

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 4

ФЕВРАЛЬ, 1968

ВЫПУСК 1

К ПРОБЛЕМЕ МИЛНА В ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ	<i>В. В. Иванов</i>	5
К ИНТЕРПРЕТАЦИИ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД	<i>В. И. Голинько</i>	15
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТРОЙНЫХ СИСТЕМ МЕТОДОМ СТАТИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ. II.	<i>Т. А. Агекян, Ж. П. Аносова</i>	31
О ЦЕНТРАЛЬНЫХ СГУЩЕНИЯХ СЪ ГАЛАКТИК	<i>К. А. Саакян</i>	41
РАДИОИСТОЧНИКИ И ПОРОЖДАЮЩИЕ ИХ ГАЛАКТИКИ	<i>Г. Арп</i>	59
ДЕТАЛЬНАЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ M 82	<i>В. А. Гаген-Торн</i>	93
ОБ ОБРАЗОВАНИИ ГАЛАКТИК ПУТЕМ ФРАГМЕНТАЦИИ	<i>Ж. Л. Сервик</i>	105
ОДИНОЧНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ В ОКРЕСТНОСТЯХ ГАЛАКТИК	<i>Г. М. Товмасян</i>	117
НАБЛЮДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ЧАСТОТЕ 60 Мц	<i>А. М. Асланян, Р. Д. Дадкесаманский, В. Н. Кожухов, В. Г. Малумян, В. А. Санамян</i>	129
О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОРИЕНТАЦИИ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ	<i>В. П. Гринин, А. М. Зверева</i>	135
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИФФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГАЗЕ	<i>В. Ю. Тервбидж</i>	141
НОВАЯ ПЕРЕМЕННАЯ ТИПА U БЛИЗНЕЦОВ	<i>Б. Е. Маркарян</i>	144
О ДВОЙСТВЕННОСТИ ЗВЕЗД HD 191566	<i>Э. А. Витриченко, Ю. А. Полканов, Ю. И. Шугтов</i>	146
О КЛАССИФИКАЦИИ ЯДЕР НЕКОТОРЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК	<i>Э. С. Парсамян</i>	150
О СОБСТВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ЗВЕЗД RX Воо, AV Суг, АК Рег	<i>Р. А. Вартамян</i>	152
ПО ПОВОДУ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЯВЛЕНИЯ ВСПЫШЕК У НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД	<i>Г. А. Гурзядян</i>	154

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Б. А. Воронцов-Вельяминов,

Г. А. Гурзадян, С. А. Каплан, Б. Е. Маркарян,

Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), В. Е. Соболев

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Գ. Ա. Գուրզադյան, Ս. Ա. Վապյան, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր),

Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկին,

Բ. Ա. Վորոնցով-Վելյամինով

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

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

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство „Международная книга“, Москва, 200.

«Աստրոֆիզիկա»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինֆեռատիկ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղային և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստրոֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանորդները 4 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Առյուծպեշատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեմորիաբուրոնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

К ПРОБЛЕМЕ МИЛНА В ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

В. В. ИВАНОВ

Поступила 20 октября 1967

Рассматривается проблема Милна для случая рассеяния с полным перераспределением по частотам. Изучено асимптотическое поведение соответствующей функции источников в глубоких слоях.

1. Проблема Милна состоит в расчете светового режима в полупространстве, не освещаемом извне и содержащем источники только в бесконечно глубоких слоях. При изотропном консервативном рассеянии без изменения частоты она сводится к решению интегрального уравнения

$$S(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau} E_1(|\tau - \tau'|) S(\tau') d\tau', \quad (1)$$

где

$$E_n(\tau) = \int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\zeta}} \zeta^{n-2} d\zeta. \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (2)$$

Э. Хопф [1] показал, что решение (1), нормированное таким образом, что $S(0) = 1$, имеет вид

$$S(\tau) = \sqrt{3} [\tau + q(\tau)], \quad (3)$$

где $q(\tau)$ монотонно возрастает от $q(0) = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0.577$ до $q(\infty) = 0.710$. Явное выражение для $q(\tau)$ найдено К. Марком [2]. Проблема Милна подробно исследована и для анизотропного рассеяния без из-

менения частоты [3—5]. В настоящей заметке она рассматривается для случая рассеяния излучения в частотах спектральной линии, происходящего с полным перераспределением по частотам. Соответствующая функция источников $S(\tau)$ есть решение уравнения [6—8]

$$S(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - \tau'|) S(\tau') d\tau', \quad (4)$$

где

$$K(\tau) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) E_1[\tau \alpha(x)] dx, \quad (5)$$

$\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения, A — нормировочная постоянная

$$A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx = 1. \quad (6)$$

Асимптотическое поведение $S(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$ для коэффициентов поглощения важнейших частных видов было изучено автором [9], Дж. Стюартом [8] и Ю. Ю. Абрамовым, А. М. Дыхне и А. П. Напартовичем [10]. Явное выражение для $S(\tau)$, из которого асимптотики следуют в качестве предельного случая, получено Д. И. Нагирнером [11].

Таким образом, проблему Милна для рассеяния с полным перераспределением по частотам можно считать решенной. Исследование асимптотического поведения $S(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$, которому посвящена эта заметка, представляет поэтому чисто методический интерес. Оправданием публикации служит простота приводимого доказательства и удобство той новой формы, в которой компактно записываются многие полученные ранее результаты.

2. Рассмотрим вначале функцию $K(\tau)$. Пусть $\alpha(x)$ — монотонно убывающая функция $|x|$. Подставляя (2) в (5) и меняя порядок интегрирования, находим, что

$$K(\tau) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{z}} G(z) \frac{dz}{z}, \quad (7)$$

где

$$G(z) = 2A \int_{i(z)}^{\infty} \alpha^2(t) dt, \quad (8)$$

$x(z)$ — неотрицательная функция, такая, что $x(z) = 0$ при $z < 1$ и

$$z[x(z)] = \frac{1}{z} \quad \text{при } z > 1. \quad (9)$$

Предположим, что предел

$$f(y) = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{x' \left(\frac{z}{y} \right)}{x'(z)} = y \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{x \left(\frac{z}{y} \right)}{x(z)} \quad (10)$$

существует и равен

$$f(y) = y^{2\gamma}, \quad (11)$$

причем $0 < \gamma < \frac{1}{2}$. Тогда при $z \rightarrow \infty$

$$G(z) \sim \frac{2A}{2\gamma + 1} \frac{x'(z)}{z} \quad (12)$$

Действительно, полагая в (8) $x(t) = \frac{1}{zy}$, при $z > 1$ имеем

$$G(z) = 2A \int_1^{\infty} x'(zy) \frac{dy}{y^2} \frac{1}{z}, \quad (13)$$

откуда

$$G(z) = 2A \int_1^{\infty} \frac{x'(zy)}{x'(z)} \frac{dy}{y^2} \frac{x'(z)}{z} \sim \quad (14)$$

$$\sim 2A \int_1^{\infty} f\left(\frac{1}{y}\right) \frac{dy}{y^2} \frac{x'(z)}{z} = \frac{2A}{2\gamma + 1} \frac{x'(z)}{z}.$$

Пользуясь (12), из (7) таким же образом находим, что при $\tau \rightarrow \infty$

$$K(\tau) \sim 2A \frac{\Gamma(2\gamma + 1)}{2\gamma + 1} \frac{x'(\tau)}{\tau}, \quad (15)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

В последующем обсуждении встречается функция

$$L(\tau) \equiv A \int_{-\infty}^{\infty} x(x) E_2[\tau x(x)] dx = \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{z}} G(z) dz, \quad (16)$$

связанная с $K(\tau)$ соотношением

$$L(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} K(\tau') d\tau' \quad (17)$$

Легко показать, что

$$L(\tau) \sim 2A \frac{\Gamma(2\gamma)}{2\gamma + 1} x'(\tau) \sim \Gamma(2\gamma) = G(\tau). \quad (18)$$

Условие (11) выполняется во всех случаях, представляющих практический интерес. Так, при доплеровском коэффициенте поглощения $\alpha_D(x) = \exp(-x^2)$ имеем $x(z) = \sqrt{\ln z}$ при $z \gg 1$, и поэтому $\gamma = \frac{1}{2}$.

Для профилей, убывающих в крыльях по степенному закону:

$$\alpha(x) \sim W|x|^{-x}, \quad (|x| \rightarrow \infty) \quad (19)$$

где W и x — некоторые постоянные ($1 < x < \infty$), имеем

$$\gamma = \frac{x-1}{2x}. \quad (20)$$

3. Положим

$$H(z) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{z}} S(\tau) \frac{d\tau}{z}, \quad (21)$$

где $S(\tau)$ — решение (4), нормированное так, что $S(0) = 1$. Функция $H(z)$, как известно, удовлетворяет уравнению

$$H(z) = 1 + \frac{1}{2} z H(z) \int_0^{\infty} \frac{H(z')}{z+z'} G(z') dz', \quad (22)$$

которое можно записать также в виде

$$\frac{1}{2} H(z) \int_0^{\infty} \frac{z' H(z')}{z+z'} G(z') dz' = 1. \quad (23)$$

Найдем асимптотику $H(z)$ при $z \rightarrow \infty$. Положим в (23) $z' = zy$. Умножая и деля левую часть этого уравнения на $H(z) G(z)$, получаем

$$\frac{1}{2} H^2(z) z G(z) \int_0^{\infty} \frac{H(zy) G(zy)}{H(z) G(z)} \frac{y dy}{1+y} = 1. \quad (24)$$

Обозначим через $f_H(y)$ (пока неизвестный) предел

$$f_H(y) = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{H(zy) G(zy)}{H(z) G(z)}. \quad (25)$$

Из (24) следует, что при $z \rightarrow \infty$

$$H(z) \sim \frac{C_H}{\sqrt{zG(z)}}, \quad (26)$$

где

$$C_H = \left[\frac{1}{2} \int_0^{\infty} f_H(y) \frac{y dy}{1+y} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (27)$$

Подставляя (26) в (25) и учитывая (12) и (11), находим, что

$$f_H(y) = \frac{1}{y} \sqrt{f\left(\frac{1}{y}\right)} = y^{-(1+\tau)}. \quad (28)$$

Теперь (27) дает

$$C_H = \sqrt{\frac{2}{\pi} \sin \pi \tau}. \quad (29)$$

Формулы (26), (12) и (29) дают главный член асимптотического разложения $H(z)$ при $z \rightarrow \infty$. Найденные ранее [6, 9] асимптотики, соответствующие доплеровскому, лоренцовскому и фойгтовскому профилям, являются частными случаями (26). Выражение, по существу совпадающее с (26), но записанное в иной форме, получено Ю. Ю. Абрамовым, А. М. Дыхне и А. П. Напартовичем [10] другим, более сложным способом. Прием, использованный выше для получения асимптотических выражений $K(\tau)$ и $L(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$, заимствован нами из работ этих авторов [10, 12], в которых впервые было указано на важную роль функции $x(z)$ при изучении асимптотического режима.

4. Теперь легко найти асимптотику $S(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$. Перепишем (21) в виде

$$H(z) = \int_0^{\infty} e^{-y} \frac{S(yz)}{S(z)} dy \cdot S(z). \quad (30)$$

При $\tau \gg 1$ имеем отсюда

$$H(\tau) \sim S(\tau) \int_0^{\infty} e^{-y} f_S(y) dy, \quad (31)$$

где

$$f_S(y) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{S(\tau y)}{S(\tau)}. \quad (32)$$

Подставляя S из (31) в (32) и учитывая (26) и (12), получаем

$$f_S(y) = y^{\Gamma}. \quad (33)$$

Из (31) имеем теперь

$$S(\tau) \sim \frac{C_S}{\sqrt{\tau} G(\tau)}, \quad (\tau \rightarrow \infty) \quad (34)$$

где

$$C_S = \frac{1}{\Gamma \Gamma(\Gamma)} \sqrt{\frac{2}{\pi} \sin \pi \Gamma}. \quad (35)$$

Рассмотрим важнейшие частные случаи. При доплеровском коэффициенте поглощения $x(z) = \sqrt{\ln z}$ и $\gamma = \frac{1}{2}$, так что согласно (12) и (34)

$$S_D(\tau) \sim 4\pi^{-3/4} \tau^{1/4} (\ln \tau)^{1/4}. \quad (36)$$

Для профилей вида (19) формула (34) принимает вид

$$S(\tau) \sim \frac{1}{\Gamma \Gamma(\Gamma)} \left[\frac{W^{2\Gamma-1}}{\pi A} \frac{1+2\Gamma}{1-2\Gamma} \sin \pi \Gamma \right]^{1/\Gamma} \tau^{-\Gamma}. \quad (37)$$

В частности, лоренцовскому коэффициенту поглощения

$$x_L(x) = \frac{1}{1+x^2} \quad (38)$$

соответствует $\gamma = \frac{1}{4}$, $W = 1$, и поэтому

$$S_L(\tau) \sim 4 \left(\frac{9}{2} \right)^{1/4} \Gamma^{-1} \left(\frac{1}{4} \right) \tau^{1/4}. \quad (39)$$

Соотношения (36) и (39) были получены ранее автором [9]. Формула (37) с точностью до обозначений совпадает с выражением, найденным Дж. Стюартом [8]. Наконец, формула (34) лишь по форме отличается от асимптотики, приводимой Ю. Ю. Абрамовым, А. М. Дыхне и А. П. Напартовичем [10]. При ее выводе они исходили из явного выражения для $S(\tau)$, которое было найдено ими методом Вивера-Холфа.

