазовой скоростью $v \ll c$ в электромагнитную при комптоновском рассеянии на надтепловом ультрарелятивистском электроне, усредненная по углам и поляризациям, равна

$$\begin{split} \bar{u} &= -\frac{\pi^2 e^2 \omega_p^3 \varepsilon^2}{2 c^4 m^3 n \omega^4} \ q \left(\frac{8}{3} - 8q - 8q^2 \ln q + \frac{16}{3} q^3 \right), \\ 0 &\leqslant q = \frac{\omega}{2 c k} \left(\frac{m c^5}{\varepsilon} \right)^2 \leqslant 1. \end{split} \tag{\Pi.1}$$

Коэффициенты (2), (3), (5), (6) вычислены с (Π .1) и (7) в интервале от k_1 до k_2 при $k_1 \ll k_2$.

Величина (2) для $\beta > 1$

$$A = \frac{4e^2\omega_p^2 C^l}{9(\beta - 1) c^3 mn k_1^{\beta - 1}} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^2. \tag{\Pi.2}$$

Коэффициент (3) со спектральной плотностью энергии изотропного излучения, отнесенной к единичному частотному промежутку

$$W_{\omega} = C^t \omega$$
, $\omega \leqslant \omega_{\omega}$ (П.3)

(постоянная C^{ϵ} связана с полной энергией электромагнитных волн в единичном объеме (в рассматриваемом диапазоне ω), в случае (ϵ/mc^2) < $< (\omega_*/2ck_2)^{1/2}$,

ecah $\beta > 0$, $\nu > 1$, $\beta - \nu + 1 > 0$,

$$D = \frac{\pi^{2}2^{\nu}(\nu^{2} + \nu + 2) e^{2\omega_{p}^{2}C^{t}C^{t}}}{(\nu - 1)\nu(\nu + 1)^{2}(\nu + 2) (\beta - \nu + 1) mnc^{4-\nu} k_{1}^{\beta-\nu+1}} \left(\frac{\varepsilon}{mc^{2}}\right)^{2\nu-2}, (\Pi.4)$$

если $\beta > 0$, $\gamma = 1$,

$$D = \frac{2\pi^2 e^2 \omega_{\beta}^2 C^t C^t}{3\beta c^3 m n k_1^b} \left\{ \ln \left[\frac{2ck_1}{\omega_{\beta}} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2 \right] + \frac{1}{\beta} - \frac{19}{12} \right\}. \tag{\Pi.5}$$

Величина (5) с изотропной функцией распределения быстрых частиц по энергиям

$$f_{\epsilon} = \frac{K}{\epsilon^{7}}, \quad \epsilon \gg \epsilon_{*}$$
 (П.6)

(постоянная K выражается через концентрацию релятивистских электронов) для $\omega > 2ck_2(\varepsilon_*/mc^2)^2$ и $\beta > 0$, $\gamma > 1$:

при
$$\beta - \frac{\gamma - 1}{2} > 0$$

$$J_{\omega} = \frac{2^{(\gamma+7)/2} (\gamma^2 + 4\gamma + 11) e^{2\omega_p^2 KC^l}}{(\gamma^2 - 1) (\gamma + 3)^2 (\gamma + 5) (2\beta - \gamma + 1) e^{(3\gamma+5)/2} m^{\gamma} n k_1^{\beta - (\gamma-1)/2} \omega^{(\gamma-1)/2}}, \quad (\Pi.7)$$

при
$$\beta - \frac{\gamma - 1}{2} < 0$$

$$J_{\omega} = \frac{2^{(\gamma+7)/2} (\gamma^2 + 4\gamma + 11) e^{2\omega_{\rho}^2 K C'} k_2^{(\gamma-1)/2-\beta}}{(\gamma^2 - 1) (\gamma + 3)^2 (\gamma + 5) (\gamma - 2\beta - 1) c^{(3\gamma+5)/2} m^{\gamma} n \omega^{(\gamma-1)/2}}, \quad (\Pi.8)$$

при
$$\beta = \frac{\gamma - 1}{2} = 0$$

$$J_{\perp} = \frac{2^{3} (\beta^{2} + 3\beta + 4) e^{2\omega_{p}^{2} K C^{l} \ln (k_{2}/k_{1})}}{\beta (\beta + 1) (\beta + 2)^{2} (\beta + 3) c^{3\beta + 4} m^{2\beta + 1} n \omega}$$
 (П.9)

Коэффициент (6) с (П.6) при $\beta > 0$, $\gamma > 0$:

в случае $\beta - \frac{\gamma}{2} > 0$

$$\mu(\omega) = -\frac{\pi^{2}2^{(\gamma+8)/2} (\gamma^{2}+6\gamma+16) e^{2} \omega_{p}^{2} KC^{l}}{\gamma(\gamma+4)^{2} (\gamma+6) (2\beta-\gamma) e^{(3\gamma+2)/2} m^{\gamma+1} n k_{1}^{\beta-\gamma/2} \omega^{(\gamma+4)/2}}, \quad (\Pi.10)$$

в случае $\beta - \frac{1}{2} < 0$

$$\mu(\omega) = -\frac{\pi^2 2^{(\gamma+8)/2} (\gamma^2 + 6\gamma + 16) e^2 \omega_p^2 K C^l k_2^{(\gamma/2)-\beta}}{\gamma (\gamma+4)^2 (\gamma+6) (\gamma-2\beta) e^{(3\gamma+2)/2} m^{\gamma+1} n \omega^{(\gamma+4)/2}} (\Pi.11)$$

CHERENKOV EFFECT AND TURBULENT PLASMA REACTOR

R. D. LOMADZE

Limitations on energetic interval of power-law distribution function of relativistic electrons, formed in turbulent plasma reactor (TPR), caused by the action of Cherenkov effect and ionization losses are determined. The curvature signs of the distribution functions distortions in the region of low energies are defined. Possibility of interpretation of peculiarities in radiation spectra of cosmic radiosources in the decametric wave-length region is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Н. Цытович, А. С. Чихачев, Астрон. ж., 46, 486, 1969.
- 2. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
- 3. Ю. А. Николасв, В. Н. Цытович, А. С. Чихачев, ЖЭТФ, 64, 877, 1973.
- 4. C. A. Norman, D. ter Haar, Phys. Rep. Phys. Lett. 17C, 307, 1975,
- 5. С. А. Каплан. Р. Д. Ломаляс, Тезисы докладов IX Всесоюзн. конф. по галакт. п внегалакт. радиоастрон., Харьков, 1976, стр. 92.
 - 6. С. А. Каплан, Р. Д. Ломадзе. Бюлл. Абастуманской обс., № 48, 213, 1977.
- 7. Р. Д. Ломадзе, Бюлл. Абастуманской обс., № 48, 239, 1977
- 8. С. А. Каплан, Р. Д. Ломадзе, Astrophys. Space Sci., 57, 257, 1978.
- 9. В. Н. Цытович, Проблемы теории плазмы, Труды II Международ, конф., Наукова думка, Киев, 1976, стр. 211.
- 10. В. Н. Цытович, Нелинейные эффекты в плазме, Наука, М., 1967.
- 11. С. Я. Брауле, И. Н. Жук, А. В. Мень, Б. П. Рябов, К. П. Соколов, Н. К. Шарыкин, Astrophys., Space Sci., 54, 145, 1978.
- 12. Р. Д. Ломадзе, Диссертация, Тбилиси, 1978.
- 13. Я. М. Соболся, Препринт ИРЭ АН УССР, № 155, Харьков, 1980.
- 14. Ю. А. Николасв, Диссертация, М., 1979.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 524.7—77

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ НА ЧАСТОТЕ 327 МГц

- 1. Введение. Осенью 1973 г. и весной 1981 г. с помощью Ути-радиотелескопа (Индия) были проведены наблюдения 174 галактик с ультрафиолетовым континуумом (УФК) на частоте 327 МГц. Источниками УФК-галактик, в основном, послужили списки Маркаряна и сотрудников [1—3]. В программу наблюдений были включены также другие УФКобъекты [4]. Среди 174 галактик 82 являются объектами сейфертовской (Sy) природы, из которых 51— сейфертовские галактики 1-го типа, 25—второго и 4— Sy 1.5. Данные о сейфертовских галактиках и красные смещения брались из работ [4—11].
- 2. Метод и результаты наблюдений. Ути-радиотелескоп и методы наблюдений источников с его помощью хорошо описаны в литературе [12], поэтому ниже мы перечислим лишь его основные характеристики. Антенна радиотелескопа имеет форму усеченного параболического цилиндра с размерами $530~\mathrm{m}\times30~\mathrm{m}$, большая ось которого параллельна полярной оси Земли. Максимальная эффективная площадь антенны $\sim8000~\mathrm{m}^2$, ширина диаграммы направленности $2^\circ\times3.6^\circ$ соѕес д. Среднеквадратическая величина шумов при постоянной времени 1 с составляет $\sim0.15~\mathrm{Янский}$. Уровень эффекта путаницы 1.5 Янский. Антенна радиотелескопа может следить за источником в плоскости прямого восхождения в течение 9.5 часов со скоростью вращения Земли, а также быстро сканировать объект в этой же плоскости со скоррстью 6 градусов дуги в минуту.

Каждый объект наблюдался не менее чем три раза на разных часовых углах. Далее, те галактики, радиоизлучение которых было заподозрено при наблюдениях методом быстрого сканирования, повторно наблюдались методом слежения продолжительностью 2—3 минуты. Плотности потоков оценивались относительно опорных источников. Обычно ежедневно наблюдались 3—5 опорных источников. В общей сложности были наблюдены

более 20 опорных источников, потоки которых на частоте 327 МГц были определены путем интерполяции между значениями потоков на разных частотах. Шкала плотностей потоков опорных источников близка к шкале [13].

Таблица I ДАННЫЕ РАДИОНАБЛЮДЕНИЙ 7 ГАЛАКТИК С $S>1.5\,$ Ян

Галактика	S ₃₂₇ (Ян)	Z	Тип гадактики
Mkn 463	2.2	0.051	Sy 2
Mkn 728	2.1	0.034	Sy 1.5
NGC 1068	14.8	0.0038	Sy 2
3C 120	6.0	0.033	Sy 1
227	23.6	0.085	Sy 1
3C 287.1	7.1	0.216	Sy 1
PKS 2349—01	4.5	0.174	Sy 1

В табл. 1 приведены результаты наблюдений 7 галактик с потоками более 1.5 Янский, где последовательно даны: наименование галактики, значение плотности потока на частоте 327 МГц в Янских, красное смещение (Z) и тип галактики. В табл. 2 приведены данные наблюдений 19 галактик, потоки которых на частоте 327 МГц $0.5 < S \le 1.5$ Янских. Табл. 3 содержит результаты наблюдений 148 галактик, для которых радиоизлучение меньше 0.5 Янских. Погрешность измерений плотностей потоков для сильных источников (S > 1.5 Ян) определяется погрешностью абсолютной шкалы потоков ($\sim 20\%$), а для слабых — эффектом путаницы (S < 1.5 Ян).

Следует отметить, что в табл. 2 были включены только те УФК-галактики, в окрестностях которых, не менее чем 10—15 диаграмм антенны, не имеются известные радиоисточники с потоками > 1.5 Ян. Остальные объекты вошли в табл. 3, даже в тех случаях, когда в направлении галактики зарегистрировано заметное радиоизлучение. Это в какой-то мере повышает достоверность данных табл. 2, хотя для этих объектов величины потоков не превышают уровень эффекта путаницы. С другой стороны, часть объектов табл. 3 может оказаться источниками радиоизлучения с потоками < 1.5 Ян, если снизить уровень эффекта путаницы. По этой причине планируется объекты табл. 2 и часть эффекта путаницы. По этой прими УФК-объектами, наблюдать повторно с большим разрешением с помошью большого Ути-радиоинтерферометра [14].