5. Асимптотику $S(\tau)$ можно представить в другой форме, имеющей некоторые преимущества перед (34). Из сравнения (34) и (18) следует, что

$$S(\tau) \sim \frac{C}{\sqrt{L(\tau)}}, \quad (\tau \rightarrow \infty) \quad (40)$$

где

$$C = \frac{1}{\gamma \Gamma(\gamma)} \left| \Gamma(2\gamma) \frac{2}{\pi} \sin \pi\gamma \right|^{1/2}. \quad (41)$$

Коэффициент C во всех случаях близок к единице, монотонно убывая с ростом γ от 1 при $\gamma = 0$ до $2^{1/2} \pi^{-1} = 0.900$ при $\gamma = \frac{1}{2}$.

Положим (строгое равенство)

$$S(\tau) = \frac{C}{\sqrt{L(\tau)}} \xi(\tau), \quad (42)$$

где $\xi(\tau)$ — поправочный множитель к асимптотике (40), стремящийся к единице при $\tau \rightarrow \infty$. Из (42) имеем $\xi(0) = C^{-1}$, так как согласно (16) $L(0) = 1$. Таким образом, $\xi(\tau)$ близко к единице как при малых, так и при больших τ . Оказывается, что $\xi(\tau)$ не сильно отличается от единицы при всех τ . Для получения оценки $S(\tau)$ можно поэтому пользоваться простой приближенной формулой

$$S(\tau) \approx \frac{1}{\sqrt{L(\tau)}}, \quad (43)$$

получающейся из (42) при пренебрежении отличием C и $\xi(\tau)$ от единицы. При доплеровском коэффициенте поглощения максимальная погрешность этой приближенной формулы составляет несколько десятков процентов.

6. В случае доплеровского профиля легко получить не только главный, но и несколько следующих членов асимптотических рядов. Из (8) при $x_D(x) = \exp(-x^2)$ имеем

$$G_D(z) \sim \frac{1}{2 \sqrt{\pi} z^2 \sqrt{\ln z}} \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \frac{(2j-1)!!}{2^{2j}} (\ln z)^{-j}. \quad (44)$$

($z \rightarrow \infty$)

Будем искать $H_D(z)$ при $z \rightarrow \infty$ в виде

$$H_D(z) \sim 2\pi^{-1/2} z^{1/2} (\ln z)^{1/2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{h_j}{(\ln z)^j}. \quad (45)$$

Подставляя (44) и (45) в (23), вычисляя получающиеся интегралы и приравнявая нулю коэффициенты при $(\ln z)^{-1}$, $(\ln z)^{-2}$ и т. д., последовательно находим h_1, h_2, \dots (из (26) и (45) следует, что $h_0 = 1$). Оказывается, что

$$H_D(z) \sim 2\pi^{-1/2} z^{1/2} (\ln z)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{8} \frac{1}{\ln z} - \frac{10\pi^2 + 9}{128} \frac{1}{(\ln z)^2} + \dots \right]. \quad (46)$$

Ищем $S_D(\tau)$ при $\tau \gg 1$ в виде

$$S_D(\tau) \sim 4\pi^{-3/2} \tau^{1/2} (\ln \tau)^{1/2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{s_j}{(\ln \tau)^j}. \quad (47)$$

Подставляя (45) и (47) в (21), получаем возможность выразить s_j через h_i ($i \leq j$). Таким путем находим, что

$$s_0 = 1,$$

$$s_1 = \frac{2\gamma + 4 \ln 2 - 3}{8} = 0.11588,$$

$$s_2 = -\frac{4\pi^2 + 12(\gamma + 2 \ln 2)^2 - 36(\gamma + 2 \ln 2) + 81}{128} = -0.75044.$$

Здесь $\gamma = 0.577216$ — постоянная Эйлера. Формула (46) и коэффициенты разложения (47) до s_2 включительно были найдены Д. И. Нагирне-ром [13] другим, более сложным способом.

Автор признателен Ю. Ю. Абрамову, А. М. Дыхне и А. П. Напартовичу, предоставившим возможность ознакомиться с работой [10] до ее опубликования.

Ленинградский государственный
университет

ON THE MILNE PROBLEM IN THE THEORY OF LINE FORMATION

V. V. IVANOV

The Milne problem is considered for the case of scattering with the complete redistribution in frequency. The asymptotic behaviour of the corresponding source function in the deep layers is investigated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *E. Hopf*, *Mathematical Problems of Radiative Equilibrium*, Cambridge, 1934.
2. *C. Mark*, *Phys. Rev.*, 72, 558, 1947.
3. *J. Kušcer*, *J. Math. Phys.*, 34, 256, 1956.
4. *М. В. Масленников*, *ДАН СССР*, 118, 895, 1958.
5. *М. В. Масленников*, *ДАН СССР*, 168, 1001, 1966.
6. *В. В. Иванов*, *Астрон. ж.*, 39, 1020, 1962.
7. *В. В. Иванов*, *Уч. Зап. ЛГУ*, № 328, 44, 1965.
8. *D. G. Hummer*, *J. C. Stewart*, *Ap. J.*, 146, 290, 1966.
9. *В. В. Иванов*, *Уч. Зап. ЛГУ*, № 307, 52, 1962.
10. *Ю. Ю. Абрамов*, *А. М. Дыхне*, *А. П. Напартович*, *Астрофизика*, 3, 459, 1967.
11. *Д. И. Нагирнер*, *Вестн. ЛГУ*, № 1, 142, 1964.
12. *Ю. Ю. Абрамов*, *А. М. Дыхне*, *А. П. Напартович*, *ЖЭТФ*, 52, 536, 1967.
13. *Д. И. Нагирнер*, Многократное рассеяние излучения в спектральной линии, Кандидатская диссертация, Ленинградский Университет, 1966.

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ
КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

В. И. ГОЛИНЬКО

Поступила 26 июня 1967

Исправлена 27 ноября 1967

Рассматривается высвечивание оптически толстой водородной оболочки и показывается, что время высвечивания ее значительно меньше времени движения ударной волны, движущейся от зоны He III наружу. Используя полученные решения для высвечивания водородной оболочки оценивается толщина нагретого слоя, движущегося за ударным фронтом. Свечением из-за ударного фронта объясняются основные характеристики эмиссионных линий H и K Ca II . Строятся профили эмиссионных линий H и K с учетом поглощения в вышележащих слоях.

1. *Введение.* Из наблюдений классических цефеид $\text{C}\delta$ известно, что в их спектрах по временам наблюдаются эмиссионные линии Ca II H и K . Они появляются вскоре после минимума блеска и наблюдаются в течении определенной части периода, однако не более 0.4 периода [1]. Эмиссионные линии Ca II H и K , а также и других элементов, в частности водорода, наблюдаются и в других типах физически переменных звезд. Их присутствие часто связывается с ударной волной, которая периодически проходит по атмосфере звезды [2—5]. Однако в этих работах не указывается механизм, который является ответственным за возникновение ударных волн в атмосферах звезд. В работе [6] показано, что возникновение ударных волн в атмосферах физических переменных звезд связано с зоной двукратной критической ионизации гелия, которая является ответственной за поддержание автоколебаний звезд, согласно теории С. А. Жевакина [7]. Во время расширения звезды от гелиевой зоны пойдет наружу волна сжатия. В голове волны сжатия образуется ударная волна, которая постепенно усиливается при движении наружу. На примере звезды δ Цефея мы покажем, что эта ударная волна является ответственной за возникновение эмиссионного спектра классических цефеид.

2. Основные параметры высвечивающегося слоя оболочки δ Цфефея. Прежде чем приступить к основным вопросам, касающимся спектра излучения классических цефеид, оценим некоторые основные характеристики верхних слоев оболочки δ Цфефея, а также основные характеристики ударной волны, движущейся по этой оболочке. В качестве модели для δ Цфефея будем рассматривать политропу индекса $\mu = 3$. Используя результаты работы [6], где вычислена сила ударной волны, как функция времени, учитывая известные соотношения на фронте ударной волны, а также учитывая, что пульсации частиц газа звезды происходят по закону:

$$r = r_0 + \delta(r_0) \sin \omega t, \quad (1)$$

где r_0 — равновесное значение радиуса, $\delta(r_0)$ — амплитуда колебаний, известная из теории пульсаций [7], $\omega = \frac{2\pi}{P}$ — частота колебаний, а P — период колебаний, мы можем вычислить скорость v_y ударного фронта относительно движущейся среды, скорость среды за фронтом, которую она приобретает от воздействия на нее ударного фронта $v_{ср}$, а также температуру T_2 за ударным фронтом для данного g . Результаты вычислений выпишем в табл. 1, где P'/P_1 — сила ударной волны, r_0 и r выражены в единицах Эмдена, а v_y и $v_{ср}$ даны в км/сек.

Таблица 1

P'/P_1	r_0	r	T_1	T_2	$v_{ср}$	v_y
0.07	6.562	6.291	34950	36000	1.3	32
0.14	6.567	6.295	34500	36200	2.5	32
0.21	6.572	6.299	34050	36700	3.6	32
0.29	6.579	6.306	33250	36900	4.7	
0.37	6.586	6.313	32350	36900	5.8	
0.46	6.599	6.323	31050	35700	6.7	
0.55	6.609	6.332	29900	35600	7.9	
0.68	6.625	6.343	28200	35000	8.7	
0.87	6.650	6.370	25150	32450	10.5	
1.15	6.675	6.392	22850	31550	12.5	
2.0	6.715	6.431	18900	30600	17.0	
3.2	6.800	6.510	12500	24150	18.5	35
15	6.8968	6.607	5900	29500	25.0	50

Из табл. 1 видно, что наиболее сильно нагреваются ударной волной внешние слои оболочки звезды. Поэтому будем приближенно

считать, что слой оболочки звезды, который высвечивается после прохождения его ударной волной, простирается от r_0 , где степень ионизации водорода равняется 0.5, к поверхности звезды. Влияние более глубоких слоев на высвечивание учтем соответствующей постановкой граничных условий, что будет показано ниже. Получим для нижней границы высвечивающегося слоя $r_0 = 6.80$, или учтя зависи-

мость $R = \frac{R_0}{6.8968} r_0$, получим $R = 3.31 \times 10^{12}$ см, так как для δ Цефея $R_0 = 3.36 \times 10^{12}$ см. Оценим далее среднюю температуру рассматриваемого слоя до и после прохождения его ударной волной по формуле:

$$\bar{T} = \frac{\int_{R_0}^R T(r) d\mu(r)}{\int_R^R d\mu(r)} \quad (2)$$

массу слоя— μ , объем слоя— V , среднюю плотность слоя— ρ , количество атомов водорода в 1 см^3 — n , учитывая, что водород является преобладающим элементом в оболочке звезды. Получим:

$$\begin{aligned} \bar{T}_1 &= 8500 \\ \bar{T}_2 &= 28500 \\ \mu &= 0.17 \times 10^{26} \text{ г} \\ V &= 7 \times 10^{36} \text{ см}^3 \\ \rho &= 2.5 \times 10^{14} \text{ г/см}^3 \\ n &= 1.5 \times 10^{11} \text{ 1/см}^3 \\ \Delta R &= R_0 - R = 5 \times 10^{10} \text{ см.} \end{aligned} \quad (3)$$

Полученными средними параметрами мы воспользуемся далее при рассмотрении конкретных вопросов.

3. *Высвечивание оптически толстой водородной оболочки.* Задача о высвечивании водородной оболочки и оценка времени ее свечения была решена для случая $\tau_{2c} \ll 1$ в работе [8]. Там же произведена грубая оценка для времени свечения оболочки в случае $\tau_{2c} \gg 1$, причем время свечения оценивалось по изменению плотности L , квантов в оболочке. Полученные результаты были применены для свечения оболочек долгопериодических переменных. Мы рассмотрим здесь

высвечивание оптически толстой водородной оболочки, то есть $\tau_{ic} \gg 1$, где $i = 1, 2, 3 \dots$, применительно к классическим цефеидам.

Будем рассматривать высвечивание водородной оболочки, состоящей из плоскопараллельных слоев, которая находится в состоянии лучистого равновесия и, следовательно, имеет известное распределение $T_{cm}(\tau)$ и которая была мгновенно нагрета до более высокой температуры. Высвечивание оболочки рассмотрим в приближении лучистой теплопроводности. Уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(k \frac{\partial T}{\partial r} \right) = c_v \rho \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4)$$

где

$$k = \frac{16\pi l(T) T^3}{3} \quad (5)$$

коэффициент лучистой теплопроводности согласно [9],

$$c_v = \frac{R_q}{\eta(\gamma - 1)} \quad (6)$$

удельная теплоемкость при постоянном объеме, R_q — газовая постоянная, η — средний молекулярный вес,

$$l(T) = 4.5 \cdot 10^7 \frac{T^2}{n_1 z^2} e^{z/kT} \quad (7)$$

средняя длина свободного пробега кванта согласно [9], n_1 — количество атомов водорода, находящихся на основном уровне, вычисляемое по формулам Саха и Больцмана. Поскольку величина $l(T)$ очень слабо зависит от r в рассматриваемых слоях, то уравнение (4) с учетом (5) и (6) можно переписать в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{4\pi \eta (\gamma - 1) l(T)}{3 R_q \rho} \cdot \frac{\partial^2 T^4}{\partial r^2}. \quad (8)$$

Умножим и разделим правую часть (8) на $l^2(T_{cm})$ и учитывая, что $d\tau = \frac{dr}{l}$, получим:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a(T) \frac{\partial^2 T^4}{\partial \tau^2}, \quad (9)$$

где

$$a(T) = \frac{4\pi \eta (\gamma - 1) l(T)}{3 R_q \rho l^2(T_{cm})}. \quad (10)$$

Для решения уравнения (9) необходимо еще задать начальные и граничные условия. Поскольку решить уравнение (9) аналитически не представляется возможным, оно было решено численно на ЭВМ „Урал—2“. Для этого разобьем рассматриваемую оболочку на n слоев толщиной $\tau = 1$ и температуру внутри каждого слоя будем считать не изменяющейся с расстоянием, то есть зависящей только от времени. Тогда для произвольного слоя m , причем $1 < m < n$, уравнение (9) переписется так:

$$\frac{dT_m}{dt} = a(T_m)(T_{m+1}^4 + T_{m-1}^4 - 2T_m^4). \quad (11)$$

В случае $m = 1$, то есть для самого наружного слоя имеем:

$$\frac{dT_1}{dt} = a(T_1)(T_2^4 - 2T_1^4). \quad (12)$$

В случае $m = n$, то есть для самого глубокого слоя имеем:

$$\frac{dT_n}{dt} = a(T_n)(T_{gp}^4 + T_{n-1}^4 - 2T_n^4), \quad (13)$$

где член aT_{gp}^4 учитывает излучение поступающее в рассматриваемую оболочку с более глубоких слоев звезды, также нагретых ударной волной. Из системы уравнений (11) можно легко установить закон изменения $T_{cm}(\tau)$ для рассматриваемой оболочки, то есть когда $\frac{dT_m}{dt} = 0$, который имеет вид:

$$T_{cm}(\tau) = T_e(1 + \tau)^{1/4}, \quad (14)$$

причем $T_e = T_{cm}(\tau = 1)$. В случае δ Цфефея $T_e = 5700$. Для решения системы (11) зададим граничное условие следующим образом:

$$\begin{aligned} T_{gp} &= T_n \quad \text{для} \quad T_n > T_{cm}(\tau = n) \\ T_{gp} &= T_{cm}(\tau = n) \quad \text{для} \quad T_n \leq T_{cm}(\tau = n), \end{aligned} \quad (15)$$

а также начальные условия:

$$\text{при } t = 0 \quad T_m = 28\,500. \quad (16)$$

Система уравнений (11) с граничным условием (15) и начальным условием (16) была решена численно для трех случаев, $n = 10, 15, 20$. Результаты интегрирования приведены на рис. 1, где кривые I, II, III, показывают высвечивание 1-го слоя для случаев $n = 10, 15, 20$ соответственно, а также на рис. 2, где кривые I, II, III показывают высвечивание 1-го, 3-го и 10-го слоев для $n = 10$. Таким образом можно

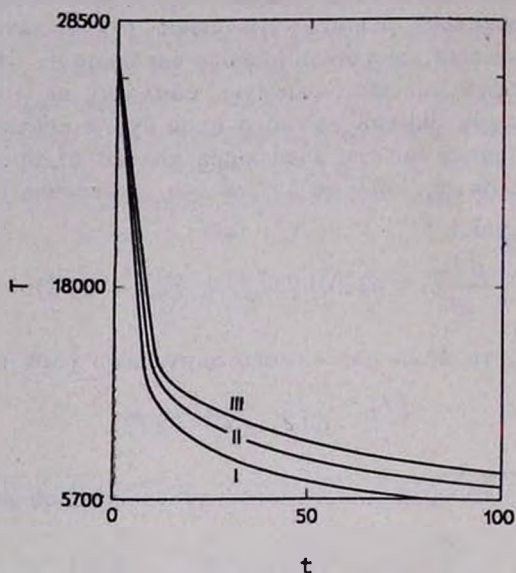


Рис. 1. Кривые I, II и III показывают изменение температуры 1-го слоя с течением времени для случаев $n=10, 15$ и 20 соответственно.

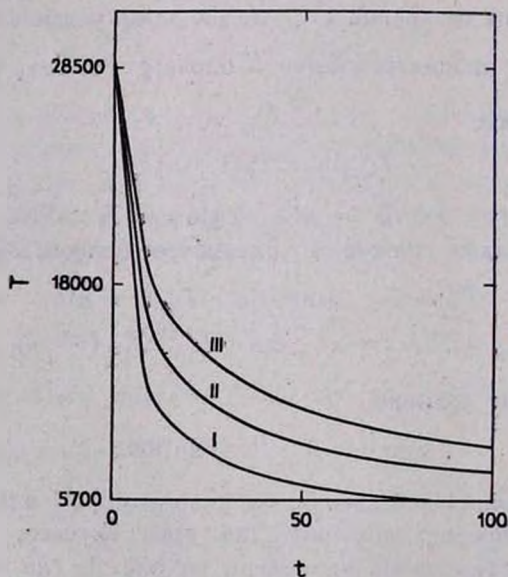


Рис. 2. Кривые I, II и III показывают изменение температуры 1-го, 3-го и 10-го слоев с течением времени для случая $n=10$.

сделать вывод, что время высвечивания оболочки порядка 10^2 сек и слабо зависит от числа рассматриваемых слоев. Видно также, что температура внутри каждого слоя при высвечивании стремится к T_{cm} для каждого слоя. Поскольку время движения ударной волны от зоны двухкратной критической ионизации гелия наружу, полученное в работе [6] есть $t = 0.1 R$ и значительно больше $t = 10^2$ сек, то можно сделать вывод, что время свечения оболочки, по которой движется ударная волна, будет определяться временем движения ударной волны. Ясен также смысл температуры $\bar{T}_2 = 28\,500$, полученной в пункте 2, которая не представляет собой среднюю температуру, до которой нагревается вся оболочка мгновенно, а которая является температурой, до которой нагревается газ за ударным фронтом и которая быстро падает с течением времени и за время $t = 10^2$ сек достигает своего первоначального значения. Хотя полученные решения и не могут претендовать на точную картину изменения температуры высвечивающегося слоя с глубиной, который движется за ударным фронтом, однако в качестве 1-го приближения мы можем считать, что решения приведенные на рис. 2 дают нам изменение температуры высвечивающегося, из-за ударного фронта, слоя с глубиной. Расстояние, отсчитываемое от фронта вглубь высвечивающегося слоя, можно определить как $x = v_y t$.

4. *О свечении оболочки в линиях Н и К.* Существенной особенностью спектров классических цефеид является то, что наблюдается только эмиссия в линиях Н и К и не наблюдается эмиссии в линиях водорода. Не рассматривая подробно вопрос об отсутствии эмиссии в линиях водорода сделаем несколько предварительных замечаний по этому вопросу. Как показывают вычисления, средняя тепловая скорость атомов водорода, находящихся перед ударным фронтом сравнима со значением v_{cp} , приведенными в табл. 1. А это означает, что эмиссия в линиях водорода из-за фронта ударной волны испытывает сильное самопоглощение вышележащими слоями. К тому же учитывая, что нагретая за ударным фронтом среда имеет большую оптическую толщину в линиях водорода, то в этих линиях будет излучать только самая передняя часть области самого фронта ударной волны, где вероятно температура T_2 и v_{cp} меньше их значений из табл. 1. Эти два фактора, по-видимому, и являются ответственными за отсутствие эмиссии водорода в спектрах классических цефеид.

Для атомов кальция тепловая скорость перед ударным фронтом $u = 2.5$ км/сек, а за фронтом 4.2 км/сек. Учитывая эти величины и значения v_{cp} , приведенные в табл. 1 легко убедиться в том, что для

$v_{\text{ср}} > 10$ км/сек кванты в линиях Н и К будут испытывать поглощение вышележащими слоями только в непрерывном спектре.

Чтобы вычислить интенсивность излучения в линиях Н и К, излучаемую средой из-за ударного фронта, выясним характер излучения в частотах линий Н и К. Для относительного содержания Са в δ Цефея примем значение $n_{\text{Ca}}/n = 2.4 \times 10^{-8}$ в соответствии с работой [10] и будем учитывать изменение величины n_{Ca} с глубиной, так как это важно для рассматриваемого вопроса. Результаты вычислений дают следующую картину.

При движении ударной волны в глубоких слоях излучение в линиях Н и К из-за ударного фронта неравновесно в такой же степени как и в частотах соседних участков непрерывного спектра. По мере приближения ударной волны к значению $r = 6.48$ излучение в линиях Н и К все более стремится к равновесному, в то время как в непрерывном спектре оно еще более становится неравновесным. Когда ударная волна пройдет значение $r = 6.48$, излучение в линиях Н и К становится уже равновесным, причем эффективная температура равновесного излучения не на много выше T_{cm} для этого слоя. Далее эффективная температура равновесного излучения падает, но разность $T_e - T_{\text{cm}}$ возрастает для данных слоев. В самых наружных слоях излучение в линиях Н и К снова становится неравновесным: Таким образом, равновесное излучение в линиях Н и К будет в таких слоях, где количество атомов на уровне $4^2S_{1/2}$ будет еще достаточно велико, чтобы оптическая толщина излучающего слоя в линиях Н и К была порядка единицы. В очень глубоких слоях, где почти весь кальций находится в состоянии двухкратной ионизации и в самых наружных слоях, где очень низкая плотность, излучение в линиях Н и К из-за ударного фронта будет неравновесным.

Избыточную интенсивность равновесного излучения в линиях Н и К, излучаемую средой из-за ударного фронта можно определить по формуле:

$$J_v^0 = B_v(T_e) - B_v(T_{\text{cm}}), \quad (17)$$

где T_e — эффективная температура для равновесного излучения в линиях Н и К, определяемая из интервала $T_{\text{cm}} < T_e < 28500$ таким образом, чтобы оптическая толщина нагретого слоя за ударным фронтом была порядка единицы. Избыточная интенсивность неравновесного излучения в линиях Н и К, излучаемая средой из-за ударного фронта может быть записана в виде:

$$J_v^0 = n_2 A_{21} \frac{h\nu}{\Delta\nu} \frac{d}{4\pi} - B_v(T_{\text{cm}}), \quad (18)$$

где n_2 — количество атомов Ca II на уровнях $4^2P_{1/2}$ или $4^2P_{3/2}$, A_{21} — вероятность спонтанного перехода, $\Delta\nu$ определяется формулой (25), d — толщина излучающего слоя. При движении ударной волны в самых наружных слоях звезды, где нельзя применять формулу Планка, второй член в уравнении (18) пропадает.