Таблица 2 ДАННЫЕ РАДИОНАБЛЮДЕНИИ 19 ГАЛАКТИК С 0.5 < S < 1.5 Ян

Таблица 3 ГАЛАКТИКИ С ВЕРХНИМИ ГРАНИЦАМИ ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ < 0.5 Ян

					NOTOROD CO.5 7IR				
Галактика	S ₃₂₇ (Ян)	Z	Тип галактики			Гала	ктика		
M1 214	1 06	0.006		Mkn 36	Mkn 317	Mkn 347	Mkn 389	Mkn 716	Mkn 1146
Mkn 314	0.6	0.006		49	318	349	397	720	1179
315	0.9	0.038	Sy 1	50	319	350	398	739	1187
327	1.2			51	320	351	400	771	1239
337	0.9			52	321	353	504	793	1243
346	1.5	0.018		58	322	354	509	789	1298
401	0.7	0.006		69	323	357	514	796	1310
573	0.7	0.016	Sy 2	291	324	359	527	841	1330
590	0.9	0.027	Sy 1	296	325	360	530	877	1347
7 59	0.8	0.0062		297	326	361	533	926	1376
87 0	1.0			298	328	362	538	928	1383
871	0.7	0.034	Sy 1	300	329	363	541	938	Mkn 1391
883	0.9	0.038	Sy 2	301	330	364	543	945	Akn 223
915	0.9	0.0024	Sy 1.5	302	331	365	545	955	253
995	1.1		_	303	331	366	584	975	Akn 347
1218	1.2	0.031	Sy 1	304	334	368	595	984	NGC 7469
1320	0.7	0.103	QSO/Sy	305	335	369	609	1014	1 Zw 1
Mkn 1325	1.1	0.0244				370	617	1014	II Zw 1
NGC 3227	0.6	0.0033	Sy 2	306	336	370		1044	11 Zw 136
" NGC 5548	1.4	0.017	Sy 1	308	338		618		0.000
				309	339	372	673	1048	
				310	341	384	688	1095	111 Zw 55
				311	342	385	704	1126	Ton 524a
				312	343	386	705	1127	Tol 2377-027

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

X Comae

Авторы выражают благодарность наблюдателям Ути-радиотелескопа за оказанную помощь в наблюдениях. Двое из авторов (В. А. С. и Р. А. К.) благодарят дирекцию Радиоастрономического центра за гостеприимство во время их визита в Индию.

Observations of Galaxies with Ultraviolet Continuum at 327 MHz. The results of observations of 174 galaxies with ultraviolet continuum at 327 MHz are presented. The observations were carried out with the Ooty radio telescope (India).

22 декабря 1981

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Радиоастрономический центр Тата института фундаментальных исследований Индии В. А. САНАМЯН Р. А. КАНДАЛЯН В. Р. ВЕНУГОПАЛ Д. С. БАГРИ

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. Е. Маркарян. Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
- 2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
- 3. Б. Е. Маркарян. В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян. Астрофизика. 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979.
- 4. D. W. Weedman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 69, 1977.
- 5. D. W. Weedman, M. N., 184, 11P, 1978.
- 6. В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ. 5, 271, 1979.
- 7. D. Kunth, W. L. W. Sargent, ESO proprint No. 35, 1978.
- 8. В. Л. Афанасьсь, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 193, 1980.
- 9. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 5, 609, 1980.
- 10. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 8, 177, 329. 1972.
- 11. И. Д. Караченцев, Письма АЖ, 7, 3, 1981.
- G. Swarup, N. V. Sarma, M. N. Joshi, V. K. Kapahi, D. S. Bagri, H. S. Damle, S. Ananthakrishnan, V. Balusubramantan, S. S. Bhave, R. P. Sinha, Nature Phys., Sci., 230, 185, 1971.
- 13. M. P. Veron, P. Veron, A. Witzel, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 13, 1, 1974.
- 14. D. S. Bagrt, Ph. D. Thesis Univ. Bombay, 1975.

УДК 524.338.6

О СПЕКТРЕ ОДНОЙ ВСПЫШКИ ЗВЕЗДЫ ҮҮ СЕМ

Во время наблюдений звезды ҮҮ Gem для исследования ее спектра в минимуме блеска, на одной спектрограмме случайно захвачена вспышка.

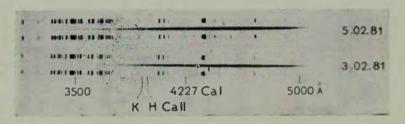


Рис. 1. Спектрограммы звезды ҮҮ Gem.

К ст. В. В. Амбаряна

Ниже приводятся некоторые результаты изучения этой спектрограммы YY Gem.

Наблюдения YY Gem (рис. 1) были выполнены на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории с универсальным дифракционным спектрографом UAGS, с дисперсией 136 А/мм и охватывают спектральную область $\lambda\lambda$ 3500—5000 А.

В табл. 1 приведены некоторые сведения об обработанных спектральных наблюдениях.

Таблица 1 СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ҮҮ Gem

Дата	UT	Эксп. (мин)	Звезда сравнения
3.02.1981	22 15 "	35	γ Gem
5.02.1981	21 50	, 30	₂ Gem

В качестве стандартов были использованы звезды типа АО, α и γ Gem, с известным распределением энергии в спектре [1]. Их спектры были сфотографированы за несколько секунд.

По регистрограммам наших наблюдений, записанным на микрофотометре ИФО-451, было получено распределение энергии в спектрах VY Gem в минимуме блеска и во время вспышки. Характеристические кривые были построены с помощью калибровочных шкал, полученных на трубчатом фотометре. Полученные нами распределения были нормированы к длине волны 14925 A (рис. 2).

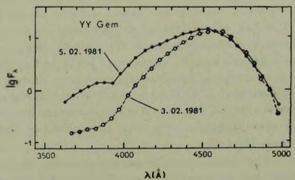


Рис. 2. Относительное распределение энергии непрерывного спектра вспыхивающей авезды YY Gem (3.02.81 г. и 5.02.81 г.).

Были вычислены также относительные интенсивности эмиссионных линий водорода и однажды ионизованного кальция. В табл. 2, в последовательных столбцах, для всех измеренных линий приведены относитель-

ные интенсивности (I_{λ}), их отношения к интенсивности линии H_{β} ($I_{\lambda}/I_{\beta}^{H}$) в минимуме блеска (3.02.81) и во время вспышки (5.02.81) и отношение интенсивностей соответствующих линий для двух этих дат (I_{λ} (всп.)/ I_{λ} (мин)).

 $T_{a6 {\it Auga}} \ 2$ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

	4.8.3		i.	$I_{\lambda/I}$	Ήβ	I.(BCH.)
Линия	(A)	3.02.81	5.02.81	3.02.81	5.02.81	<i>Г</i> л(мин)
Нβ	4861	11.6	9.3	1.0	1.0	0.8
H _T	4340	41.0	58.6	3.5	6.3	1.4
H.	4101	10.9	29.9	0.9	3.2	2.7
H+He Ca	11 3970	7.9	14.9	0.7	1.6	1.9
K Ca	11 3934	4.3	24.1	0.4	2.6	5.6
Hi	3889	0.6	2.4	0.1	0.3	4.0
Hη	3835	0.2	1.5	0.0	0.2	7.5
H ₆	3797	0.1	1.4	0.0	0.2	14.0

Результаты, приведенные на рис. 2 и в табл. 2, содержат значительные ошибки из-за большого различия между временами получения спектров стандартных звезд и звезды YY Gein, и к ним следует отнестись с некоторой осторожностью. Однако можно думать, что они не повлияли на окончательные результаты, по крайней мере качественно.

Наши результаты находятся в согласии с данными работы Боппа [2]. По его наблюдениям отношение эквивалентных ширин бальмеровских линий H_{δ} и H_{γ} меняется в широком диапазоне (0.64—1.5) в минимуме блеска. Это же отношение во время двух вспышек равнялось 1.18 и 1.05. Во время наших наблюдений отношение эквивалентных ширин линий H_{δ} и H_{γ} равнялось 1.02 и 1.20, соответственно вне вспышки и в период вспышки.

Таким образом наши наблюдения подтверждают вывод, полученный ранее другими наблюдателями (см., например, [3, 4]), что во время вспышки наблюдается существенное усиление непрерывного спектра в коротковолновой области спектра (< 4500 A) и значительное возрастание интенсивности эмиссионных линий. На рис. 2 отчетливо видно повышение уровня непрерывного спектра между сильными эмиссионными линиями H_δ и H_ϵ , а также между H_{τ} и H_δ .

Наблюдаемое нами возрастание интенсивности непрерывной эмиссии к коротким длинам волн во время вспышки YY Gem, как показали вычисления, более резкое, чем это может быть в спектре источника теплового излучения даже при бесконечно высокой температуре. Этот факт можно рассматривать как свидетельство в пользу нетепловой природы непрерывной эмиссии, возникшей в мериод вспышки.

Следует добавить, что YY Gem затменная и спектрально-двойная система с периодом около 0.8 суток, причем оба ее компонента вспыхивают и имеют эмиссионный спектр в минимуме блеска [5].

Автор выражает благодарность профессору $\Lambda.$ В. Мирзояну за полезное обсуждение.

On the Spectrum of one Flare of YY Gem. The Spectrum of YY Gem has been observed during a flare. The increase of the continuum and emission lines have been noticed.

18 мая 1982

Бюраканская астрофизическая обсерватория

В. В. АМБАРЯН

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, А_г Н. Князева, Сводный спектрофотометрический каталог эвеэд, АН Каз.ССР, Алма-Ата, 1978.
- 2. B. W. Bopp, Ap. J., 193, 389, 1974.
- 3. П. Ф. Чугайнов, Р. Е. Гершберг, Астрон. ж., 44, 260, 1967.
- 4. W. Kunkel, Ap. J., 161, 503, 1970.
- 5. T. J. Moffett, B. W. Bopp, Ap. J., 168, L117, 1971.

УДК 524.7-77

ПОИСК ПЕРЕМЕННОСТИ РАДИОИСТОЧНИКА 3C 120 НА ЧАСТОТЕ 327 МГц. II

В работе [1] нами сообщалось о результатах первой серии наблюдений радиоисточника 3С 120 на частоте 327 МГц, проведенных в 1973 г. на Ути-радиотелескопе с целью обнаружения переменности источника в длиноволновой части радиоспектра. Несмотря на то, что эти наблюдения не показали существенного изменения потока источника 3С 120 на этой частоте, наличие явной переменности этого источника в видимой и инфракрасной областях, а также в коротких радиоволнах побудило нас еще раз проверить наличие его переменности на указанной выше частоте для более длительного интервала времени. С этой целью в течение 1976—1981 гг. проводились 14 серий новых наблюдений этого источника на той же частоте и на том же радиотелескопе. При этом за период с марта 1976 г. по март 1977 г. наблюдения велись почти ежемесячно. Число хороших записей в каждой серии составляло не менее 4, кроме двух серий, результаты которых мы не учли при оценке фактора переменности источника (см. ни-

же). Измерения потока 3С 120 по прежнему проводились в относительных единицах и теми методами, которые были описаны в [1]. Источником сравнения во всех случаях служил 4С 05.16.

Результаты этих наблюдений вместе с данными, полученными в 1973 г., приведены в табл. 1, а для годового периода также на рис. 1.

			Таблица
Дата	наблюдений	Число измерений за период	Отношение интенсивностей 3C 120 и 4C 05.16
1973	сентябрь октябрь декабрь	15 7 4	0.864±0.012 0.883±0.007 0.858±0.013
1976	февраль май июнь июль август сентябрь октябрь ноябрь декабрь	4 5 3 5 7 4 6 4 6 9	$\begin{array}{c} 0.862\pm0.054 \\ 0.900\pm0.022 \\ 0.855\pm0.025 \\ \hline 0.906\pm0.045 \\ 0.912\pm0.042 \\ 0.884\pm0.008 \\ 0.861\pm0.024 \\ 0.866\pm0.014 \\ 0.886\pm0.029 \\ 0.889\pm0.036 \\ \end{array}$
1977	январь Февраль	- 5 3	0.854 ± 0.016 0.875±0.028
1978	октябрь	4	0.875 ± 0.021
1981	февраль	4	0.836 ± 0.037

Анализ данных таблицы и графика на рис. 1 показывает, что изменение потока радиоизлучения источника 3С 120 на частоте 327 М Γ ц как в годовом, так и восьмилетнем интервалах времени не превышает $\sim 7\%$

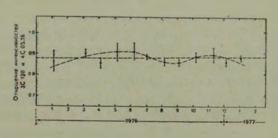


Рис. 1.

при среднем значении среднеквадратичной ошибки отдельных серий $\sim 3\%$, т. е. у этого источника на частоте 327 МГ $_{\rm U}$ не наблюдается уверенного медленного изменения радиопотока. Правда, на рис. 1 замечается слабый регулярный ход изменения относительного потока источника 3С 120, од-

нако его трудно считать реальным, т. к. он существенно не превышает ошибки измерения.

Поиск переменности радиоисточника 3С 120 в длинноволновой части космического радиоизлучения проводился также радиоастрономами Болонии на частоте 408 МГ $_{\rm U}$ [2] и НРАО одновременно на 6 частотах в интервале 321—920 МГ $_{\rm U}$ [3]. Они этот источник относят к числу переменных, хотя и на частотах, близких к 327 МГ $_{\rm U}$ — 408, 321 и 394 МГ $_{\rm U}$, полученные ими результаты существенно не отличаются от наших. Для оценки переменности они вводят фактор переменности F, который определяется формулой:

$$F = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{(S_i - \overline{S})^2}{\sigma_i^2}\right]^{1/2}.$$

где \overline{S} — среднее значение измеряемого потока по всем сезонам; S_t — среднее значение измеряемого потока для данного сезона; \overline{s} — среднеквадратичная величина ошибок измерения \mathfrak{q} сезоне; N — число сезонов наблюдений. Эта формула применима, когда $N \geqslant 4$.

Переменность источника считается реальной, когда F>1. Этот критерий достаточно хорошо выполняется для явно переменных источников.

По данным наших наблюдений на частоте 327 МГц получилось F=0.87 для восьмилетнего и F=0.84 для годового интервалов времени. В работе [3] на частотах 321 МГц и 394 МГц соответственно получилось F=0.38 и F=0.55 для четырехлетнего периода. По данным работы [2] на частоте 408 МГц получается F=1.64 для пятилетнего интервала. Однако в этом случае, в сезоне, в основном, проводилось одно измерение, применение приведенной выше формулы нельзя считать корректным.

Резюмируя приведенные данные, можно, как нам кажется, считать, что источник 3С 120 не является явно переменным радиоисточником в интервале длин волн более одного метра. На более коротких волнах данные о переменности этого источника не вызывают сомнений.

A Search of Variability of 3C 120 at 327 MHz. The observations at 327 MHz showed no remarkable variations of 3C 120 during eight years.

16 июля 1982

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Радиоастрономический центр ТАТА института Индии

В. А. САНАМЯН

В. Р. ВЕНУГОПАЛ

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Санамян, В. Р. Венугопал, Астрофизика, 11, 155, 1975.
- 5. C. Fanti, R. Fanti, A. Ficarra, F. Mantovani, L. Padrielli, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 45, 61, 1981.

3. J. R. Fisher, W. C. Ericston, Ap. J., 242, 884, 1980.

УДК 524.54

ПЕРЕМЕННЫЕ КОМЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Как известно, переменность среди кометарных туманностей не является исключительным явлением. Сильному изменению подвергались туманности NGC 2261, NGC 1555, NGC 6729, CM 1-29, туманность около фуора V 1515 Cyg. В данной работе приводятся результаты наблюдений двух известных переменных туманностей и двух новых объектов.

Туманность № 15 из списка Парсамян и Петросян [1]. Это кометарная туманность, имеющая вид конуса (в [1] ее относят к запятым). На красной карте Паломарского атласа видимая величина звезды в вершине конуса $\sim 17^m$ (эта звезда двойная), а на синей -18^m (звезда одиночная). Объект расположен в центре темной глобулы. Это описание относится к картам $+12^{\circ}4^h0^m$ (9/10 октября 1953 г.), а на картах $+12^{\circ}4^h24^m$ (11/12 декабря 1955 г.) и звезда, и туманность невидимы. Отсюда можно заключить, что произошло ослабление звезды на $\geqslant 3^m$. Здесь нужно отметить, что на картах $+12^{\circ}4^h24^m$ видны более слабые звезды, чем на картах $+12^{\circ}4^h0^m$.

Этот объект невидим также на пластинках, полученных в первичном фокусе 2.6-м телескопа БАО (1/2 сентября 1981 г., Kodak 103 аЕ + ЖС 12, 30^m ; 7/8 сентября 1981 г., Zu 21, 30^m). Только на пластинке, полученной в ночь с хорошей прозрачностью (25/26 ноября 1981 г., Zu 21, 35^m), на месте объекта видно слабое пятно. Если это есть изображение объекта, то произошло уменьшение блеска звезды на $\sim 3^m$ в фотографической области.

Объект, расположенный в туманности Sh 155. Светлая туманность Sh 155 составляет часть большого молекулярного облака, связанного с ассоциацией $Cep\ OB\ 3$. Частью этой туманности является маленькое компактное красное сгущение треугольной формы (~ 1.5). На синей Паломарской карте видна половина сгущения, в этой видимой половине видны

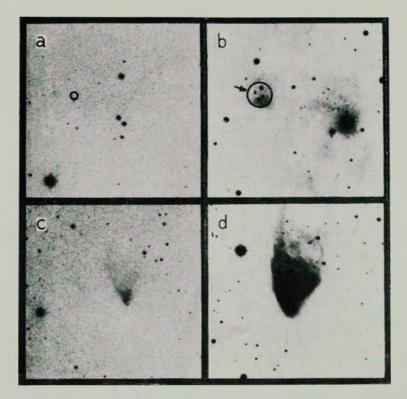


Рис. 1. а — область, где находилась туманность РР 15 (местоположение туманиости обведено кружком). 25/26 ноября 1981 г., Zu 21, 35^m , 6''/мм; b — трапеция в Сер В. Стрелкой отмечена звезда с кометарной туманностью в виде запятой. 25/26 ноября 1981 г., Zu 21, 35^m , 6''/мм; с — объект GM 1-29, 24/25 ноября 1981 г., Zu 21, 35^m , 6''/мм. Zu 21, 35^m , 6''/мм.

две звезды. Мы сняли эту область в прямом фокусе 2.6-м телескопа БАО. Сгущение получилось в виде туманного ободка, а внутри этого ободка видны уже четыре звезды, расположенные как в Трапеции Ориона (координаты центра ободка следующие: $\alpha_{1950}=22^h55^m06^s$, $\delta_{1650}=62^\circ22'$). Расстояние до Сер ОВ 3 около 730 пс [2]. Это дает для размеров трапеции 23" или около 17000 а.е. (у Трапеции Ориона — 11000 а.е.). На пластинках, отснятых в ночи с хорошей прозрачностью, можно увидеть связанную с одной из звезд трапеции (самой слабой на синей карте, но самой яркой на инфракрасной) кометарную туманность в виде запятой (3" или 2000 а.е.). На Паломарских картах запятая не видна, но это может быть вследствие разницы в масштабах Паломарских карт и снимка в первич-, ном фокусе 2.6-м телескопа.

Как известно, рядом с Трапецией Ориона расположены инфракрасные источники Клайнмана—Лоу и Беклина—Нойгебауэра, в районе которых найдено множество водяных мазеров и обнаружено истечение в молекулярных линиях, то есть это активная область звездообразования. Описанная выше трапеция расположена в $\sim 1'$ от активного центра, известного под названием Сер В. Как указано в [3], в этом центре кинетическая температура газа (12CO достигает 20 К. Масса Сер В $\sim 100~M_{\odot}$. Нет признаков повышения плотности, выраженных в расширении линии 12 CO или в обнаружении на 2 мм 12 CO. Однако в Сер В интенсивность 12 CO принимает наибольшее в облаке Сер ОВ 3 значение. Линии остаются узкими и типичны для темного облака, в котором есть одиночная звезда. Фелли и др. [4] на частоте 4.9 МГц обнаружили в Сер В тепловой источник. По Сарджент [3] здесь может быть звезда спектрального типа В 2.

Недалеко от Сер В расположены две подгруппы звезд классов О в В, принадлежащих ассоциации — более молодая и более старая. При продолжении пространственных скоростей звезд из молодой подгруппы они пересекаются в непосредственной близости от Сер В [3]. Кроме этого, рядом с Сер В расположено 5 ранних звезд, также принадлежащих ассоциации. Если принять $A_V \approx 2^m$ (такое поглощение дано в [3] для этих 5 звезд), то для абсолютных величин звезд трапеции будем иметь $M_{\rho V} = 3^m 5 \div 5^m 5$, что соответствует типам F - G главной последовательности. Среди звезд, связанных с кометарными туманностями в виде запятой, в основном встречаются как раз звезды типа G.

Наличие группы типа Трапеции в непосредственной близости от активной области еще раз подтверждает справедливую идею Амбарцумяна о том, что группы типа Трапеции являются молодыми образованиями.

Объект GM 1-29. Об этой туманности подробно сказано в [5, 6], поэтому мы остановимся только на последних изменениях. На наших снимках этой туманности, полученных в первичном фокусе 2.6-м телескопа БАО, видно, что симметрия в околозвездном участке треугольной формы (~ 30 ") нарушена — западная половина почти не видна, только на некоторых снимках видна узкая полоска, окаймляющая этот треугольник с запада. Такой вид туманность имела в течение всего периода наблюдений — сентябрь-ноябрь 1981 г.

Tуманность NGC 2261. Переменность этой туманности была обнаружена Хабблом в 1916 г. С тех пор она усиленно изучалась.

Эта туманность имеет вид конуса, в вершине которого находится звезда R Моп. Канто и др. [7] в результате радионаблюдений в линии CO обнаружили наличие южного конуса у R Моп, большая часть которого не видна из-за поглощения в оптике, то есть на самом деле туманность является биконусом. На снимке, полученном в первичном фокусе 2.6-м телескопа БАО, есть некоторые отличия от последнего известного нам из печати снимка NGC 2261 [8]. Эти изменения относятся к видимым деталям южного конуса. На нашем снимке (25/26 ноября 1981 г., Zu 21, 35^т) луч, отходящий от R Моп в юго-западном направлении, более длинный, чем у Хербига, а пятно к юго-востоку от R Моп слабее этого луча (у Хербига наоборот).

Все вышеприведенные объекты находятся в темных облаках, в когорых, по-видимому, присутствует турбулентность (об этом могут свидетельствовать обычные для таких областей широкие линии излучения ¹²CO). Вызванные турбулентностью перемещения отдельных масс облака могут вызвать изменение вида кометарной туманности из-за изменения пространственного расположения поглощающего вещества. Турбулентность может вызвать и изменение вида кометарной туманности из-за изменения поглощения в направлении на звезду (это, вероятно, имеет место в случае первого объекта, рассмотренного в данной работе). Конечно, нельзя недооценивать наличие основного фактора изменения вида кометарной туманности: поярчение или ослабление связанной с туманностью Возможно, одновременное действие вышеупомянутых двух факторов явдяется причиной того, что до сих пор не найдена надежная корредяция между изменениями яркости R Моп и связанной с ней туманности NGC 2261. Однако такая корреляция найдена для кометарной туманиости в виде кольца и связанной с ней звезды V 1057 Cyg [9].

По нашей просьбе Родригес на 32-м радиотелескопе в Хейстеке пронаблюдал в линии ^{12}CO объект GM 1-29. Полученный контур радиолинии имеет вид узкого пика с крылом, расположенным в области отрицательных скоростей. Ширина этого крыла 4 км/с. Если предположить, что все облако излучает в виде узкого пика, то крыло является выражением вы-

шеупомянутой турбулентности или систематического истечения к наблюдателю.

Изменения конических кометарных туманностей не противоречат ни нашей модели, предложенной в [10], ни модели Канто и др. [7]. Нами было предложено, что конус образуется в результате вращения звезды, у которой выбрасывается струя вещества под острым углом к оси вращения. Канто и Родригес предлагают модель выдувания вещества звездою из окружающего ее темного облака и затем освещения звездой внутренней поверхности этой полости. Здесь нужно отметить, что вопреки второй модели имеются конические туманности (GM 1-27, GM 1-20), которые расположены прямо на границе темных каналов.

Автор выражает искреннюю благодарность академику В. А. Амбарцумяну за постоянный интерес и внимание к работе, а также доктору Л. Ф. Родригесу за проведение радионаблюдений.

Variable Cometary Nebulae. Results of observations of two known variable objects — NGC 2261 and GM 1-29 and objects whose variability was unknown (the object in S 155 and PP 15) are given. All the plates are odtained in prime focus of Byurakan 2.6 m telescope.

24 мая 1982

Бюраканская астрофизическая обсерватория

А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Э. С. Парсамян, В. М. Петросян, Сообщ. Бюраканскії обс., 51, 3, 1979.
- 2, D. L. Crawford, J. V. Barnes, A. J., 75, 952, 1970.
- 3. A. J. Sargent, Ap. J. 233, 163, 1979.
- 4. M. Felli, G. Tofani, R. H. Harten, N. Panagia, Astron. Astrophys. 69, 199, 1978.
- А. Л. Гюльбудатян, А. С. Амирханян, в сб. «Вспыхивающие звезды», под ред. А. В. Мирзояна, Ереван, 1977, стр. 127.
- 6. M. Cohen, Ap. J., 245, 920, 1981.
- 7. J. Canto, L. F. Rodriguez, J. F. Barrall, P. Carral, Ap. J., 244, 102, 1981.
- 8. G. H. Herbig, Ap. J., 152, 439, 1968.
- 9. D. K. Duncan, E. A. Harlan, G. H. Herbig, A. J., 86, 1520, 1981.
- 10. А. Л. Гюльбудатян, Астрон. цирк. № 967, 1977.

УДК 524.54-355

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА КОМЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ Р 17

1. Введение и наблюдательный материал. Кометарные туманности представляют собою особую группу среди диффузных туманностей. В

большинстве случаев они связаны с переменными типа Т Тельца или с пекулярными звездами спектральных классов Ве—Ае [1, 2].

Туманность Р 17 [3] входит в «Каталог кометарных туманностей и родственных объектов» под номером 67 [4]. На рис. 1 приведен снимок туманности, полученный на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в В-лучах: она имеет форму треугольника со сторонами 0.4, 0.6, 0.7.