Для вычисления величины n_2 мы воспользуемся условиями стационарности, которое заключается в том, что количество процессов ведущих к переводу атома на рассматриваемый уровень равно количеству обратных процессов. Процессы 1-го типа — следующие: а) Рекомбинации электронов на рассматриваемый уровень, б) Возбуждение атомов электронным ударом. Процессы 2-го типа — следующие: в) Фотоионизации с рассматриваемого уровня, г) Деактивации атомов ударами 2-го рода, д) Спонтанные переходы из уровней $4^2P_{1/2}$ и $4^2P_{3/2}$ на уровень $4^2S_{1/2}$. Здесь мы не рассматриваем спонтанных переходов на рассматриваемый уровень, которые немного повысят населенность уровней $4^2P_{1/2}$ и $4^2P_{3/2}$. Как показали подсчеты, число фотоионизаций на 2—3 порядка меньше числа деактиваций ударами 2-го рода и поэтому этим процессом можно пренебречь. Тогда уравнение стационарности для уровня $4^2P_{3/2}$ запишется так:

$$C_k n_e n^{++} + \alpha_e n_e n_1^+ = \beta_e n_e n_{2k}^+ + A_k n_{2k}^+ \quad (19)$$

и для уровня $4^2P_{1/2}$:

$$C_{II} n_e n^{++} + \alpha_e n_e n_1^+ = \beta_e n_e n_{2II}^+ + A_{II} n_{2II}^+, \quad (20)$$

где n_e — количество электронов в 1 см^3 , n^{++} — количество атомов кальция в состоянии двухкратной ионизации в 1 см^3 , n_1^+ , n_{2k}^+ и n_{2II}^+ — количество атомов кальция на уровнях $4^2S_{1/2}$, $4^2P_{3/2}$ и $4^2P_{1/2}$ в 1 см^3 соответственно, C_k и C_{II} — коэффициенты рекомбинации на уровни $4^2P_{3/2}$ и $4^2P_{1/2}$ соответственно, α_e и β_e — постоянные скорости возбуждения и деактивации соответственно, A_k и A_{II} — вероятности спонтанных переходов из уровней $4^2P_{3/2}$ и $4^2P_{1/2}$ на уровень $4^2S_{1/2}$ соответственно, которые можно найти в [11]. Первые два члена уравнений (19) и (20) дают количество фоторекомбинаций и ударов 1-го рода, совершающихся за 1 сек в 1 см^3 , а вторые два члена — количество ударов 2-го рода и спонтанных переходов в 1 см^3 за 1 сек.

Вычисляя величины C_{II} , C_k , α_e и β_e по известным формулам получим значения, которые приведены в табл. 2. Отметим, что для вычисления коэффициентов C_k и C_{II} мы воспользовались вычислениями [12], где показано, что при $T = 7500$ имеет место соотношение:

$$C_k/C_3 = 3.4,$$

где C_3 — коэффициент рекомбинации на 3-ий уровень атома водорода.

Переписывая далее формулы (19) и (20) в виде:

$$\frac{n_{2k}^+}{n_1^+} = \frac{C_k \frac{n_e n^{++}}{n_1^+} + a_e n_e}{\beta_e n_e + A_k} \quad (21)$$

и

$$\frac{n_{2n}^+}{n_1^+} = \frac{C_n \frac{n_e n^{++}}{n_1^+} + a_e n_e}{\beta_e n_e + A_n} \quad (22)$$

и вычисляя $\frac{n_e n^{++}}{n_1^+}$ по формуле Саха, учитывая что $n_e = n^+$, где n^+ — число ионизированных атомов водорода в 1 см^3 , мы можем из формул (21) и (22) найти населенность уровней $4^2P_{3/2}$ и $4^2P_{1/2}$. Отметим, что при высокой температуре фоторекомбинации и удары 1-го рода играют равную роль, в то время как при низкой температуре

Таблица 2

	$4^2P_{3/2}$		$4^2P_{1/2}$	
	$T=8500$	$T=28500$	$T=8500$	$T=28500$
C	1.28×10^{-13}	0.34×10^{-13}	0.64×10^{-13}	0.17×10^{-13}
a_e	2.8×10^{-9}	5.6×10^{-8}	1.9×10^{-9}	0.8×10^{-8}
β_e	1.6×10^{-7}	1.5×10^{-7}	2.1×10^{-7}	2.0×10^{-7}

число фоторекомбинаций значительно меньше и этим членом можно пренебречь. Сравнивая вычисления по формулам (21) и (22) с вычислениями по формуле Больцмана видно, что населенность уровней, вычисляемая по формулам (21) и (22) меньше, что и следовало ожидать. К примеру, для n_{2k}^+/n_1^+ имеем из формулы (21) для $T=28500$ и $T=8500$ значения 0.65×10^{-1} и 0.72×10^{-3} соответственно. А вычисления по формуле Больцмана дают 0.55 и 0.28×10^{-1} соответственно. Таким образом, используя (21) и (22) мы можем вычислить J^u , определяемую формулой (18).

5. *Профили эмиссионных линий H и K.* Вычислим, используя формулу (17) или (18) профиль эмиссионной линии. Теория профилей эмиссионных линий, образованных движущимися оболочками для случая когда скорость оболочки на много больше тепловой скорости движения атомов, развита В. В. Соболевым [13]. Однако в случае цефеид это условие не выполняется и к тому же на профиль эмис-

сионной линии Н или К должно существенно сказаться поглощение в непрерывном спектре вышележащими слоями, которое для различных точек излучающего диска будет различным. Легко вычислить, что излучение, идущее от какой-либо точки излучающего диска в направлении на наблюдателя, проходит через слой толщиной:

$$\Delta S = \sqrt{R^2 - r^2 \sin^2 \theta} - r \cos \theta, \quad (23)$$

где R — радиус звезды, r — расстояние ударного фронта от центра звезды и θ — угол между нормалью к данной точке и направлением на наблюдателя. Тогда для интенсивности излучения в линии, выходящего от какой-либо точки ударного фронта на поверхность звезды в направлении на наблюдателя, можно записать:

$$J_\nu = J_\nu^0 e^{-\kappa \Delta S}, \quad (24)$$

где κ — средний объемный коэффициент непрерывного поглощения квантов в линиях Н или К. Разобьем весь излучающий диск звезды при помощи окружностей, с центрами в центре диска, на большое число сферических площадок с площадью $d\sigma = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta$ и будем считать, что J_ν излучаемая любой элементарной площадкой постоянная в интервале частот:

$$\frac{v \cos \theta - v_0}{c} \leq \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \leq \frac{v \cos \theta + v_0}{c}, \quad (25)$$

где v_0 — средняя тепловая скорость атомов кальция, ν_0 — центральная частота, излучаемая неподвижным объемом, а v — скорость, являющаяся суммой двух скоростей, скорости движения среды в результате пульсаций звезды и $v_{\text{ср}}$, приведенной в табл. 1. Вне интервала частот, указанных формулой (25) $J_\nu = 0$. Хотя сделанное предположение относительно J_ν является грубым, однако основные особенности изменения контура линии излучения, при движении ударной волны к поверхности звезды мы сможем исследовать. Из формулы (25) ясно, что весь интервал частот для линии излучения заключен в пределах:

$$\nu_0 \left(1 - \frac{v_0}{c}\right) \leq \nu \leq \nu_0 \left(1 + \frac{v + v_0}{c}\right). \quad (26)$$

Рассмотрим излучение произвольной частоты ν внутри линии, которое дают атомы, движущиеся с лучевой скоростью u , причем:

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{u}{c} \quad (27)$$

и
$$-v_0 < u < +v_0 \quad (28)$$

Определим теперь граничные площадки излучающего диска звезды, которые еще излучают в частоте ν , исходя из условий:

$$\left. \begin{aligned} u &= v \cos \theta' - v_0 \\ u &= v \cos \theta'' + v_0 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

где первое условие записано для площадки, которая находится ближе к центру излучающего диска, а второе — для периферической площадки. Ясно, что вся область заключенная между этими площадками, будет давать излучение в частоте ν . Учитывая формулы (27) и (29) получим:

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta' &= \frac{c}{v} \cdot \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} + \frac{v_0}{v} \\ \cos \theta'' &= \frac{c}{v} \cdot \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} - \frac{v_0}{v} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Из соотношений (29) получим:

$$\cos \theta' - \cos \theta'' = \frac{2v_0}{v} > 0 \quad (31)$$

и значит

$$0 \leq \theta' < \theta'' \leq \frac{\pi}{2}. \quad (32)$$

Рассмотрим предельные случаи, когда $\theta' = 0$ и когда $\theta'' = \frac{\pi}{2}$. Для случая $\theta' = 0$ из (31) имеем:

$$\cos \theta'_1 = 1 - \frac{2v_0}{v}. \quad (33)$$

Сравнивая эту формулу со второй формулой (30) получим некоторую фиксированную частоту, которую мы обозначим ν_1 , причем:

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{v - v_0}{c} \right). \quad (34)$$

Для случая $\theta'' = \frac{\pi}{2}$ из уравнения (31) имеем:

$$\cos \theta'_2 = \frac{2v_0}{v} \quad (35)$$

и сравнивая эту формулу с первой формулой (30) получим другую фиксированную частоту ν_2 , причем:

$$\nu_2 = \nu_0 \left(1 + \frac{v_0}{c} \right). \quad (36)$$

Частоты ν_1 и ν_2 можно также получить из формул (30), полагая $\theta' = 0$ и $\theta'' = \frac{\pi}{2}$ соответственно. Поскольку в большинстве практически интересных случаях осуществляется неравенство $v > 2v_0$, то можно для частот внутри линии записать:

$$\nu_0 \left(1 - \frac{v_0}{c} \right) < \nu_2 < \nu_1 < \nu_0 \left(1 + \frac{v + v_0}{c} \right). \quad (37)$$

Из вышеизложенного ясно, что необходимо различать три случая, для вычисления интенсивности излучения в частоте ν , а именно, когда частота ν находится в различных интервалах частот, указанных формулой (37). В общем виде для интенсивности излучения в частоте ν имеем:

$$E_\nu = \int_{\theta''}^{\theta'} \frac{J_\nu^0}{E_{\text{II}}(\nu)} \left(\frac{r}{R} \right)^2 e^{-x \sqrt{R^2 - r^2 \sin^2 \theta - r v \cos \theta}} \cdot \sin \theta \, d\theta, \quad (38)$$

где $E_{\text{II}}(\nu)$ — интенсивность непрерывного спектра. Согласно [10] в спектральной области от 4 000 Å до 6 000 Å распределение энергии в δ Цфея хорошо описывается цветовой температурой $T = 5700$. Поскольку исследуемые линии H и K лежат вблизи этой области, мы можем вычислить интенсивность излучения внутри линии в единицах интенсивности непрерывного спектра. Для случая $\nu_0 \left(1 - \frac{v_0}{c} \right) \leq \nu \leq \nu_2$ пределы интегрирования в (38) следующие:

$$\theta'' = \frac{\pi}{2}, \quad \arccos \frac{2v_0}{v} \leq \theta' \leq \frac{\pi}{2}. \quad (39)$$

Для случая $\nu_2 < \nu < \nu_1$ имеем

$$0 < \theta' < \theta'' < \frac{\pi}{2}. \quad (40)$$

Для случая $\nu_1 \leq \nu \leq \nu_0 \left(1 + \frac{v_0 + v}{c} \right)$ имеем

$$\theta' = 0, \quad 0 \leq \theta'' \leq \arccos \left(1 - \frac{2v_0}{v} \right). \quad (41)$$

Для момента времени, когда ударная волна движется в самых наруж-

ных областях атмосферы, когда поглощением в непрерывном спектре можно пренебречь, формула (38) переписывается

$$E_{\nu} = \frac{J_{\nu}^0}{E_{\nu}(\nu)} (\cos \theta' - \cos \theta''), \quad (42)$$

где θ' и θ'' берутся согласно (39), (40), (41).

Вычисленные по формулам (38) и (42) профили линий излучения показаны на рис. 3, где для случая I принято $r = 6.51$, $R = 6.60$, $\chi = 0.9 \times 10^{-10}$, для случая II принято $r = 6.56$, $R = 6.60$, $\chi = 0.9 \times 10^{-10}$ и для случая III $r \approx R$. Таким образом видно, что контур линии излучения существенно зависит от оптической толщины поглощающего слоя. Для случая, когда ударная волна движется глубоко, контур линии резкий. С приближением ударной волны к поверхности звезды контур линии становится близким к прямоугольному. Нужно иметь в виду, что наблюдаемая спектральная линия является результатом наложения эмиссионной линии на линию поглощения. Вычисленные контуры хорошо согласуются с данными наблюдений [14–15].