Наблюдения туманности Р 17 впервые были проведены Мендесом и Парсамян [5]. Спектр туманности оказался непрерывным, с максимумом интенсивности у λ 4700, без следов каких-либо линий.

На рис. 1 видно, что ядром туманности P 17 является объект, находящийся в юго-западном углу туманности, вблизи которого поверхностная яркость самая высокая*. Согласно [6] это звездообразный объект, у которого распределение энергии в области 2.2—10 мк плоское, что характерно для многих кометарных туманностей. Переменность этого ядра была обнаружена Хоффмейстером [7]: его блеск менялся в пределах 14^т—15...

В настоящей работе приводятся результаты спектрального исследования ядра Р 17.

Таблица 1 СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДРА ТУМАННОСТИ Р 17

Дата	Спектр. диапазон (A)	Экспозиция (мин)
16.12.79	5900-7100	20
18.12.79		15
*1	4830—6290	15
	3800-4970	15
21.02.80	5900-7100	30
	4650-6000	20
99		30
	3800 - 4970	30
22.02.80	**	17
01.12.80	5900-7100	30

Наблюдательный материал был получен на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом СП 160 и с ЭОП М9ШВ, с дисперсией 65 А/мм (разрешение 5A).

Данные о полученных спектрах приведены в табл. 1.

На регистрограммах спектров, полученных на микрофотометре ИФО-451 Бюраканской обсерватории, было выявлено 30 линий, длины

^{*} За ядро туманности Р 17 в [5] был принят объект, находящийся в ее апексе.

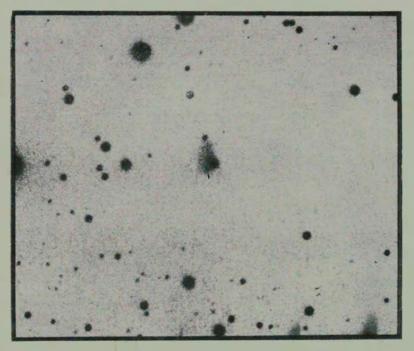


Рис. 1. Туманность Р 17 в B-лучах (масштаб 2.5''/мм).

волн которых были измерены на измерительнов приборе *Askorecord* с точностью порядка 2A. Отождествление их производилось по таблицам [8, 9].

В результате в спектре ядра Р 17 были отождествлены линии поглощения водорода (H_{β} , H_{τ} , H_{δ} , H_{ϵ}) и металлов (Fe I, Fe II, Ti II, Ca I, Ca II, Cr II, Na I), а также эмиссионная линия H_{α} .

 $T_{a6 \pi uya}$ **2** λ ИНИИ, ОБНАРУЖЕННЫЕ В СПЕКТРЕ ЯДРА ТУМАННОСТИ Р 17

Измеренная длина Болны (А)	Лабор. данна волны (А)	Элемент	₩\ (A)
6505.5	6508.13	Ti I	1.4±0.3
6493.6	6494.38	FeI	1.6±0.2
6454.0	6456.38	Fe II	0.7+0.2
6248.0	6247.56	Fell	1.2±0.1
6162.0	6162.17	Cal	0.8±0.2
6145.9	6147.73	Fe II	2.6±0.4
	5895.93+5889.75	Na I(D ₁ +D ₂)	передержка
5338.3	5339.94	Fel	1.9±0.2
5252.8	5254.95+5253.48	Fel	1.2±0.2
5234.0	5232.94	Fe I	1.4±0.2
5208.0	5210.39+5208.6	Ti I+Fe I	1.4±0.2
5186.1	5183.7	Ti II	1.3±0.2
5170.1	5169.03-+5167.49	l e I	3.9±0.4
5152.2	5151.9+5150.8	Fe I	0.9+0.1
5129.2	5131.47 + 5127.36	Fe I	0.7±0.1
5114.3	5113.44	Ti I	0.8±0.2
4923.5	4923.92	Fe II	2.0±0.3
4884.2	4885.09	Ti I	1.7±0.3
4862.5	4851.33	Нз	5.0±0.4
4731.7	4731.44	Fe II	0.8+0.1
4586.6	4588.22	Cr II	0.4±0.1
4556.7	4558.66	CrII	3.9+0.2
4528.8	4528.62-4527.31	Fel+Til	4.2+0.3
4520.7	4522,63 + 4520,23	Fe II	1.0+0.1
4487.0	4489.18	Fell	2.7+0.2
4343.0	4340.47	H ₇	6.3+0.5
4307.0	4315-4305	С-полоса	8.0±0.4
The second	4101.74	На	2.9
- Hall a state of	3970.07+3968.47	Hs + HCa II	не <i>д</i> одержка
100	3933.67	K Call	недодержка

В табл. 2 приведены измеренные длины воли линий поглощения, лабораторные длины воли, соответствующие им химические элементы и их эквивалентные ширины.

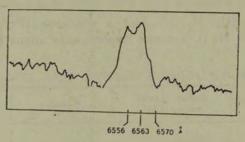


Рис. 2. Профиль линии Н₂ (16.12,79).

На рис. 2 представлен профиль линии H_{\circ} (16.12.79 г.), имеющей два эмиссионных компонента неодинаковой интенсивности. Длинноволновый компонент линии в пределах ошибок соответствует нормальному положению H_{\circ} , а смещение коротковолнового компонента соответствует $V_{\circ} = -320 \pm 70 \, \mathrm{km/c}$.

Hаши наблюдения показали, что H_{α} меняет свою интенсивность (табл. 3).

T аблица 3 НАБЛЮДЕНИЯ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ $\mathbf{H}_{\mathbf{q}}$

• Дата	₩ _λ (A)
17.12.79	14.0
18.12.79	6.5
21.02.80	5.7
01.12.80	9.0

2. Обсуждение. Наличие эмиссии в линии H_{α} , ее сложный профиль, изменение интенсивности H_{α} во времени свидетельствует о существования расширяющейся неоднородной газовой оболочки вокруг ядра P 17.

Существование неоднородной газовой оболочки вокруг ядра Р 17 позволяет его считать молодым объектом, что характерно для ядра кометарных туманностей, а распределение энергии в спектре самой туманности [5], вероятно, указывает на физическую связь туманности с исследуемой звездой, которую можно отнести к спектральным классам Ae—Fe.

Как известно, ядра многих кометарных туманностей (R Mon [2, 10], L_xH_x 198 [2], T Ori [2], HK Ori, L_xH_a 208 [11], ядро P21 [12] и др.) отнесены к спектральным классам Ае или Fpe, с характерной эмиссией в линии H_a , переменной во времени.

В заключение автор выражает благодарность Э. С. Парсамян за руководство настоящей работой, Л. В. Мирзояну за ценные замечания, а также А. Буренкову за помощь при наблюдениях.

Investigation of the Nucleus of the Cometary Nebulae P 17. The spectroscopic observations of the nucleus of the cometary nebulae P 17 carried out with 6 m telescope. Double components of H₄ emission line have been detected.

10 февраля 1982

Бюраканская астрофизическая обсерватория

В. М. ПЕТРОСЯЦ

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
- 2. G. Herbig, Ap. I., Suppl. ser., 4, 337, 1960.
- 3. Э. С. Парсамян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 18, 146, 1965.
- 4. Э. С. Парсанян. В. М. Петросян. Сообщ. Бюраканской обс., 51, 1979.
- М. Мендес, Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюраканской обс., 10, 65, 1974.
- 6. M. Cohen., P. A. S. P., 86, 813, 1974.
- 7. C. Hoffmeister, IAU Circ., No. 1996, 1967.
- 8. А. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский, В. А. Славный, Е. Я. Шрейдер, Таблицы спектральных линий, Физматгиз, М., 1969.
- 9. П. Меррил. Линни химических элементов в астрономических спектрах. Физматгиз. М., 1959.
- 10. Дж. Л. Гринстейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Матакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика 12, 587, 1976.
- 11. G. H. Herbig, N. K. Rao, Ap. J., 174, 401, 1972.
- 12. Э. С. Парсамян, В. М. Петросян, в сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро», Изд-во АН Арм.ССР, 1980. стр. 281.

АСТРОФИЗИКА

TOM 18

НОЯБРЬ, 1982

ВЫПУСК 4

УДК 524.4

РЕЦЕНЗИИ

П. Н. ХОЛОПОВ, Звездные скопления, М., Наука, 1981, 497 стр.. 165 иллюстраций.

Необходимость монографии, посвященной звездные скоплениям, давно назрела. Разнообразный наблюдательный материал, накопленный относительно этих систем совместно возникших звезд, требует надлежащего обобщения и правильного теоретического истолкования, что может иметь серьезное значение и для проблемы происхождения и эволюции как самих звездных скоплений, так и звезд вообще. Естественно, что выход каждой книги по этому вопросу вызывает значительный интерес. Определенные надежды были связаны и с появившейся недавно книгой П. А. Холопова «Звездные скопления».

Подробное ознакомление с этой книгой показывает, что она представляет собой довольно подробный, но далеко не полный и односторонне составленный справочник по звездным скоплениям. Тем не менее, как справочник это пособие может быть полезным. Что касается обобщений и важных вопросов, связанных со строением, динамикой и эволюцией звездных скоплений, то приходится констатировать, что она содержит крупные недостатки. Так как рассмотрение всех недостатков книги невозможно, то мы ограничимся указанием лишь на некоторые из них.

Начнем с главы «Динамика звездных скоплений» (стр. 345). Вся глава написана на низком научном уровне. В ней нельзя найти четкой формулировки о том, что звездное скопление конечной массы не может находиться в статистическом равновесии. Между тем, именно из-за этого факта возникают многие проблемы, осложняющие динамику звездных скоплений. Поэтому читателю не сразу становится ясным, почему в динамике звездных скоплений приходится с самого начала ставить сложные вопросы изменений строения скопления во времени, т. е. следить за изменением фазовой плотности в нем. Если бы это было объяснено в книге, то стало бы ясно, например, почему так важно вычисление времени релаксации. Яснее были бы и выводы о неминуемом распаде звездных скоплений. Вместе с этим в этой главе много внимания уделено мелочам.

Приведем пример поверхностного отношения к вопросам динамики звездных скоплений.

На стр. 356 этой главы после формулы (9.27) для средней квадратичной скорости $m_1 \langle V^2(m_1) \rangle = m_2 \langle V^2(m_2) \rangle$, со ссылкой на расчеты Вилена на ЭВМ, утверждается, что равнораспределение в скоплении не сохраняется. Между тем, не было нужды обращаться к ЭВМ. Ведь из этой формулы (9.27) прямо следует, что при равнораспределении почти все звезды скопления с массой, скажем, в три раза меньше средней, будут обладать скоростями, достаточными, чтобы покинуть систему.

В главе «Переменные звезды в звездных скоплениях» (стр. 195) отсутствует изложение современных представлений о важной эволюционной роли звезд типл Т Тельца и UV Кита в молодых скоплениях (и ассоциациях). Более того, в ней практически нет ни одного слова о звездах типа Т Тельца, а вспыхивающим звездам посвящено меньше полстраницы. В этой главе, как и во всей книге, чувствуется стремление автора излагать только результаты, которые не противоречат его своеобразным взглядам на природу и эволюцию скоплений.

На очень низком уровне дается изложение кратных систем типа Трапеции. Читателю не сообщается, что эти объекты по своей природе похожи на скопления, только имеют мало членов. То обстоятельство, что системы типа Трапеции часто входят в скопления, не может приуменьшить значения факта существования Трапеций. Из изложения автора остается впечатление, что звездные цепочки — это нечто принципиально отличное от систем типа Трапеции. Между тем, они тоже являются системами типа Трапеции.

В книге бросается в глаза субъективное отношение автора к работам по рассматриваемой тематике. Приведем два примера, подтверждающие сказанное.

В разделе, посвященном методам определения звездной плотности в скоплениях (стр. 298) даже не упоминается точный метод, который основывается на двумерном распределении звезд на небесной сфере [1], в то время как подробно излагаются менее точные методы. Формула (9.28) для времени релаксации в звездном скоплении практически совпадает с формулой (6) работы Амбарцумяна [2], но приписана другому автору. Неужели из-за небольшого различия в значениях постоянных множителей!

Если такие «упущения» можно простить, то недопустимо, когда автор результаты других ученых излагает как свои собственные.

Например, на стр. 431 утверждается, что все слабые члены скопления Π_{Λ} еяды с $M_{\nu} > +$ 6.6 являются вспыхивающими звездами. Читателю не объясняется, как удалось получить этот важный вывод, где впервые это было показано. А дело просто в том, что этот результат получен не авто-

ром, хотя соответствующие ссылки в книге отсутствуют (об этом результате см., например, [3]).