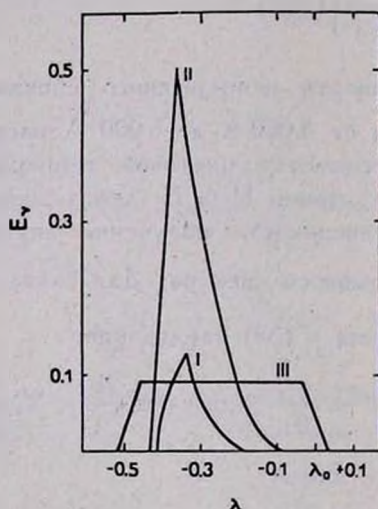


Рис. 3. Теоретические профили линий излучения H и K для классических цефеид. I—соответствует случаю $r=6.51$, $R=6.60$, $\chi=0.9 \times 10^{-10}$, II—соответствует случаю $r=6.56$, $R=6.60$, $\chi=0.9 \times 10^{-10}$, III—соответствует случаю $r \approx R$.

Используя результаты этого пункта, а также результаты [6] можно оценить продолжительность свечения оболочки в линиях H и K, которая оказывается равна $t = 0.013$ периода, что в 3 раза меньше, чем это следует из наблюдений [16]. Полученное расхождение, по-видимому,

можно объяснить неудачным выбором модели, так как цефеиды не являются политропами индекса $n = 3$. Необходимо также отметить, что согласно полученным здесь результатам, эмиссия происходит примерно на 0.12 периода позже по фазе, чем это следует из наблюдений [17]. Это вызывается тем, что мы рассматриваем стоячие колебания звезды, в то время как для наружных слоев имеется отставание по фазе. Поскольку зона He III залегает очень глубоко в оболочке, то отставание колебаний атмосферы по фазе, по-видимому, достигает 0.12 периода.

6. *Выводы.* Основные результаты настоящей статьи следующие:

а) Продолжительность свечения мгновенно нагретой водородной оболочки есть порядка $t = 100$ сек, а поэтому свечение оболочки за счет энергии, получаемой от ударной волны, будут определяться временем движения ударной волны.

б) Время свечения оболочки в линиях H и K: $t = 0.013$ периода.

в) В момент появления и дальнейшего усиления эмиссионные линии имеют резкие контуры. При движении ударной волны в прозрачных, для квантов в линиях H и K, слоях атмосферы эмиссионные линии ослабевают и имеют почти прямоугольные контуры.

В заключение выражаю благодарность член-корр. АН УССР проф. Цесевичу В. П. за руководство настоящей работой.

Одесский госуниверситет им. И. М. Мечникова,
астрономическая обсерватория

ON THE INTERPRETATION OF THE SPECTRUM OF CLASSICAL CEPHEIDS

V. I. GOLINKO

The emission of optical thick hydrogen envelope is considered and it is proved that the duration of emission of this envelope is considerably shorter than the time of the motion of shock wave moving from the He III zone outwards. The obtained solutions were used to estimate the depth of the heated layer moving behind the shock wave front. The main features of H and K Ca II emission lines are explained by emission behind the shock wave front. The profiles of emission lines H and K have been constructed taking into account the absorption in the upper layers.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Звездные атмосферы, под. ред. Гривстейна, ИЛ, 1963.
2. G. Wallerstein, Ap. J., 130, 560, 1959.
3. H. Abt, Ap. J., 130, 824, 1959.
4. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 38, 2, 1961.
5. В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, Физматгиз, 1963.
6. В. И. Голинько, Проблемы космической физики, вып. 2, 1967.
7. С. А. Жевакин, сб. Памяти А. А. Андропова, изд. АН СССР, 1955.
8. В. Г. Горбацкий, Вестн. ЛГУ, № 13, 178, 1957.
9. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Физматгиз, 1963.
10. О. А. Мельников, Спектрофотометрия звезд δ Цефея и η Орла и К-эффект для цефеид. Труды ГАО в Пулково, LXIV, серия II, 1950.
11. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ, 1950.
12. Э. Р. Мустель, Изв. КраО, 9, 25, 1952.
13. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952.
14. G. Herbig, Ap. J., 116, 369, 1952.
15. R. P. Kraft, Ap. J., 125, 336, 1957.
16. G. Herbig, Publ. A. S. P., 64, 302, 1952.
17. T. S. Jacobsen, Pub. Dom. Ap. Obs. Victoria, 10, 145, 1956.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

ФЕВРАЛЬ, 1968

ВЫПУСК 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТРОЙНЫХ СИСТЕМ
МЕТОДОМ СТАТИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ. II.

Т. А. АГЕКЯН, Ж. П. АНОСОВА

Поступила 28 сентября 1967

Выполнено численное интегрирование на ЭВМ уравнений движения тройной системы для 100 случайных начальных конфигураций. В начальный момент компоненты системы были неподвижны. Применялась линеаризация уравнений при тесных двойных сближениях компонентов. Движения во всех системах завершились распадом. Распад каждый раз был следствием тесного тройного сближения компонентов. Среднее время распада \bar{T} равно 110.1 τ . (τ —среднее время пересечения компонентом системы). Среднее квадратичное отклонение σ времени распада от своего среднего равно 125.0 τ .

Благодаря применению линеаризации уравнений движения восполнен пробел вычислений, выполненных в работе [1] для 38 начальных условий с небольшой определенной скоростью компонентов в начальный момент. Для этих случаев вычисления доведены до распада системы. По полученным данным и данным работы [1] для 100 систем со случайными начальными конфигурациями и небольшими определенными начальными скоростями компонентов найдено $\bar{T}=80.7 \tau$, $\sigma=83.0 \tau$. По совокупности всех 200 тройных систем со случайными начальными условиями получено

$$\bar{T} = (95.4 \pm 6.9) \tau.$$

В статье [1] были изложены результаты выполненной авторами работы по исследованию динамики тройных систем путем интегрирования на ЭВМ уравнений движения в плоской задаче при различных, задаваемых случайно, начальных условиях.

Вследствие того, что в работе [1] не применялась линеаризация уравнений движения, в тех случаях, когда два компонента системы испытывали очень тесное сближение, ЭВМ не могла выполнять счета. Поэтому наиболее интересный по нашему мнению случай, когда в начальный момент все три компонента системы неподвижны, не представилось возможным рассмотреть. В этом случае почти сразу после

начала движения происходит очень тесное двойное сближение компонентов и интегрирование становится невозможным. Чтобы избежать этого, в работе [1] были введены небольшие начальные скорости компонентов, а именно

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= +0.00005, \quad \dot{y}_1 = 0; \\ \dot{x}_2 &= +0.00005, \quad \dot{y}_2 = 0; \quad \dot{x}_3 = -0.0001, \quad \dot{y}_3 = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Это дало возможность для 62 из 100 случайным образом выбранных начальных условий довести вычисления до момента, когда наступает истинный или условный (см. [1]) распад тройной системы. Для 38 из 100 случайным образом выбранных начальных условий довести вычисления до распада не удалось, так как в них очень тесное двойное сближение происходит раньше, чем наступает распад системы.

В настоящей работе, для преодоления этой трудности была применена линеаризация системы уравнений движения методом Зундмана (см. напр. [2]). При применении линеаризации части уравнений движения, зависящие от расстояний между компонентами, линейны относительно этих расстояний, следовательно они конечны при любом сколь угодно тесном сближении. Программа вычислений была составлена так, что, как только расстояние между двумя какими-нибудь компонентами становилось меньше 0.01 принятых единиц расстояния, счет велся по линеаризованным уравнениям движения. Если же все три расстояния были больше 0.01, то счет велся по обычным нелинеаризованным уравнениям. Единицы расстояния, времени и массы были приняты такими же, как и в работе [1].

Как и в [1] было проведено интегрирование уравнений движений для 100 систем. Начальные случайные конфигурации системы были взяты точно теми же, что и в [1], но начальные скорости компонентов были приняты равными нулю. Последнее обстоятельство, конечно, означает, что фактически рассматривались динамически новые тройные системы и результаты данной работы независимы от результатов работы [1]. Как и следовало ожидать, движения во всех системах завершились распадом систем и во всех случаях распад происходил после тройного сближения компонентов системы.

Итоги вычислений приведены в табл. 1 (в приложении). В первом столбце стоит номер начальных условий в последовательности вырабатываемых случайных чисел, полученных в работе [1]. Во втором и третьем столбцах записаны соответствующие значения случайных чисел ξ и η , определяющие начальную конфигурацию тройной системы. В четвертом столбце приведено время распада T системы в единицах τ — среднего времени пересечения компонентом системы. Если распад является условным, то есть, если один из компонентов удаляется на расстояние,

равное десяти единицам, но критерий Тевзадзе [3] для распада не удовлетворяется, то в столбце 4 над значением времени распада поставлена звездочка. В пятом столбце записано значение p — периметра конфигурационного треугольника для тройного сближения, после которого произошел распад. Значение p выражено в единицах a среднего размера системы. Если в данной тройной системе наблюдалось более тесное (с меньшим периметром конфигурационного треугольника) тройное сближение, чем то, которое привело к распаду, то над значением p в столбце 5 поставлена звездочка. В шестом столбце приведено (со знаком минус) значение полной энергии E тройной системы. В седьмом столбце даны $-\Delta E/E$, где ΔE — накопившаяся к моменту распада ошибка энергии системы в результате численного интегрирования. В восьмом столбце приводится $-\Delta'E/E$, где $\Delta'E$ — превышение энергии покидающего систему компонента над энергией, требуемой критерием Тевзадзе. В том случае, когда мы имеем условный распад, величина, фигурирующая в этом столбце, должна быть, очевидно, отрицательной. В девятом и десятом столбцах указаны числа n_1 и n_2 тройных сближений компонентов с соответственно $p \leq 1.0a$ и $p \leq 0.6a$, имевших место в системе до распада, а в одиннадцатом столбце k — число двойных сближений с $r_{l+1} \leq 0.2a$. В двенадцатом столбце указано s — число переходов от счета по нелинеаризованным уравнениям движения к линеаризованным.

Как мы писали выше, такой переход совершался, когда расстояние между двумя какими-нибудь компонентами становилось меньше 0.01. В одних случаях s больше k , в других случаях меньше. Это зависит от значения a , а также связано с тем, что число двойных сближений k считается до момента распада, то есть момента, когда происходит тройное сближение, приведшее к распаду, а число линеаризаций считается до окончания вычислений.

Данные таблицы показывают, что из общего числа 100 распадов условными оказались 12. В 81 случаях из 100 распад происходил после наиболее тесного тройного сближения. В 19 системах до того тройного сближения, которое привело к распаду, имело место более тесное тройное сближение, не вызвавшее, однако, распада. Число таких систем среди систем, у которых отмечен условный распад, составляет 6, то есть 50%, а у систем испытавших истинный распад 13, то есть только 16%. Закономерность такого соотношения очевидна.

Благодаря линеаризации уравнений накопление ошибок в результате счета стало меньшим, чем это было в работе [1]. Накопившаяся ошибка главного момента количества движения и в работе [1] была

во всех случаях очень малой. В настоящей работе она совершенно ничтожна и мы ее значений не приводим.

Ошибка энергии, вследствие особенностей вычислительного метода, имеет свойство получать преимущественно положительные приращения и потому накапливается быстрее. Как показывают данные столбца 7, относительная ошибка энергии к моменту распада ни в одной системе не превосходит 0.02, причем в 84 случаях она меньше 0.01, [в том числе в 55 случаях меньше, чем 0.005 и в 13 случаях меньше, чем 0.0005. Очевидно, что распад тройных систем является реальным явлением и не вызывается вычислительными факторами, например, накоплением ошибки энергии, которая вследствие особенностей вычислительного метода всегда положительна. В том, что распад системы не является результатом ошибок вычислений, убеждает и сравнение данных столбцов 7 и 8. Как правило, превышение энергии покидающего систему компонента над энергией, требуемой критерием Тевзадзе, намного превосходит накопившуюся при вычислениях ошибку энергии. Легко также видеть, что $-\Delta'E/E$ очень сильно зависит от того, насколько тесным было тройное сближение, вызвавшее распад. При малых значениях p , как правило, наблюдаются большие значения $-\Delta'E/E$. Об этом свидетельствует следующая таблица,

Таблица 2

	n	$\frac{\Delta'E}{-E}$
$0 < p < 0.1$	15	2.45
$0.1 < p < 0.2$	35	0.412
$0.2 < p$	50	0.205

в которой n — число тройных сближений с заданным значением p , а в третьем столбце указано среднее значение $-\Delta'E/E$.

Таким образом, распад тройных систем происходит в результате тройного сближения компонентов системы. Статистически энергия, уносимая уходящим компонентом, тем больше, чем теснее тройное сближение.

Вычисление по данным табл. 1 основных статистических характеристик распада тройных систем, компоненты которых в начальный момент были неподвижны, дало следующие результаты:

среднее время распада $\bar{T} = 110.1 \tau$

среднее квадратичное отклонение времени распада $\sigma = 125.0 \tau$.

Таким образом можно написать

Таблица 1

№	ξ	τ_1	T	P	$-E \cdot 10^{-7}$	$\frac{\Delta E}{-E}$	$\frac{\Delta'E^3}{-E}$	n_1	n_2	k	s
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	0.152107965	0.516951804	148.4	0.2313	2.329	0.012	0	3	1	98	51
2	0.022976316	0.521562782	1.2	0.3476	2.376	0	0	1	0	2	0
3	0.269722548	0.476622422	47.1	0.0410	2.116	0.002	3.380	1	1	36	56
4	0.302172674	0.431941366	39.8	0.2584	1.911	0.003	0.098	1	0	25	19
5	0.005310069	0.666154059	224.8*	0.2073	2.918	0.004	-0.088	8	3	74	29
6	0.184999239	0.600560507	15.9	0.2844	2.645	0.001	0	1	0	7	4
7	0.005159629	0.385816848	2.0	0.1392	1.944	0	0.487	1	1	1	1
8	0.157232181	0.393068735	125.6	0.2266*	1.892	0.004	0.356	5	3	62	25
9	0.032952633	0.367271030	132.0	0.2390	1.888	0.003	0	1	0	128	15
10	0.248615885	0.122069321	132.9	0.0823	0.971	0.001	0.824	2	1	90	10
11	0.425790152	0.158446944	147.6	0.1151*	0.558	0.008	0.577	3	2	83	41
12	0.426903973	0.236476070	153.4	0.1312	0.915	0.007	0.552	3	1	15	17
13	0.282590939	0.617363867	324.0	0.2509*	2.707	0.006	0.263	5	2	172	39
14	0.189034578	0.099451113	21.3	0.2080*	1.116	0.005	3.138	2	1	16	23
15	0.008491508	0.593936046	44.3*	0.3484*	2.639	0	-0.065	2	1	3	1
16	0.078425390	0.349994402	31.8	0.0560	1.822	0.003	3.304	1	1	25	22
17	0.115279340	0.749806025	148.4	0.4119	3.260	0.005	0	1	0	76	29
18	0.012014848	0.514189941	1.2	0.2349	2.351	0	1.052	1	1	1	0
19	0.041515318	0.353444473	26.8	0.0947	1.848	0	0.583	1	1	21	6
20	0.355454774	0.287990767	34.6	0.0902	1.243	0.002	0.841	2	2	27	9
21	0.146330588	0.668451531	44.9	0.2226	2.924	0.002	0.408	1	1	21	10
22	0.123048894	0.188874396	120.4	0.1558	1.401	0.002	3.404	1	1	75	24
23	0.093379200	0.033925931	194.4	0.1757	1.281	0.007	0	2	0	8	36
24	0.391574265	0.032756103	104.7	0.0913	0.282	0.002	0.004	2	0	44	58
25	0.263022343	0.247991904	28.2	0.2695	1.267	0.001	0	1	0	15	3
26	0.097623704	0.760908565	516.4	0.3183	3.306	0.013	0.002	5	0	26	70
27	0.165730470	0.139119704	70.6	0.1568	1.233	0.002	0.218	1	1	45	10
28	0.112470028	0.564850334	287.0	0.1009	2.520	0.018	1.804	2	1	150	88
29	0.163015720	0.465528719	171.0	0.1240	2.137	0.002	0.128	4	1	116	56
30	0.453271966	0.242887395	61.2*	0.1920*	0.919	0.010	-0.017	2	1	78	93
31	0.109806163	0.283848681	18.6	0.1673	1.624	0.001	0.276	1	1	15	5
32	0.071236454	0.567962233	109.8	0.2196	2.538	0.002	0.385	1	1	101	70
33	0.048520920	0.290818296	71.5	0.1025	1.687	0.003	0.879	2	1	63	17
34	0.224688133	0.572102054	372.7	0.2223	2.522	0.019	0.103	4	2	239	111
35	0.480236434	0.134853383	464.7	0.0400	0.386	0.006	18.368	5	2	442	336

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
36	0.101054627	0.091224803	64.6	0.1181	1.304	0.005	0.906	2	2	45	66
37	0.209387744	0.658870561	103.5	0.3010	2.863	0.006	0	2	0	76	25
38	0.236529953	0.551711569	38.2	0.1704	2.436	0.002	0	1	1	17	7
39	0.470810730	0.135874846	86.0	0.1382	0.397	0.004	1.047	2	0	57	40
40	0.446076458	0.206502066	113.3*	0.1852	0.748	0.011	-0.002	3	0	48	36
41	0.302550914	0.196574135	133.3	0.2406*	1.004	0.017	0	2	0	170	96
42	0.455307350	0.188735628	64.9	0.1081	0.654	0.005	0.664	2	1	40	27
43	0.199431868	0.713511463	6.0	0.4047	3.114	0.003	0	2	0	3	11
44	0.210788097	0.581520233	210.3	0.0561	2.563	0.009	0.900	5	2	234	47
45	0.308297011	0.301011953	12.1*	0.1571*	1.371	0.002	-0.045	6	1	53	14
46	0.221349313	0.127070459	37.1	0.4558	1.065	0.006	3.580	1	1	28	49
47	0.330832116	0.495365951	61.5	0.1862	2.170	0.007	0	1	1	34	31
48	0.046961055	0.558717858	101.5	0.1917	2.507	-0.002	0.171	1	1	103	4
49	0.058727505	0.167417674	22.9	0.3797*	1.446	0.003	0	2	0	43	29
50	0.100298172	0.425877548	9.8*	0.3567	2.037	0.005	-0.008	1	0	7	42
51	0.000427526	0.486750493	1.9	0.1472	2.258	0.001	0	1	1	3	8
52	0.055152381	0.426512804	171.4*	0.1908	2.057	0.004	-0.068	2	1	110	29
53	0.004454218	0.145784306	115.8	0.0687	1.441	0.003	1.110	4	1	49	38
54	0.077480639	0.565092305	181.4	0.3079*	2.527	0.005	0.071	5	0	83	35
55	0.473503305	0.116893831	39.9	0.0824	0.314	0.004	0.559	1	1	22	38
56	0.386569322	0.339951672	276.4	0.2365	1.439	0.005	0	5	2	268	36
57	0.101269911	0.306704186	32.4*	0.2939	1.690	0.008	-0.025	1	0	19	51
58	0.435627483	0.049049590	370.4	0.0884*	0.162	0.008	0.114	6	2	287	283
59	0.176293211	0.167790923	8.7	0.2053	1.259	0.001	0.052	1	0	7	3
60	0.305717285	0.373832423	65.9	0.3163	1.667	0.001	0	1	0	67	14
61	0.437455895	0.150593949	8.1	0.2210	0.504	0.002	0	0	0	0	7
62	0.068169446	0.038072853	23.1	0.0547	1.317	0.003	1.854	1	1	17	33
63	0.159779582	0.581268387	98.3*	0.2754*	2.573	0.010	-0.018	2	0	71	62
64	0.359693815	0.224207350	63.4	0.1326	0.963	0.004	0	3	1	43	18
65	0.306897814	0.264435224	26.9	0.2508	1.234	0.001	0.076	1	0	23	5
66	0.152497417	0.286843464	149.8*	0.2958*	1.580	0.010	-0.033	3	0	59	73
67	0.136803084	0.167749452	100.9	0.0879	1.340	0.005	0.899	2	1	60	27
68	0.258888896	0.567517590	79.1	0.2182	2.496	0.003	0	2	1	41	11
69	0.378927315	0.238608354	166.3	0.2977*	0.991	0.006	0	3	0	105	80
70	0.386784473	0.009493945	11.4	0.1155	0.282	0.005	0	1	0	35	53

Таблица 7 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
71	0.379442579	0.344937472	101.8	0.1997*	1.468	0.005	1.217	4	0	42	27
72	0.150913059	0.733827112	31.2	0.3051	3.195	0.002	0.250	1	0	15	8
73	0.035567328	0.125720780	101.1	0.2540	1.478	0.005	0	1	0	44	23
74	0.017131688	0.597193411	1.9	0.2695	2.651	0	0.017	1	0	1	0
75	0.171277915	0.163977452	177.0	0.1151	1.263	0.009	0.095	3	2	106	48
76	0.280145301	0.040746517	98.5	0.1203	0.740	0.002	0	2	1	54	52
77	0.111245697	0.032869383	105.1	0.2179	1.250	0.012	0.111	1	0	69	50
78	0.129733170	0.710744272	32.6	0.3629	3.098	0.002	0	2	0	17	10
79	0.177281222	0.520422521	186.6	0.3469	2.332	0.006	0	4	1	97	51
80	0.110426012	0.387555532	10.8*	0.2276	1.911	0	-0.037	1	0	7	3
81	0.242888665	0.198203787	110.8	0.1752*	1.166	0.008	0	5	1	70	40
82	0.142397675	0.385411857	27.1	0.0726	1.880	0.003	2.777	1	1	13	22
83	0.118589788	0.456797180	59.4	0.2351	2.130	0	0	1	0	26	8
84	0.184943235	0.016807856	389.2	0.1698	1.065	0.019	0.154	2	0	332	269
85	0.013188964	0.429651778	2.0	0.2564	2.074	0	0.512	1	0	3	1
86	0.085778906	0.072485138	85.3*	0.2461	1.312	-0.014	-0.057	1	0	51	41
87	0.450134134	0.230877165	5.4	0.1733	0.862	0.003	0.119	1	0	5	12
88	0.432697866	0.311230217	102.2	0.2149*	1.269	0.005	0.070	5	3	60	18
89	0.048364955	0.311528956	41.0	0.1287	1.737	0	0.831	1	1	29	6
90	0.237107399	0.295829168	18.0	0.1376	1.474	0	0.186	2	1	8	5
91	0.199219026	0.217809880	33.9	0.1501	1.319	0	0.328	1	1	25	4
92	0.199254563	0.392218395	122.8	0.1070	1.851	0.003	0.449	2	1	82	17
93	0.196018586	0.471612279	31.8*	0.2474	2.141	0.013	-0.016	1	0	16	47
94	0.144736081	0.248008566	114.9	0.0716	1.492	0.010	1.245	1	1	82	66
95	0.139575010	0.447612270	9.6	0.3226	2.087	0.002	0	1	0	6	10
96	0.468459592	0.180165843	387.8	0.1950*	0.603	0.009	0.061	5	1	299	46
97	0.347295515	0.249211481	88.1	0.2745	1.094	0.002	0.063	0	0	8	78
98	0.174891833	0.530514918	750.2*	0.3447*	2.372	0.014	-0.027	15	2	176	108
99	0.255720500	0.025414176	289.1	0.2074	0.826	0.016	0.032	2	0	354	331
100	0.007783970	0.488557558	2.0	0.1896	2.264	0	0	1	1	10	0