Далее, чуть ниже, опять без ссылок (хотя и этот результат получен не автором книги, см., например [4]), констатируется: «... с увеличением возраста скопления вспыхивающими звездами продолжают оставаться все более и более слабые его члены, находящиеся на главной последовательности». Отметим, кстати, что вспыхивающие звезды расположены не на главной последовательности, а в области, примыкающей сверху и снизу к главной последовательности, причем, как впервые показали Аро и Чавира [4], отклонения от нее убывают с увеличением возраста скопления.

Можно было подумать, что отсутствие ссылок обусловлено стремлением автора экономить место. Чем же тогда объяснить изумляющее обилие ссылок на собственные работы или работы автора книги с соавторами (более 40 ссылок на себя, т. е. больше, чем ссылок на работы первых пяти из наиболее цитируемых советских авторов, вместе взятых).

Странное впечатление оставляет глава «Возникновение и эволюция звездных скоплений». В этой главе П. Н. Холопов всячески отрекается от общепризнанного значения открытия и исследования звездных ассоциаций в Бюракане. Вместе с этим в ней он основное внимание уделяет обоснованию своей «концепции» о природе звездных ассоциаций и об эволюции звезд. Эта концепция безо всякого обоснования уже несколько лет усердно рекламируется им и не только среди специалистов (см., например. [5]).

Основные положения «концепции» Π . Н. Холопова сводятся к утверждениям, что звездные ассоциации и наблюдаемые в их составе кратные системы — динамически устойчивы. Поэтому звездные ассоциации — это самые обычные звездные скопления, находящиеся на самой ранней стадии своего развития.

Относительно первого (практически главного, так как второе положение является его следствием) из этих положений следует сказать, что оно противоречит наблюдениям. Здесь не место подробно останавливаться на этом принципиальном вопросе (об истории и современном состоянии вопроса см. подробнее в [6—8]). Отметим только, что изучение собственных движений звезд в ближайших ассоциациях показывает, что у всех них, в той или иной форме, наблюдаются явления расширения. (В книге П. Н. Холопова «забыты» даже работы его ближайшего соавтора Н. М. Артюхиной о расширении ассоциации Цефей II). Если прибавить к этому данные о лучевых скоростях, то картина становится еще более определенной. Что касается динамической неустойчивости кратных систем типа Трапеции, то об этом свидетельствует, например, тот наблюдательный факт, что реальные Трапеции встречаются в подавляющем большинстве случаев среди кратных звезд, наиболее яркие члены которых принадлежат спектральным

классам О-В, т. е. являются молодыми звездами (об этом и других аргументах в пользу динамической неустойчивости Трапеций см. в [7]).

Чтобы оценить уровень аргументов, приведенных П. Н. Холоповым против распада ОВ-ассоциаций, рассмотрим, как он справляется с результатом Блаау о расширении ассоциации Рег ОВ2. П. Н. Холопов считает что если масса ассоциации окажется достаточно большой, то, поскольку вто может в будущем задержать звезды внутри ассоциации, значение расширения для проблемы возникновения звездных ассоциаций будет подорвано. Конечно, это наивно, так как расширение обнаружено из наблюдений и само по себе означает нестационарность системы. Поэтому расширение уже говорит о молодости системы. Если даже в угоду автору предположить, что это расширение когда-нибудь прекратится, то все равно наблюдаемое ныне расширение является прямым свидетельством молодости.

Но дело не только в этом. На стр. 414, с целью убедить читателя в большом значении массы Рег OB2, он пишет про эту ассоциацию: «Оне связана с большим газово-пылевым облаком, минимальное значение полной массы которого может составить 190 000 масс Солнца». Между тем известно, что пока наиболее прямым и надежным способом оценки масс таких облаков являются измерения в линиях Бальмера, в линии 21 см нейтрального водорода и в линии СО. Такая оценка была сделана недавно Сарджентом [9] и показывает, что масса рассматриваемого облака равняется всего 12 000 солнечных масс. Таким образом, при размерах облака в проекции 30×60 пс² получается скорость отрыва порядка 2 км/с. Следовательно, все, что движется со скоростью более 3 км/с по отношению к центру тяжести ассоциации, должно уходить из нее. Поскольку и в облаке имеются разности скоростей, превосходящие эту величину, то не только звезды ассоциации, но и оно само должно расширяться и разлететься.

Это, кстати, неплохая иллюстрация к лелеемой автором мысли (стр. 416): «Вначале был коллапс».

Не станем продолжать. Отметим лишь, что вся «научная» часть возражений Π . Н. Холопова против расширения OB-ассоциаций носит столь же примитивный характер.

Второе положение Π . Н. Холопова, как уже было отмечено, является следствием предыдущего положения и не заслуживает отдельного рассмотрения.

Менее принципиальными являются утверждения П. Н. Холопова о том, что звездные ассоциации были открыты задолго до их «переоткрытия» в Бюракане, а идея о продолжающемся в настоящее время процессе звездообразования в Галактике в 40-х годах нашего столетия (до бюраканских работ по звездным ассоциациям) была высказана Спитцером и Уипплем.

Оба эти утверждения являются результатом искажения исторических фактов. Так, Струве, который еще в 1928 г. действително открыл (что справедливо отмечено в рецензируемой книге) некоторые группировки О-В звезд, посвятил, после открытия в 1947 г. В. А. Амбарцумяном звездных ассоциаций — очагов формирования звезд в современную эпоху, этому событию (настолько идея о крайней молодости этих систем была нова) специальную статью [10], тем самым подтвердив приоритет открытия. Только не вникая (хуже, если это делается преднамеренно) в различие между значениями, которые вкладываются в выражения «группировки звезд» и «звездные ассоциации как области звездообразования», можно придти к упомянутому утверждению.

Далее, как показали наши поиски в указанных П. Н. Холоповым работах Спитцера и Уиппла (стр. 406), их авторы вывода о продолжающемся в нашу эпоху в Галактике процессе звездообразования не высказывали. Правда, если даже допустить, что прав все же П. Н. Холопов, то от этого ничего не изменится. Ведь одно дело высказать новую идею и совершенно другое — научно ее обосновать на основе фактических данных.

В книге П. Н. Холопова встречаются и другие примеры искажения исторических фактов. Например, на стр. 406 утверждается, что ассоциации содержат лишь звезды, определяющие тип ассоциаций. Причем, эта мысль приписывается В. А. Амбарцумяну. Между тем, в первой же работе [11], где был введен термин «звездные ассоциации», говоряя об ассоциации вокруг h и χ Персея, черным по белому написано о возможности присутствия в ней многих звезд других спектральных типов.

И в последующем ни В. А. Амбарцумян, ни его ученики не отрицали присутствия в ассоциациях звезд других типов (см., например, [12]).

Стоит обратить внимание и на, мягко говоря, необычную манеру всдения научного спора, характерную для П. Н. Холопова. Например, чтобы придать больше веса своим рассуждениям, он на стр. 408 пишет. «... концепция Амбарцумяна... была подвергнута последовательной и во многом справедливой критике...». Дальше не следует ни одного слова с конкретной критике. Естественно спросить, в чем состояла эта критика. Очевидно, П. Н. Холопову было бы нелегко привести суть этой критики по той простой причине, что содержавшиеся в ней главные возражения (ассоциации не реальные системы, а вереницы О-В звезд, наблюдаемых в областях с малым межэвездным поглощением — в окнах прозрачности, О,В звезды — это не молодые звезды, а бывшие карлики, поглотившие окружающую межэвездную материю; наблюдаемое расширение ассоциаций - результат проектирования на небе нескольких групп звезд, движушихся в разных направлениях и т. д.) оппонентов Амбарцумяна в настояшее время не поддерживаются никем, в том числе, по-видимому, и самим П. Н. Холоповым.

Уместно закончить рецензию на книгу «Звездные скопления» словами из ее введении (стр. 15): «Наглядно показывая судьбу многих безапелляционных высказываний и пророчеств, история помогает каждому из нас, выражаясь словами Генриха Бёлля, «никогда не принимать самого себя слишком всерьез, не слишком много думать о себе». По-видимому, П. Н. Холопов действительно не подумал о себе, переписывая эту фразу.

л. в. мирзоян

ЛИТЕРАТУРА

- 1. М. А. Мнацаканян, ДАН Арм.ССР, 49, 33, 1969.
- 2. В. А. Амбаруумян, Уч. зап. ЛГУ, № 22, 19, 1938.
- 3. В. А. Амбаруумян, Звезды, туманности, галактики, Бюраканский симпознум, АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
- 4. G. Haro. E. Chavira, Vistas in Astronomy, vol. 8, ed. A. Beer, K. Aa. Strand, Pergamon Press, London, 1966, p. 89.
- 5. П. Н. Холопов, Астрономический календарь, М., 1978.
- 6. A. Blaauw, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2, 213, 1964.
- 7. Л. В. Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, АН Арм.ССР, Ереван, 1981.
- 8. A. Blaauw, Problems of Physics and Evolution of the Universe, ed. L. V. Mirzovan, Ac. Sci. Armenian SSR, Yerevan, 1978, p. 101.
- 9. A. I. Sargent, Ap. J., 233, 163, 1979. -
- 10. O. Struve, Sky and Telescope, 8, No. 9, 1949, p. 215.
- 11. В. А. Амбарцумян, Эволюция эвеэд и астрофизика, АН Арм.ССР, Ереван, 1947.
- В. А. Амбарцумян, Доклад на VIII съезде МАС, Рим, 1952, Изд. АН СССР, М. 1952.

INDEX OF AUTHORS	687
Vennik J., Kaaztk A. Radial velocities of galaxies in the vicinity of groups of galaxies. I	523
Vennik J., Kaazik A., Amirkhanian A. Radial velocities of galaxies in the vicinity of groups of galaxies. II	533
Venugopal V. R. (see Sanamian V. A.) · · · · · · · · · · ·	651
Venugopal V. R. (see Sanamian V. A.)	657
Voschinnikov N. V., Ilyin V. B. Plank mean cross sections for radiation pressure for nonspherical grains. I.	616
Yakovlev D. G. (see Pavlov G. G.) · · · · · · · · · · · ·	119
Yegiazarian A. A. (see Khachikian E. Ye.) · · · · · · · ·	541
Zubotin N. A., Marochnik L. S., Naselsky P. D. Inhomogeneity of the early universe and formation of primordial black holes	161
Zabotin N. A., Naselsky P. D. "Stiff" universe and the mass spectrum of pri-	311

Zajtseva G. V. Photomotric properties of RY Tauri .

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 18, 1982 ГОД

Абрамян M , Γ , K теории устойчивости плоских подсистем галактик	350
Австисян В. З., Мелик-Алавердян Ю. К. Молекулярные полосы поглощения в ИК-спектрах М-гигантов	386
Амбарян В. В. О спектре одной вспышки звезды ҮҮ Сет	654
A мирханян A , C ., Γ аген- Γ орн B , A ., ρ ешетников B . Π . Спектральные наблюдения галактики M 82	31
Амирханян А. С. (см. Венник Я.)	523
Андреасян Н. К., Хачикян Э. Е. Об особенности кривой вращения галактики NGC 2814	33 7
Андреасян Р. Р. Исследование магнитного поля галактики	255
Артюх В. А., Кандалян Р. А., Озаннисян М. А., Санамян В. А. Наблюдения галактик с УФ-континуумом на частоте 102 М Γ ц	215
Афанасься В. Л., Денисюк Э. К., Липовецкий В. А., Шаповалова А. И. Яркие эмиссионные линии в новых сейфертовских галактиках	329
Багри Д. С. (см. Санамян В. А.)	651
Барышев Ю. В. О гравитационном излучении двойной системы с пульсаром • PSR 1913+16.	93
Бескин В. С. К вопросу о рождении частиц в сильном магнитпом поле	439
Бёрнген Φ ., Каллоглян $A.\ T.\ Морфология компактных галактик. 11.$	17
Боярчик А. А., Любимков Л. С. Атмосфера Канопуса, І. Модель атмосферы и распределение турбулентности	375
Боярчук А. А. (см. Любимков Л. С.)	59 7
Вайнер Б. В., Щекинов Ю. А. Галактическое содержание дейтерия—тест для космологических моделей	143
Варшалович Д. А. (см. Асвшаков С. А.)	49
Венник Я., Каазик А. Лучевые скорости галактик в окрестностях групп галактик. I	523
Венник Я., Каазик А., Амирханян А. С. Лучевые скорости галактик в окрестно-	533