Таблица 3

№	T	p	$-E \cdot 10^{-7}$	$\frac{\Delta E}{-E}$	$\frac{\Delta' E}{-E}$	$M \cdot 10^{-4}$	$\frac{\Delta M}{M} \cdot 10^{-4}$	n_1	n_2	k	s
11	5.0*	0.2532	0.483	0.019	-0.024	0.1584	6.6288	0	0	101	16
13	52.5	0.1354	2.632	0.005	0.409	0.6172	-0.0102	3	2	33	2
14	61.6	0.0249	1.041	0.004	29.241	0.0994	0.0289	2	2	38	10
18	99.2*	0.1920	2.276	0.008	-0.015	0.5142	12.1373	1	1	87	36
19	105.6	0.2113	1.173	0.006	0.498	0.3534	0.0424	1	1	63	32
27	64.4	0.2749	1.158	0.014	0	0.1394	-0.2360	2	0	50	10
30	118.9	0.1294	0.844	0.012	7.628	0.2429	0.1824	1	1	74	8
36	40.5	0.0378	1.228	0.007	8.371	0.0912	0.2041	1	1	17	63
38	50.0	0.3875	2.361	0.004	0.222	0.5517	-0.0815	1	0	39	21
40	4.4	0.1616	0.673	0.004	0.135	0.2065	0.1135	6	3	29	9
43	1.2	0.2814	3.039	0.001	0.386	0.7135	-0.0014	1	0	2	4
45	79.2	0.1496	1.296	0.005	1.384	0.3010	0.0511	2	2	59	27
46	38.6	0.2091	0.990	0.003	0	0.1271	-53.0684	1	0	6	14
49	109.9	0.1562	1.371	0.008	0.737	0.1674	2.729	8	3	63	25
50	68.2	0.4635	1.962	0.003	0.001	0.4259	-0.4273	0	0	56	11
52	46.1	0.4235*	1.982	0.016	0	0.4205	-1.8671	2	0	82	69
56	257.9	0.0420	1.364	0.016	0.968	0.3400	-0.1398	3	1	74	81
57	47.2	0.2286	1.615	0.019	0.188	0.3067	1.3048	1	0	15	4
58	92.1	0.1824	0.087	0.001	0.232	0.0490	0.0369	2	0	26	18
59	208.6	0.1496	1.184	0.006	0.010	0.1678	0.1789	3	2	137	77
62	179.8	0.1128	1.242	0.015	1.246	0.0381	0.2422	2	1	95	70
65	18.7	0.2518	1.159	0.002	0	0.2644	0.0096	1	0	15	9
70	231.5	0.0616	0.208	0.015	0.616	0.0095	2.236	3	1	144	83
74	256.6*	0.3306	2.576	0.013	-0.007	0.5972	0.0214	1	0	154	73
75	129.9	0.0447	1.188	0.011	5.412	0.1640	0.0025	1	1	67	71
79	2.0	0.2484	2.258	0.002	7.139	0.5204	0.0020	1	0	2	8
83	20.6	0.3832*	2.055	0.001	0	0.4568	-0.0447	2	0	15	9
84	282.3	0.1368	0.990	0.010	0	0.0168	0.1052	2	1	230	160
86	102.4	0.1391	1.237	0.008	0.495	0.0725	-0.5062	1	1	57	36
87	33.8	0.1308	0.787	0.001	0.162	0.2309	-0.0039	3	1	23	17
88	83.0*	0.2938*	1.194	0.004	-0.062	0.3112	0.5633	2	0	75	185
89	146.8	0.3290*	1.662	0.002	0.298	0.3115	-0.0066	3	0	72	45
90	30.8*	0.2742	1.399	0.001	-0.010	0.2958	-0.0644	1	0	5	7
91	370.2	0.1278	1.244	0.018	0.384	0.2178	18.1630	5	1	268	191
92	31.8	0.2881	1.776	0.003	0.227	0.3922	0.0090	1	0	24	12
95	167.6	0.1147	2.012	0.005	2.485	0.4476	0.3016	1	1	128	68
99	168.3*	0.2276	0.750	0.008	-0.027	0.0254	-0.0086	2	0	68	48
100	204.7	0.2018*	2.189	0.005	0	0.4886	-0.1458	1	1	46	24

$$\bar{T} = (110.1 \pm 12.5) \tau. \quad (2)$$

Напомним, что τ есть среднее время пересечения компонентом системы. Точное определение величины τ дано в работе [1].

Как было отмечено, в принятых в работе [1] начальных случайных условиях в 38 случаях из 100 вычисления не были доведены до момента распада системы. В настоящей работе использование линеаризации уравнений движений позволило восполнить этот пробел. Результаты вычислений приведены в табл. 3. В ней столбцы для ξ и η опущены, так как они повторяют соответствующие числа табл. 1 (в приложении) и таблицы в работе [1]. Приведены столбцы для M и $\Delta M/M$, как это было в [1]. Содержание остальных столбцов понятно.

По совместным данным табл. 3 и таблицы работы [1] находим:

среднее время распада $\bar{T} = 80.7 \tau$.

среднее квадратичное отклонение $\sigma = 83.0 \tau$.

Таким образом, в этом случае, то есть опять таки для тройных систем с плоским движением, имеем

$$\bar{T} = (80.7 \pm 8.4) \tau. \quad (3)$$

Наличие отличных от нуля небольших скоростей (определяемых равенствами (1)) в начальный момент движения не должно статистически влиять на значения T . Различие результатов (2) и (3) скорее всего полностью случайно. Совместное их использование позволяет написать для тройных систем с плоским движением и малой начальной скоростью компонентов

$$\bar{T} = (95.4 \pm 6.9) \tau. \quad (4)$$

Ленинградский государственный
университет

THE INVESTIGATION OF THE DYNAMICS OF TRIPLE SYSTEMS BY THE METHOD OF STATISTICAL TESTS. II

T. A. AGEKIAN, J. P. ANOSOVA

Numerical integrations of equations of motion of the triple systems for 100 random initial configurations have been carried out with an electronic computer. The components of the systems are assumed to have zero velocities at an initial time. A regularisation of the equations have been used in cases of close approaches of components. In all cases the motion is completed by the decay of the system. The decay took place each time after the close triple approach of the components. The mean

time \bar{T} of the decay of the triple system is equal to $(110.1 \pm 12.5)\tau$ (τ is the mean time of the component motion through the system).

The regularisation of equations of motion permitted to fill the gap in computations which have been carried-out in article [1]. The total mean time of the decay of 200 triple systems is equal to $\bar{T} = (95.4 \pm 6.9)\tau$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Т. А. Агекян, Ж. П. Аносова, *Астрон. ж.*, 5, стр. 1261, 1967.
2. Г. Н. Дубошин, *Небесная механика, Аналитические и качественные методы*. М., 1964.
3. Г. А. Тевзадзе, *Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук*, 15, № 5, 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

ФЕВРАЛЬ, 1968

ВЫПУСК 1

О ЦЕНТРАЛЬНЫХ СГУЩЕНИЯХ СЪ ГАЛАКТИК

К. А. СААКЯН

Поступила 12 августа 1967

Представлены результаты классификации центральных сгущений 82 Sb галактик. Около 38 % наблюдаемых галактик имеют звездообразные ядра. Приведены гистограммы распределения баллов центральных частей галактик согласно пятибалльной классификации Бюраканской обсерватории и фотометрические данные для классов „5“, „4“ и „3“. Представлены результаты сравнения с данными других авторов.

В Бюраканской обсерватории, начиная с 1963 года, ведется массовое исследование центральных частей галактик разных морфологических типов с помощью 20--21 дюймовой камеры Шмидта.

Изучение ядер и вообще центральных частей галактик, связано с большими трудностями, возникающими вследствие недостаточного разрешения получаемых фотографий. Имеются галактики, находящиеся на расстояниях до 20 мпс, которые имеют звездообразные ядра. С другой стороны известны случаи, когда мы наблюдаем либо слабое центральное сгущение, либо его полное отсутствие. Примером последнего могут служить Магеллановы Облака.

Это дало основание для построения Бюраканской пятибалльной классификации галактик, в которой переход от класса „5“ к классу „1“ предполагает понижающуюся светимость ядра и ее полное исчезновение в последнем классе „1“. При этом основным вопросом является наличие или отсутствие дискретного ядра в самом центре галактики.

Описание классификации центральных частей галактик и результаты изучения ядер галактик с перемычкой опубликованы в работах [1—5], а в настоящей работе приводятся результаты изучения 82 галактик типа Sb, радиальные скорости которых, за редким исключением, не превышают 4000 км/сек. Это ограничение было вызвано малой разрешающей способностью упомянутой выше камеры, фокусное расстояние которой равняется всего 180 см.

Об оценках ядерных областей галактик. Оценки структуры ядерных областей галактик производились по принятой в Бюракане пятибалльной системе. Методика определения степени конденсации центрального сгущения галактики основана на том, насколько изображение сгущения отличается от изображения звезды по характеру изменения размеров и яркости его последовательных изображений. Кажалось бы такая классификация центральных частей, то есть определение баллов их ядер должна носить субъективный характер. Но опыт показывает, что при наличии достаточного навыка у наблюдателей, их оценки ядер для одних и тех галактик в большинстве случаев совпадают. Около 30% изучаемых нами галактик по нашей просьбе были классифицированы Г. М. Товмасыаном, независимо от нас. При сравнении результатов выяснилось, что в большинстве случаев (25 из 30) оценки находились в хорошем согласии. Разница оценок обычно не превосходила одного балла. В спорных случаях привлекались фотометрические данные. Если балл колебался, к примеру, между оценками „3“ и „4“, а яркости его двух последовательных изображений на одной и той же пластинке отличались друг от друга меньше чем на $0^m.2$, то ядро галактики оценивалось баллом „4“, а при больших расхождениях в яркости — „3“. В некоторых случаях производились также повторные наблюдения и ядра оценивались на каждой вновь полученной пластинке. В процессе этих опытов выяснилось, что оценки ядер отчасти зависят от атмосферных условий и качества эмульсии пластинок. Наиболее надежные данные получаются при использовании мелкозернистой эмульсии и при хороших атмосферных условиях.

Очевидно, выявление структурных особенностей ядерных областей галактик в известной степени зависит от разрешающей силы применяемого телескопа. Чем больше фокусное расстояние телескопа, тем подробнее и точнее можно произвести классификацию. Применение длиннофокусных телескопов может выявлять звездообразные ядра сравнительно низкой светимости у части галактик, оцененных баллами „3“, „2“ и „1“. Отметим в этой связи, что наша попытка обнаружить с помощью Таутенбургского двухметрового телескопа слабые звездообразные ядра у галактик NGC 5985 и NGC 3627, оцененных на Бюраканских снимках баллом „3“, не увенчались успехом. На снимках центральных частей галактик NGC 4736 и NGC 3310 [6, 7], полученных с помощью 120 дюймового рефлектора с очень короткими экспозициями видно яркое, аморфное центральное сгущение у первой из них и звездообразное ядро у второй, что находится в полном согласии с классификацией произведенной в Бюракане. Таким образом, при-

менение снимков более крупного масштаба не привело к изменению класса.

Анализ наблюдательного материала показал, что у части галактик оценки ядер в фотографических и фотовизуальных лучах реально отличаются. причем иногда галактики оценивались большим баллом в фотографических лучах, а иногда в фотовизуальных.

Различие оценок галактик в двух цветах, по-видимому, можно объяснить соотношением цветов ядер и непосредственно окружающих их областей. Когда балл галактики выше в фотографических лучах, то можно допустить, что ядро значительно синее, чем околядерная область галактики. Когда же галактика оценивается баллом ниже в фотографических лучах, то, наоборот, ядро должно быть значительно краснее, чем окружающая его область. Наконец, когда галактика в обоих цветах получает один и тот же балл, можно полагать, что цвет ядра мало отличается от цвета околядерной области.

Результаты классификации центральных частей галактик по пяти-балльной системе в фотографических лучах приведены в таблице (в приложении). Распределение оценок галактик по баллам согласно данным из приложения представлено на рис. 1.

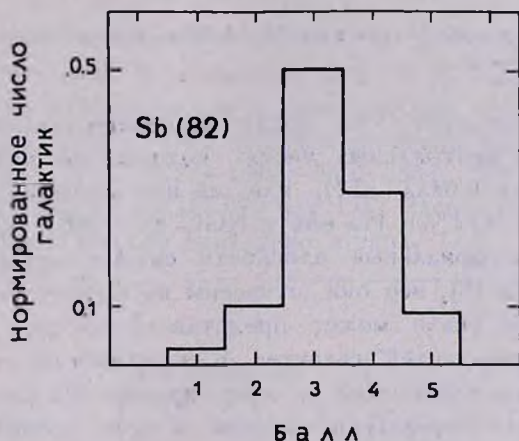


Рис. 1. Распределение баллов ядер Sb галактик в фотографических лучах.