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	675
Венугопал В. Р. (см. Санамян В. А.)	651
Венугопал В. Р. (см. Санамян В. А.)	657
Воронцов-Вельяминов Б. А. Новый взгляд на происхождение комет и других малых тел	450
Вошинников H . B ., U льин B . B . Планковские средние сечения лучевого давления для несферических пылинок. 1	616
Bсехсвятский C . K . O значении последних открытий в солнечной системе	455
Газен-Торн В. А., Шевченко И. И. Оптическая переменность и радиоструктура внегалактических источников	245
Гаген-Торн В. А. (см. Амирханян А. С.)	31
Горбацкий В. Г. О возможности выметания газа из галактики под действием давления излучения активного ядра	234
Губанов А. Г. Наблюдения скопления галактик в Волосах Вероники (А 1656) на частоте 102.5 МГ $_{ m U}$	177
Гурвадян Г. А., Епремян Р. А., Отанссян Дж. Б., Рустамбекова С. С. Абсолютные монохроматические потоки в ультрафиолетовых спектрах звезд по данным «Ориона-2»	398
Гюльбудалян А. Л. Переменные комстарные туманности	660
Денисюх Э. К. (см. Афанасьев В. Л.)	329
Диван Л. (см. Шалонж Д.)	263
Досталь В. А. Физические условия во взаимодействующих галактиках, компо- нентах изолированных пар и изолированных галактиках	201
Егиазарян А. А. (см. Хачикян Э. Е.)	541
Епремян Р. А. (cm. Гурзадян Г. А.)	398
Заботин Н. А., Марочник Л. С., Насельский П. Д. Неоднородность ранней Вселенной и образование первичных черных дыр	161
Заботин $H.\ A$., H ассльский $\Pi.\ \mathcal{A}.\ $ «Предельно-жесткая» Вселенная и спектр масс первичных черных дыр	311
Займева Г. В. Фотометрические особенности RY Тельца	67
Ильин В. Б. (см. Вощинников Н. В.)	616
Иыэвээр М. Аномальные покраснения сверхновых звезд	57.1
Kаазик A . (см. Венник $Я$.)	523
Каазик А. (см. Венник Я.)	533
Казарян $M.$ $A.,$ T омазян $B.$ $C.$ Спектральное и морфологическое исследование галактик с UV-избытком. IV	192
Kanada M. A. Kanada R. C. Harris annual at IV unfortuna IV	512

Казарян Э. С. (см. Казарян М. А.)	512
Каллоглян А. Т. (см. Бёрнгеен \mathcal{O} .)	17
Каминкер А. Д., Павлов Г. Г., Силантьев Н. А., Шибанов Ю. А. Приближенные методы решения задач переноса излучения в холодной плазме с сильным магнитным полем	283
Кандалян Р. А. Функция радиосветимости сейфертовских галактик	580
Кандалян Р. А. (см. Артюх В. А.)	215
Кандалян Р. А. (см. Санамян В А.)	651
Караченуев И. Д. Вириальная масса и светимость скопления галактик в Деве .	50 i
Караченцев И. Д. (см. Караченцева В. Е.)	5
Караченцева В. Е., Караченцев И. Д. Изолированные триплеты галактик. Вириальные отношения масса—светимость	5
Коджоян Г., Товмасян Г. М. Радионаблюдения взаимодействующих галактик NGC 7714 (Маркарян 538) — NGC 7715 (Арп 284, VV 51) и квазара UBI	343
Корчагин В. И., Шевелсв Ю. Г. Численное исследование генерации глобальной спиральной структуры во взаимодействующих галактиках	589
K ун M . Новые H_{a} эмиссионные звезды в области галактических темных туманностей	63
${\cal A}$ евшаков C , A ., ${\cal B}$ аршалович ${\cal A}$. A . Анализ абсорбционных спектров одиннадцати квазаров с ${\sf Ze}>{\sf 2}$	49
Леушин В. В., Соколов В. В., Топильская Г. П. Влияние содержания легко ионизуемого элемента на атмосферы звезд	423
Липовецкий В. А. (cm. Афанасьев В. Л.)	329
${\it Ломалзе}$ ${\it Р.}$ ${\it Д.}$ Черенковский эффект и плазменный турбулентный реактор	641
Лоскутов В. М., Соболев В. В. О поляризации излучения рентгеновских источников	81
\mathcal{A} юбимков Л. С., Боярчук А. А. Атмосфера Канопуса. II. Химический состав. Определение массы, радиуса, светимости и возраста	597
λ юбимков λ . С. (см. Боярчук A . A .)	3 7 5
Малов И. Ф., Сулейманова С. А. Два типа пульсаров?	107
Малумян В. Г., Озанян Г. А. Наблюдения галактик высокой поверхностной яркости на частоте 3.66 ГГц. II	324
Марочник Л. С. (см. Заботин Н. А.)	161
Марсаков В. А., Сучков А. А. Градиент металличности в Галактике и его происхождение	367

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	677
Мелик-Алавердян Ю. К., Мовсесян Т. А. Инфракрасные избытки звезд с собственной поляризацией	27:
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Аветисян В. З.)	386
Мирзоян Л. В. Звезды типа T Тельца и родственные объекты	46:
Мирзоян Л. В. «П. Н. Холопов. Звездные скопления» (рецензия)	668
Mирзоян Л. В. (см. Шалонж Д.)	263
Мнауаканян Р. Г. О частоте вспышек сверхновых в галактиках типа Sc	56.
Мовсесян Т. А. (см. Мелик-Алавердян Ю. К.)	275
	21.
Нагирнер Д. И. Точные решения уравнения переноса излучения в линии при частичном перераспределении по частоте	608
Насельский Π . Д. Флуктуации температуры реликтового излучения в энтропийной теории образования галактик	35é
Насельский П. Д. (см. Заботин Н. А.)	161
Hасельский П. Д. (см. Заботин Н. А.)	311
Оганесян Дж. Б. (см. Гурзадян Г. А.) ,	398
O_{2} анесян P . X . Переменность в спектре звезды HD 218875	460
Оганнисян М. А. (см. Артюх В. А.)	215
Озанян Г. А. (см. Малумян В. Г.)	324
$\Pi_{aB.108}$ Г. Г., Яковлев Д. Г. Влияние поляризации вакуума магнитным полем на лучистую теплопроводность поверхностных слоев нейтронных звезд	119
Павлов Г. Г. (см. Каминкер А. Д.)	283
Памятных Е. А. О возможном механизме изменения периода пульсаров	10!
Петросян А. Р. К ьопросу о связи сейфертовских галактик с соседними объектами	548
Петросян В. М. Спектральное исследование ядра кометарной туманности Р 17.	664
Попов В. Н. (см. Хачикян Э. Е.)	541
Решетников В. П. (см. Амирханян А. С.)	31
Рустамбекова С. С. (см. Гурзалян Г. А.)	398
Санамян В. А., Венугопал В. Р. Поиск переменности радиоисточника 3С 120 на частоте 327 МГц. 11	657
Санамян В. А., Кандалян Р. А., Венугопал В. Р., Багри Д. С. Наблюдения галактик с ультрафиолетовым континуумом на частоте 327 МГц	651
Санамян В. А. (см. Артюх В. А.)	215
Седракян Д. М. Магнитное поле пульсаров	417

Сидоров К. А. Ваняние вращения и двойственности на частоту раднальных колебаний однородной звезды	15 1
Силантьев Н. А. (см. Каминкер А. Д.)	283
Соболев В. В. (см. Лоскутов В. М.)	81
Соколов В. В. (см. Леушин В. В.)	423
Соловьев А. А. Инвариантные структуры магнитного жгута	300
Сулейманова С. А. (см. Малов И. Ф.)	107
Сучков $A.A.$, Щекинов $Ю. A.$, Эдельман $M. A.$ Столкновения массивных газовых облаков с первичным химическим составом: динамика и звездообразование.	629
Сучков А. А. (см. Марсаков В. А.)	367
Тамазян В. С. (см. Казарян М. А.)	192
T овмасян Γ . M . Еще о радиоизлучении ядер спиральных галактик	25
T овмасян Γ . M . Об активности ядер галактик в двойных системах	227
Товмасян Г. М. (см. Коджоян Г.)	343
Топильская Г. П. (см. Леушин В. В.)	423
Урпин В. А. Конвекция в вырожденных оболочках нейтронных звезд	133
Фессико Б. И. Галактики с сильно вытянутыми изображениями	37
Хачикян Э. Е., Попов В. Н., Егиазарян А. А. О Маркарян 6 и вопрос о промежуточном классе Sy 1.5	541
Хачикян Э. Е. (см. Андреасян Н. К.)	337
Шалонж Д., Диван Л., Мирзоян Л. В. Спектрофотометрическое излучение нестационарных звезд. IV. О спектре V 1057 Лебедя	263
Шаповалова А. Н. (см. Афанасьев В. Л.)	329
Шевелев Ю. Г. (см. Корчагин В. И.)	589
Шевченко И. И. (см. Газен-Торн В. А.)	245
Шибанов Ю. А. (см. Каминкер А. Д.)	283
Щекинов Ю. А. (cm. Вайнер Б. В.)	143
Щекинов Ю. А. (см. Сучков А. А.)	629
Эдельман М. А. (см. Сучков А. А.)	629
Яковасв Л. Г. (см. Павлов Г. Г.)	119

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 18 за 1982 год

Выпуск 1

Изолированные триплеты галактик. Вириальные отношения масса—светимость В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев	5
Морфология компактных галактик. II . ,	17
E_{iiie} о радиоизлучении ядер спиральных галактик , ,	25
Спектральные наблюдения галактики М82 $A.~C.~A$ мирханян, В. $A.~\Gamma$ аген- T орн, В. $\Pi.~$ Решетников	31
Галактики с сильно вытянутыми изображениями	37
Анализ абсорбционных спектров одиннадцати квазаров с Ze > 2	
С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович	49
Новые H_a эмиссионные звезды в областях галактических темных туманностей Мария Кун	63
Фотометрические особенности RY Тельца	67
О поляризации излучения рентгеновских источников	
В. М. Лоскутов, В. В. Соболев	81
О гравитационном излучении двойной системы с пульсаром PSR 1913+16	
Ю. В. Барышев	93
O возможном механизме изменения периода пульсаров $E.\ A.\ \Pi$ амятных	10 !
Два типа пульсаров?	107
Влияние поляризации вакуума магнитным полем на лучистую теплопроводность поверхностных слоев нейтронных звезд , Γ , Γ . Π авлов, \mathcal{A} , Γ . \mathcal{A} ковлев	119
поверхностных слоев неитронных звезд 1.1. Павлов. д. 1. Лковлев	
Конвекция в вырожденных оболочках нейтронных звезд В. А. Урпин	133
Галактическое содержание дейтерия—тест для космологических моделей Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов	143
Влияние вращения и двойственности на частоту радиальных колебаний однородной звезды	15 [
Неоднородность ранней Вселенной и образование первичных черных дыр $H.~A.~$ Заботин, $A.~$ С. Марочник, $\Pi.~$ Д. Насельский	161

Выпуск 2

Наблюдения скопления галактик в Волосах Вероники (А 1656) на частоте 102.5 МГц	177
Спектральное и морфологическое исследование галактик с UV-избытком. IV $M,\ A.\ $ Казарян, $B.\ $ С. T амазян	192
Физические условия во взаимодействующих галактиках, компонентах изолированных пар и изолированных галактиках	201
Наблюдения галактик с УФ-континуумом на частоте 102 М $\Gamma_{ m U}$ В. А. Артюх, Р. А. Кандалян, М. А. Озаннисян, В. А. Санамяч	215
Об активности ядер галактик в двойных системах Г. М. Товмасян	227
О возможности выметания газа из галактики под действием давления излучения активного ядра	234
Оптическая переменность и радиоструктура внегалактических источников $B.\ A.\ \Gamma$ аген- T орн, $H.\ M.\ Шевченко$	245
Исследование магнитного поля галактики	255
Спектрофотометрическое изучение нестационарных звезд. IV. О спектре V 1057 Лебедя	263
Инфракрасные избытки звезд с собственной поляризацией $Ю.\ K.\ Мелик-Алаверлян,\ T.\ A.\ Мовсесян$	275
Приближенные методы решения задач переноса излучения в холодной плазме с сильным магнитным полем А. Д. Каминкер, Г. Г. Павлов, Н. А. Силантьев, Ю. А. Шибанов	283
Инвариантные структуры магнитного жгута	30G
«Предельно-жесткая» Вселенная и спектр масс первичных черных дыр Н. А. Заботин, П. Д. Насельский	311
краткие сообщения	
Наблюдения галактик высокой поверхностной яркости на частоте 3.66 $\Gamma\Gamma$ ц. 11 В. Γ . Малумян, Γ . А. Озанян	324
Выпуск 3	
Яркие эмиссионные линии в новых сейфертовских галактиках В. Л. Афанасьсв, Э. К. Денисюк, В. А. Лийовецкий, А. И. Шаповалова	320
Об особенности кривой вращения галактики NGC 2814 Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикян	337
Радионаблюдения взаимодействующих галактик NGC 7714 (Маркарян 538)— NGC 7715 (Арп 284, VV 51) и квазара UB I	
Г. Коджоян, Г. М. Товмасян	343

K теории устойчивости плоских подсистем галактик	350
Флуктуации температуры реликтового излучения в витропийной теории образования галактик	356
Граднент металличности в галактике и его происхождение $B \ A. \ M$ арсаков, $A. \ A. \ C$ учков	367
Атмосфера Канопуса. І. Модель атмосферы и распределение микротурбулентности $A.\ A.\ Боярчук,\ A.\ C.\ Любимков$	3 7 5
Молекулярные полосы поглощения в ИК-спектрах М-гигантов $B. \ \ \mathcal{S}. \ \ A$ встисян, $O. \ \ K. \ \ M$ елик- A лавердян	386
Абсолютные монохроматические потоки в ультрафиолетовых спектрах звезд по данным «Ориона-2»	
Г. А. Гурзалян, Р. А. Епремян, Дж. Б. Оганесян, С. С. Рустамбскова	398
Магнитное поле пульсаров	417
Влияние содержания легко ионизуемого элемента на атмосферы звезд $B.~B.~\lambda$ еушин, $B.~B.~$ Соколов, $\Gamma.~\Pi.~$ Топильская	423
K вспросу о реждении частиц в сильном магнитном поле В. С. Бескин	439
Новый взгляд на происхождение комет и других малых тел $\mathcal{B}.$ $\mathcal{A}.$ Воронцов-Вельяминов	450
О значении последних открытий в солнечной системе С. К. Всехсвятский	455
краткие сообіцения	
Переменность в спектре звезды HD 218875	460
ОБЗОРЫ	
Звезды типа Т Тельца и родственные объекты	463
Олег Александрович Мельников	498
Выпуск 4	
Вириальная масса и светимость скопления галактик в Деве И. Д. Караченцев	501
Новые галактики с UV-избытком, IV , $M.$ $A.$ K азарян, $\Theta.$ $C.$ K азарян	512
Лучевые скорости галактик в окрестностях групп галактик. І ${\cal H}.~~{\cal B}$ енник, ${\cal A}.~~{\cal K}$ аазик	523
Лучевые скорости галактик в окрестностях групп галактик. II Я. Венник, А. Каазик, А. М. Амирханян	533
О Маркарян 6 и вопрос в промежуточном классе Sy 1.5 Э. Е. Хачикян, В. Н. Попов. А. А. Егиазарян	541
K вопросу о связи сейфертовских галактик с соседними сбъектами A, P, Π етросям	548

О частоте вспышех сверхновых в галактиках типа Sc Р. Г. Мнацаканян	563
Аномальные покраснения сверхновых звезд	574
Функция радиосветимости сейфертовских галактик Р. А. Кандалян	580
Численное исследование генерации глобальной спиральной структуры во взаимо- действующих галактиках В. И. Корчагин, Ю. Г. Шевелев	589
Атмосфера Канопуса. II. Химический состав. Определение массы, радиуса, светимости и возраста	597
Точные решения уравнения переноса излучения в линии при частичном перераспределении по частоте	608
Планковские средние сечения лучевого давления для несферических пылинок. I $H.\ B.\ Вощинников,\ B.\ Б.\ Ильин$	616
Столкновения массивных газовых облаков с первичным химическим составом: динамика и звездообразование А. А. Сичков, Ю. А. Шекинов, М. А. Эдельман	629
Черенковский эффект и плазменный турбулентный реактор Р. Д. Ломадзе	641
краткие сообщения	
Наблюдения галактик с ультрафиолетовым континуумом на частоте 327 МГц В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, В. Р. Венугопал, Д. С. Багри	651
О спектре одной вспышки звезды YY Сет В. В. Амбарян	654
Поиск переменности радиоисточника 3С 120 на частоте 327 МГц. II В. А. Санамян, В. Р. Венугопал	657
Переменные кометарные туманности	660
Спектральное исследование ядра кометарной туманности Р 17 В. М. Петросян	664
РЕЦЕНЗИИ	
П. Н. Холопов, «Звездные скопления»	668

INDEX OF AUTHORS

Abrahamian M. G. On the theory of flat subsystems of galaxies · · · ·	350
Afanasyev V. L., Denisyuk E. K., Lipovetsky V. A., Shapovalova A. I. Bright emission lines in new Seyfert galaxies	329
Amburtan V. V. On the spectrum of one flare of YY Gem · · · ·	654
Amirkhanian A. S., Hagen-Thorn V. A., Reshetnikov V. P. Spectral observations of the galaxy M 82	31.
Amirkhanian A. M. (see Vennik Ya.), · · · · · · · ·	533
Andreassian R. R. The investigation of the galactic magnetic field	255
Andreassian N. K., Khachikian E. Ye. On the pocularity of the rotation curve of the galaxy NGC 2814	337
Artyukh V. A., Kandaltan R. A., Hovhanissian M. A., Sanamian V. K. Observations of the galaxies with ultraviolet continuum at 102 MHz 215.	215
Avetission V. Z., Melik-Alaverdian Yu. K. Molecular absorption bands in IR spectra of M giants	386
Bagry D. S. (see Sanamian V. A.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	651
Baryshev Yu. V. On the gravitational radiation of the binary system with pulsar PSR 1913+16 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	93
Beskin V. S. On the pair creation in a strong magnetic field · · · ·	439
Boyarchuk A. A. (see Lyubimkov L. S.) · · · · · · · · · · ·	597
Boyarchuk A. A., Lyubimkov L. S. The atmosphere of Canopus. I. Model atmosphere and microturbulence distribution	375
Borngen F., Kalloghlian A. T. Morphology of compact galaxies. Il.	17
Chalonge D., Divan L., Mirzayan L. V. Spectrophotometric studies of non- stable stars. IV. On the spectrum of V 1057 Cygni	263
Divan L. (see Chalonge D.) · · · · · · · · · · ·	263
Denisyuk E. K. (see Afanasyev V. L.)	329
Dostal V. A. Physical conditions in interacting galaxies, components of isolated pairs and isolated galaxies	201
Ephremian R. A. (see Gurzadian G A.) · · · · · · · · ·	398
Edelman M. A. (see Suchkov A. A.) · · · · · · · · · ·	629
Fessenko C. I. Galaxies of very elongated shape · · · · · · · · ·	37
Gorbatsky V. G. On the possibility of sweeping of interstellar gas from a galaxy by active nucleus radiation pressure	234
Gubanov A. G. Observations of Coma clusters of galaxies at 102. MHz	177

Absolute spectrophotometric measurements for a group of stars in Auriga based on "Orion-2" data	398
Gyulbudagian A. L. Variable cometary nebulae · · · · · · · ·	660
Hagen-Thorn V. A., Shevchenko I. I. Optical variability and radio structure of extragalactic sources. Evidence for recurrent activity	245
Hagen-Thorn V. A. (see Aminkhanian A. S.) · · · · · · ·	31
Howhanessian R. Kh. The variability of the spectra of HD 218875	460
Howhanissian M. A. (see Artykh V. A.)	215
Ilyin V. B. (see Voshchinikov N. B.)	616
Joeveer M. Anomalous redolemings of type I Tupernevae	574
Kaazik A. (see Vennik Ya.) · · · · · · · · · · · ·	523
Kaazik A. (see Vennik Ya.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	533
Kalloghlian A. T. (see Borngen R. F.) · · · · · · · · · · ·	17
Kaminker A. D., Pavlov G. G., Silantyev N. A., Shibanov Y. A. Approximate methods for solution of radiative transfer problems in a strongly magnetized cold plasma	283
Kandalian R. A. The radio luminosity function of Seyfert type galaxies	580
Kandaltan R. A. (see Artyukh V. A.) · · · · · · · · ·	651
Kandalian R. A. (see Sanamian V. A.) · · · · · · · · · · · ·	651
Karachentsev I. D. Virial mass and luminosity of the Virgo cluster of galaxies	501
Karachetsev I. D. (see Karachentseva V. Ye.) · · · · · · · ·	5
Karachentseva V. Ye., Karachentsev I. D. Isolaied triplets of galaxies. Virial mass-to-light ratios	5
Kazartan M. A., Kazartan E. S. The new galaxies with UV-excess, IV	512
Kazarian M. A., Tamazian V. S. Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV-excess. IV	192
Khachtkian E. Ye., Popou V. N., Yegiazarian A. A. On the Markerian 6 and the problem of the intermediate Sy 1.5 type	541
Khachikian E. Ye. (see Andreassian N. K.) · · · · · · · ·	337
Kojoyan G., Tovmassian H. M. Radio observations of interacting galaxies HGC 7715 (Arp 284, VV 51) and radio quasar UB I	343
Korchagin V. I., Shevelev Yu. G. Numerical study of global spiral structure generation in interacting galaxies	589
Kun M. New H-omission star in galactic dark clouds	63
Levshakov S. A., Varshalovich D. A. Analysis of the absorption-line spectra of eleven quasars with 22.	49
Leushin V. V., Sokolov V. V., Topilskaya G. P. The effect of a light ionized element on stellar atmospheres	423
I. nurielskii V. A. Isee Afanasueri V I.	329

Lomadze R. D. Cherenkov effect and turbulent plasma reactor · · · · 641
Loskutov V. M., Sobalev V. V. On the polarization of x-ray sources · · · 81
Lyubimkov L. S., Boyarchuk A. A. The atmosphere of Canopus. II. Chemical composition. Determination of mass, radius, luminosity and age 597
Lyubimkov L. S. (see Boyarchuk A. A.) · · · · · · · · · · · · 375
Malov I. F., Suleymanov S. A. Two types of pulsars? 107
Malumian V. G., Oganian G. A. Observations of galaxies of high surface brightness at 3.69 GHz. II · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Marochnik L. S. (see Zahotin N. A.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Marsakov V. A., Suchkov A. A. The metal abundance gradient in the galaxy and its Origin · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Melik-Alaverdian Yu. K., Movsessian T. A. Infrared excess of stars with proper polarization
Melik-Alaverdian, Yu. K. (see Avelissian V. Z.)
Mirzoyan L. V. The stars of T Tau type and related objects · · · · · 463
Mirzoyan L. V. P. N. Kholopov "Star cluster" (review) · · · · 668
Mirzoyan L. V. (see Chalonge D.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Mnatsakanian R. V. On the frequency of Supernovae in 548 Sc galaxies · 563
Movsessian T. A. (see Melik-Alaverdian Yu. K.) · · · · · · 275
Nagirner D. 1. Exact solutions of equation of transfer of line radiation with partial f frequency redistribution 608
Naselsky P. D. Temperature fluctuations of relict radiation in the entropian theory of galactic origin
Naselsky P. D. (see Zabotin N. A.) · · · · · · · · · 151
Naselsky P. D. (see Zaboiin N. A.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Oganian G. A. (see Malumian V. G.) · · · · · · · · · 324
Ohanessian J. B. (see Gurzadian G. A.) · · · · · · · · · 398
Pamyatnikh E. A.: On a possible mechanism of period change of pulsars · · · 101
Pavlov G. G., Yakovlev D. G. Effect of vacuum polarization by magnetic field on radiative thermal conductivity of surface layers of neutron stars 119
Pavlov G. G. (see Kaminker A. D.) · · · · · · · · · · · · · · 283
Petrossian A. R. On the question of the relation of Seyfert galaxies with neighbouring objects
Petrossian V. M. Investigation of the nucleus of the cometary nebulae P 17 . 663
Popov V. N. (see Khachiktan E. Ye.) · · · · · · · · 541

Reshetnikov V. P. (see Amirkhanian S. A.) · · · · · · · · ·	31
Rustamaekova S. S. (see Gurzadian G. A.) · · · · · · · · ·	398
Sanamtan V. A., Venugopal V. R. A search of variability of 3C 120 at 327 MHz. II	657
Sanamian V. A., Kandalian R. A., Venugopal V. R., Bagri D. S. Observations of galaxies with ultraviolet continuum at 327 MHz · · · · · ·	651
Sanamian V. A. (see Artyukh V. A.) · · · · · · · · · · · ·	215
Sedraktan D. M. The magnetic field of pulsars · · · · · · ·	417
Shalonge D., Divan L., Mirzoyan L. V. Spectrophotometric studies of non- stable stars. V. On the spectrum of V 1057 Cygni · · · · ·	263
Shapavalova A. I. (see Afanasyev V. L.) · · · · · · · · · ·	329
Shchekinov Yo., A. (see Vainer B. V.)	143
Shchekinov Ya. A. (see Suchkov A. A.) · · · · · · ·	629
Shevchenko I. I. (see Hagen-Thorn V. A.) · · · · · · · ·	245
Shevelev Yu. G. (see Korchagin V. I.) · · · · · · · · · · ·	589
Shibanov Yu. A. (see Kaminker A. D.)	283
Stdorov K. A. The influence of rotation and dublicity of a homogeneous star on the frequency of radial oscillation	151
Stlantyev N. A. (see Kaminker A. D.) · · · · · · · · ·	283
Sobolev V. V. (see Loskutov V. M.) · · · · · · · · · · ·	81
Sokolov V. V. (see Leushin V. V.) · · · · · · · · · · · ·	423
Solovyov A. A. Invariant structures of magnetic flux · · · · ·	3 90
Suchkov A. A., Shchektnov Yu. A., Edelman M. A. The collisions of massive gas clouds with primeval chemical composition: dynamics and star for-	
mation · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	629
Suchkov A. A. (see Marsakov V. A.)	367
Suleymanova S. A. (see Malov I. F.)	107
Tamazian V. S. (see Kazarian M. A.)	19
Topilskaya G. P. (see Leushin V. V.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	423
Townssian G. M. Once more on the radio emmission of the nuclei of spiral galaxies	25
Toumassian G. M. On the activity of nuclei in double systems · · · ·	227
Toumassian G. M. (see Kojoyan G.) · · · · · · · · · · · · · ·	343
Harts V. A. Convention in decements appellance of neutron stars	122

CONTENTS

Number 1

V. E. Karachentseva, I. D. Karachentsev	5
Morphology of compact galaxies. II · · F. Borngen, A. T. Kalloghlian	17
Once more on the radio emission of the nuclei of spiral galaxies H. M. Tovmassian	25
Spectral observation of the galaxy M 82 A. S. Amirkhanian, V. A. Hagen-Thorn, V. P. Reshetnikov	31
Galaxies of very elongatad shape · · · · · · · · · · · · · · B. I. Fessenko	37
Analysis of the absorption-line spectra of eleven quasars with $Z_{\rm c}>2$ S. A. Levshakov, D. A. Varshalovich	49
New H. emission stars in galactic dark clouds · · · · · · Marta Kun	63
Photometric properties of RY Tauri · · · · · · · G. V. Zajtseva	67
On the polarization of X-ray sources · · · V. M. Loskutov, V. V. Sobolev	81
On the gravitational radiation of the binary system with pulsar PSR 1913+11 Yu. V. Baryshev	9 3
On a possible mechanism of period change of pulsars · E. A. Pamyatnykh	101
Two types of pulsars? · · · · · I. F. Malov, S. A. Suleymanova	107
Effect of vacuum polarization by magnetic field on radiative thermal conductivity of surface layers of neutron stars · G. G. Pavlov, D. G. Yakovlev	119
Convection in degenerate envelopes of neutron stars · · · V. A. Urpin	133
Galactic deuterium as a test of cosmological models B. V. Vainer, Yu. A. Shchekinov	143
The influence of rotation and duplicity of a homogeneous star on the frequency of radial oscillation · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	151
Inhamogeneity of the early universe and formation of primordial black holes N. A. Zabotin, L. S. Marochnik, P. D. Naselskiu	161

CONTENTS

689

Number 2

Observations of coma cluster of galaxies at 102.5 MHz · · A. G. Gubanov	177
Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV-excess. IV M. A. Kazartan, V. S. Tamazian	192
Physical conditions in interacting galaxies, components of isolated pairs and isolated galaxies · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	201
Observations of the galaxies with ultraviolet continuum AT 102 MHz V. A. Artyukh, R. A. Kandalian, M. A. Hovanissian, V. A. Sanamian	215
On the activity of nuclei in double systems · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	227 234
Optical variability and radio structure of extragalactic sources. Evidence for recurrent activity V. A. Hagen-Thorn, I. I. Shevchenko	245
The investigation of the galactic magnetic field · · · R. R. Andreassian	255
Spectrophotometric studies of non-stable stars. IV. On the spectrum of V 1057 Cygni · · · · D. Chalonge L. Divan, L. V. Mirzoyan	263
Infrared axcess of stars with proper polarization Yu. K. Meltk-Alaverdian, T. A. Mousessian	275
Approximate methods for solution of radiative transfer problems in a strongly Magnetized cold plasma A. D. Kaminker, G. G. Pavlov, N. A. Silantev, Yu. A. Shibanov	283
Invariant structures of magnetic flux ropes A. A. Solovyev	300
*STIFF" universe and the mass spectrum of primordial black holes N. A. Zabottn, P. D. Naselsky	311
NOTES	
Observations of galaxies of high surface brightness at 3,66 GHz. II V. G. Malumian, G. A. Oganuan	324
Number 3	
Bright emission lines in new Seyfort galaxies V. L. Afanasyev, E. K. Dentsyuk, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova	329
On the pecularity of the rotation curve of the galaxy NGC 2814 N. K. Andreassian, E. Ye. Khachikian	337
Radio observations of interacting galaxies NGC 7714 (Markarian 538)—NGC	
7L15 (Arp 284, VV51) and radio quasar UB 1 G. Kojoyan, H. M. Tovmasslan	343
On the theory of flat subsystems of galaxies · · · M. G. Abrahamtan	350

Temperature fluctuations of relict radiation in the entropyan theory of galatic origin • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	356
The metal abundance gradient in the galaxy and its origin V. A. Marsakov, A. A. Suchkov	367
The atmosphere of canopus. I. Model atmosphere and microturbulence distribution · · · · · · · · · · · · · · · · · · A. A. Boyarchuk, L. S. Lyubimkov	375
Molecular absorption bands in IR spectra of M giants V. Z. Avetissian, Yu. K. Melik-Alaverdian	386
Absolute spectrophotometric measurements for a group of stars in Auriga based on "Orion-2" data	
G. A. Gurzadian, R. A. Ephremian, J. B. Ohanessian, S. S. Rustambekova	398
The magnetic field of pulsars · · · · · D. M. Sedraktan	417
The effect of a light ionized element on stellar atmospheres * V. V. Leushin, V. V. Sokolov, G. P. Topilskaya	423
On the pair creation in a strong magnetic field · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	439
A new outlook on the origin of comets and other minor bodies B. A. Vorontsov-Velyamtnov	450
On the importance of the last discoveries in the solar systems	455
S. K. Vsekhsvyatsky	455
NOTES	
The variability of the spectra of HC 218875 R. Kh. Hovhanessian	460
REVIEWS	
The stars of T Tau type and related objects · · · L. V. Mirzoyan	463
O. A. Melnikov	498
Number 4	
Virial mass and luminosity of the Virgo cluster of galaxies-	
1. D. Korachentsev	501
The new galaxies with UV-excess. IV · · M. A. Kazartan, E. S. Kazartan	512
Radial velocities of galaxies in the vicinity of groups of galaxies. I J. Vennik, A. Kaazik	523
Radial velocities of galaxies in the vicinity of groups of galaxies. II J. Vennik, A. Kaazik, A. Amirkhantan	533
On the Markarian 6 and the problem of the intermediate Sy 1.5 type E. Ye. Khachikian, V. N. Peper, A. A. Yegiazarian	541
On the question of the relation of Seyfert galaxies with neighbouring objects A. R. Petrosslan	548
On the frequency of Supernovae in Sc galaxies R. A. Mnatsakantan	563

CONTENTS	691
Anomalous reddenings of type I Supernovae · · · · M. Jöeveer	574
The radio luminosity function of Seyfert type galaxies · · R. A. Kandallan	580
Numerical study of global spiral structure generation in interacting galaxies V. I. Korchagtn, Yu. G. Shevelev	589
The atmosphere of Canopus. I. Chemical composition. Determination of mass, radius, luminosity and age · · · L. S. Lyubimkov, A. A. Boyarchuk	597
Exact solutions of equation of transfer of line radiation with partial frequency redistribution D. l. Nagirner	608
Plank mean cross sections for radiation pressure for nonspherical grains. I N. V. Voschinnikov, V. B. Ilyin	616
The collisions of massive gas clouds with primeval chemical composition dynamics and star formation	600
A. A. Suchkov, Yu. A. Shekinov, M. A. Edelman	629
Cherenkov effect and turbulent plasma reactor · · · R. D. Lomadze	641
NOTES	
Observations of galaxies with ultraviolet continuum at 327 MHz V. A. Sanamlan, R. A. Kandalian, B. P. Venugopal, D. S. Bagri	651
On the spectrum of one flare of YY Gem · · · · · V. V. Ambartan	654
A search of variability of 3C 120 at 327 MHz	

Investigation of the nucleus of the cometary P 17. . . V. M. Petrossian 663
REVIEWS

Variable cometary nebulae . .

P. N. Kholopov "Star clusters"

V. A. Sanamlan, V. R. Venugopal

· L. V. Mirzoyan

· · · · · A. L. Gyulbudagian

657

660

668

CONTENTS

VIRIAL MASS AND LUMINOSITY OF THE VIRGO CLUSTER OF GALAXIES	
I D. Karachentsev	501
THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS. IV	
M. A. Kazartan, E. S. Kazartan RADIAL VELOCITIES OF GALAXIFS IN THE VICINITY OF GROUPS OF	512
GALAXIES. 1 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	523
RADIAL VELOCITIES OF GALAXIES IN THE VICINITY OF GROUPS OF	
GALAXIES. II J. Vennik, A. Kaazik, A. Amirkhanian	533
ON THE MARKARIAN 6 AND THE PROBLEM OF THE INTERMEDIATE Sy	
1.5 TYPE · · · · E. Ye. Khachikian, V. N. Popov, A A. Yegiazarian	541
ON THE QUESTION OF THE RELATION OF SEYFERT GALAXIES WITH	
NEIGHBOURING OBJECTS · · · · · · · · · · · · · · · A. R. Petrossian	548
ON THE FREQUENCY OF SUPERNOVAE IN Sc GALAXIES	
R. G. Mnatsakantin	563
ANOMALOUS REDDENINGS OF TYPE I SUPERNOVAE M. Jõeveer	574
THE RADIO LUMINOSITY FUNCTION OF SEYFERT TYPE GALAXIES R. A. Kandalian	580
NUMERICAL STUDY OF GLOBAL SPIRAL STRUCTURE GENERATION IN	200
INTERACTING GALAXIES · · · · · V. I. Korchagin, Yu. G. Shevelev	589
THE ATMOSPHERE OF CANOPUS II. CHEMICAL COMPOSITION. DETER-	307
MINATION OF MASS, RADIUS, LUMINOSITY AND AGE	
L. S. Lyubimkov, A. A. Boyarchuk	596
EXACT SOLUTIONS OF EQUATION OF TRANSFER OF LINE RADIATION	
WITH PARTIAL FREQUENCY REDISTRIBUTION · · · D. 1. Magirner	608
PLANK MEAN CROSS SECTIONS FOR RADIATION PRESSURE FOR NON-	
SPHERICAL GRAINS. I · · · · · N. V. Voshchinnikov, V. B. Ilyin	616
THE COLLISIONS OF MASSIVE GAS CLOUDS WITH PRIMEVAL CHE-	
MICAL COMPOSITION DYNAMICS AND STAR FORMATION	
A. A. Suchkov, Yu. A. Shchekinov, M. A. Edelman	629
CHERENKOV EFFECT AND TURBULENT PLASMA REACTOR	
R. D. Lomadze	641
NOTES	
OBSERVATIONS OF GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM A 7 327 MHz	
V. A. Sanamian, R. A. Kandalian, V. R. Venugopal, D. S. Bagri ON THE SPECTRUM OF ONE FLARE OF YY GEM V. V. Ambarian	651
A SEARCH OF VARIABILITY OF 3C 120 AT 327 MHz	654
V. A. Sanamian, V. R. Venugopal	657
VARIABLE COMETARY NEBULAE	660
INVESTIGATION OF THE NUCLEUS OF THE COMETARY NEBULAE P 17	
V. M. Petressian	663
REVIEWS	
P- N KHOLOPOV "STAR CLUSTERS"	669

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ НЕ- СФЕРИЧЕСКИХ ПЫЛИНОК. 1. • • • Н. В. Вощинников, В. Б. Ильин	616
СТОЛКНОВЕНИЯ МАССИВНЫХ ГАЗОВЫХ ОБЛАКОВ С ПЕРВИЧНЫМ ХИМИЧЕСКИМ СОСТАВОМ: ДИНАМИКА И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ А. А. Сучков, Ю. А. Щекинов, М. А. Эдельман	629
ЧЕРЕНКОВСКИЙ ЭФФЕКТ И ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР Р. Д. Ломадзе	641
краткие сообщения	
НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ НА ЧАСТОТЕ 327 Мгц	
В. А. Санамян, Р. А. Кондалян, В. Р. Венугопал, Д. С. Багри	651
о спектре одной вспышки звезды чү GEM В. В. А мбарян	654
поиск переменности радиоисточника зс 120 на частоте 327 мг $_{\rm u}$. II В. А. Санамян, В. Р. Венуюпал	657
переменные кометарные туманности А. Л. Гюльбу дагян	660
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА КОМЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ Р 17 В. М. Петросян	663
рецензии	
п. н. холопов. "звездные скопления"	668