Рассмотрение рис. 1 показывает, что 38% всех наблюдаемых галактик имеет звездоподобные ядра. Конечно, этот процент на самом деле является нижней границей, поскольку среди галактик с оценками „3“ могут существовать такие, у которых есть слабые звездобразные ядра, которые не выделяются на общем ярком фоне центральной части галактик. При более подробном рассмотрении цепочки изображений ядерных областей галактик заметно, что при увеличении

торые недоступны наблюдателям только из-за наклона их экваториальных плоскостей. Помимо того в галактиках с показателями наклона 4—5, оцененных баллом „3“, могут быть ядра баллов „4“ и „5“. Все это как будто позволяет высказать предположение, что у галактик типа S_b вовсе не встречаются ядра баллов „1“ и „2“. Хотя по нашим оценкам 38% галактик имеют звездообразные ядра, но принимая во внимание, что слабые звездообразные ядра, подобно ядру M 31, остались невыявленными, можно допустить, что не менее половины галактик типа S_b обладает звездоподобными ядрами.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ S_b ГАЛАКТИК ПО БАЛЛАМ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ПОДТИПОВ ВОКУЛЕРА

Тип	SAab	SA _b	SAbc	SABab	SAB _b	SABbc	SBab	SB _b	SBc
Число	7	20	8	2	13	14	1	1	5
„5“	—	2	1	—	—	2	—	—	—
„4“	2	4	3	1	4	5	—	—	2
„3“	5	9	3	—	8	7	1	1	2
„2“	—	3	1	1	1	—	—	—	1
„1“	—	2	—	—	—	—	—	—	—

Из изученных нами 82 галактик типа S_b 11 галактик по классификации Вокулера относятся или к очень ранним, или к очень поздним классам: NGC 2460 и 4594 классифицированы как SA_a, NGC 5907 и 6643 как SA_c, NGC 3227—SB_a, NGC 864, 1961 и 5899—SAB_c, NGC 23 и 4762—SB_a и NGC 972 как I 0. Распределение остальных галактик по типам и баллам приведено в табл. 1.

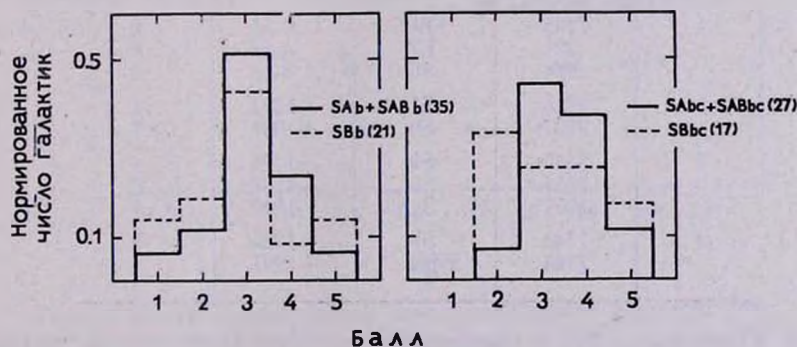


Рис. 3. Распределение баллов ядер по подтипам Вокулера.

По данным табл. 1 построены кривые распределения галактик по баллам для подтипов b и bc—рис. 3 и для нормальных SA, промежу-

точных SAB спиралей и спиралей с перемычкой SB—рис. 4. Из рис. 3 заметно, что процент звездообразных ядер увеличивается при переходе от b к bc. Среди подтипа b 30% галактик имеют звездообразные ядра, а среди bc—50%. Это находится в согласии с результатами неопубликованной работы С. Г. Искударян. Из рис. 4 заметно, что при переходе от SA через SAB к SB при появлении бара процент ядер с оценками баллов „4“ и „5“ увеличивается.

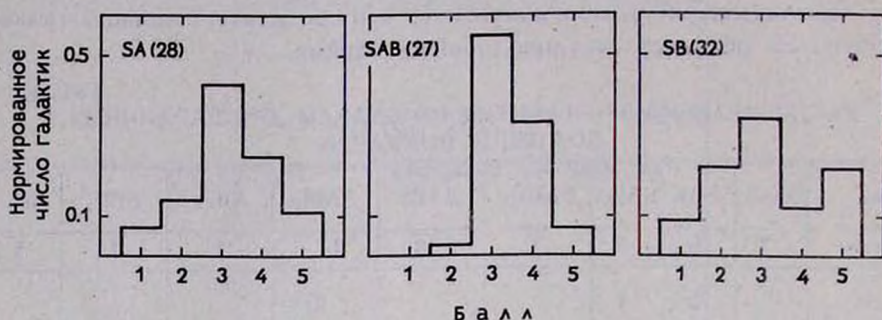


Рис. 4. Распределение баллов ядер для типов Вокулера SA, SAB, SB.

О природе ядер галактик, входящих в состав двойных и тройных систем. Часть наблюдаемых нами Sb галактик входит в состав двойных и кратных систем. В пользу физической природы этих систем говорят малые значения разностей радиальных скоростей их состав-

Таблица 2
КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ, СОДЕРЖАЩИЕ SЬ ГАЛАКТИКИ

№	NGC	Тип по Хабблу	V_r , км/сек	Балл
1	2	3	4	5
1	205	SB0	-85	5
	221	E2	+38	4
	224	Sb	+44	4
2	3226	E1	+1233	4
	3227	Sb	+1006	5
3	3245	S0	+1198	4
	3254	Sb	+1168	4
	3277	Sa	+1399	4
4	7742	Sb	+1825	5
	7743	SBc	+1991	4

ляющих. Оказалось, что в некоторых случаях компоненты, входящие в состав двойных систем или групп, имеют сходные по структуре ядерные области. Данные об этих системах приведены в табл. 2, в столбцах которой даны последовательно: 1) порядковые номера,

у галактик, находящихся на расстоянии более одного *млс*, могут обнаружиться только длиннофокусными телескопами.

Начиная с расстояния 5 *млс*, уже наблюдаются звездообразные ядра, которые в отличие от ядра М 31 могут быть сильно конденсированными, сравнительно крупными образованиями. Мы лишены возможности оценить их поперечники, но принимая во внимание, что поперечники предельных звезд на наших пластинках порядка 3 секунд дуги, можно сказать, что поперечники звездоподобных ядер должны быть не более 100 *пс* для самых близких и 400 *пс* для отдаленных ядер.

Фотометрия ядер. Для фотометрии были использованы пластинки Agfa Astro platten и ZU—2 без фильтра для оценки яркостей ядер в фотографических лучах и Kodak Oa—F и Kodak Oa—E в сочетании с фильтром OG1 и Kodak Oa—D с фильтром GG 11 для оценки яркостей в визуальных лучах. В качестве стандартов использовались звезды Северного полярного ряда. В соответствующих лучах обычно получались цепочки из 3—4 изображений, с нарастающими на 1.5—2 раза экспозициями. Для фотометрирования выбирались только те галактики, ядра которых оценивались баллом „3“, „4“ и „5“. Число таких галактик составляет 69.

Фотометрия ядер галактик связана с определенными трудностями. Для измерения яркости неконденсированных ядер можно применять метод фотометрии протяженных объектов. В случае же сильно конденсированных звездоподобных ядер можно применять этот же метод, если ядра фотографировать внефокально. Но ядра большинства изучаемых нами галактик слабее 15^m и для получения их внефокальных изображений потребовались бы большие экспозиции, причем околоядерный фон (в особенности же в Sb галактиках) сильно затруднял бы измерение яркости ядра.

Ввиду этого мы нашли целесообразным измерение яркостей звездоподобных ядер производить обычным методом звездной (фокальной) фотометрии. На пластинках измерялись два крайних, меньше экспонированных изображения в цепочке. Таким образом мы фактически игнорировали протяженность ядра и, не располагая внефокальными изображениями стандартных звезд, не смогли точно учитывать влияние фона, обусловливаемого околоядерным образованием галактики. Поэтому оцененная нами разными способами средняя ошибка полученных значений яркостей ядер оказалась довольно большой: $\pm 0^m.2$. Судя по тому, что указанные выше источники больших ошибок при учи-

тывании фона в разных цветах действуют в одном и том же направлении, ошибки в показателях цвета должны быть меньше.

В случае галактик класса „3“ фотометрировалось самое слабое изображение в цепочке, которое на пределе чувствительности пластинки. Естественно, что полученные звездные величины являются верхней границей яркости ядер. Не располагая внефокальными снимками стандартной области, мы были вынуждены для определения яркостей ядер, оцененных баллом „3“ использовать характеристические кривые, построенные по фокальным изображениям звезд. Очевидно, полученные таким образом оценки могут дать лишь весьма приближенное представление о яркости ядер. Для фотометрии ядер галактик измерения производились на объективном микрофотометре МФ—2.

Глазомерные оценки яркостей ядер. При фотометрии ядер на микрофотометре, как уже отмечалось выше, влияния фона полностью не было исключено. Нам кажется, что при глазомерных оценках яркости влияние фона исключается лучше, так как глаз при сравнении изображений лучше воспринимает их размеры, нежели плотности почернения. Поэтому мы нашли целесообразным помимо фотометрических измерений на микрофотометре, звездные величины ядер определять и простым, глазомерным способом с помощью десятикратной лупы.

Сравнение звездных величин ядер, определенных глазомерным способом и фотометрически, дает следующие результаты. Для всех 69 измеренных ядер средняя разность глазомерных и фотометрических оценок в фотографических лучах составляет $+0^m34$, причем глазомерные оценки систематически ниже фотометрических. Эта разность для галактик с баллами „5“, „4“ и „3“ соответственно равна $+0^m23$, $+0^m32$ и $+0^m37$. Разность между глазомерными и фотометрическими оценками в фотовизуальных лучах в среднем равна $+0^m23$ для всех ядер, а для отдельных классов „5“, „4“ и „3“ равна соответственно $+0^m32$, $+0^m24$ и $+0^m22$.

При выведении окончательных фотографических величин фотометрическим определениям был дан вес 2, а глазомерным 1. А при выводе фотовизуальных величин глазомерным и фотометрическим определениям приписывался одинаковый вес, так как в этом случае влияние фона более значительно. В тех редких случаях, когда из-за влияния околядерного фона разности между глазомерными и фотометрическими значениями оказывались слишком большими, фотометрические оценки в расчет не брались.

Отметим, наконец, что при определении звездных величин ядерных сгущений были введены поправки за атмосферное поглощение.

Результаты фотометрии. Результаты двухцветной фотометрии всех изученных нами галактик приведены в таблице (в приложении). В столбцах этой таблицы приведены соответственно: 1) порядковый номер, 2) номер галактики по NGC, 3) интегральная звездная величина галактики из работ [10—14], 4) балл центральной части галактики в фотографических лучах по Бюраканской пятибалльной классификации, 5) средневесовое значение фотографической величины ядра, выведенное из глазомерного и фотометрического определений, 6) показатель цвета ядер в международной системе, 7) абсолютная фотографическая величина ядер с учетом галактического поглощения по формуле: $A_{PK} = 0^m 25 \cos ec b''$. При их выводе было принято $H=75$ км/сек на мпс. Для некоторых близких галактик данные о расстояниях брались из работ [15—17].

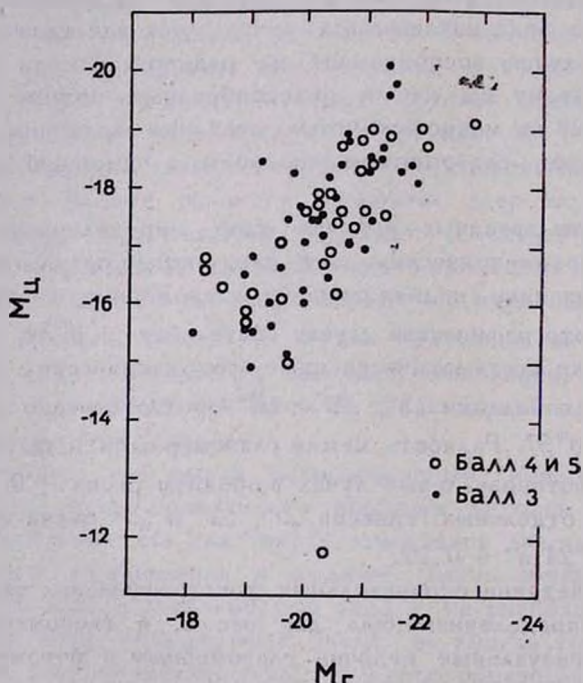


Рис. 6. Зависимость между абсолютной интегральной величиной галактики и интегральной величиной ядра: для баллов „4“, „5“ (черные кружки) и „3“ (светлые кружки).

Из данных таблицы видно, что существует большая дисперсия в светимостях ядер. Любопытно, что светимости ядер большинства из-

меренных галактик доходят до значений, равных интегральным светимостям довольно больших галактик. Это не должно показаться неожиданным, так как 60% изученных галактик являются гигантами и сверхгигантами. Между светимостями галактик и их ядер существует некоторая зависимость. Как видно из рис. 6, чем больше светимость у галактики, тем ярче у нее ядро. Эта зависимость наблюдается у галактик оцененных баллами „5“, „4“ и „3“. Средняя разность между абсолютными фотографическими величинами галактик и их ядер равна 3^m0 , а для баллов „5“, „4“ и „3“ она составляет 3^m3 , 3^m0 и 2^m9 соответственно.

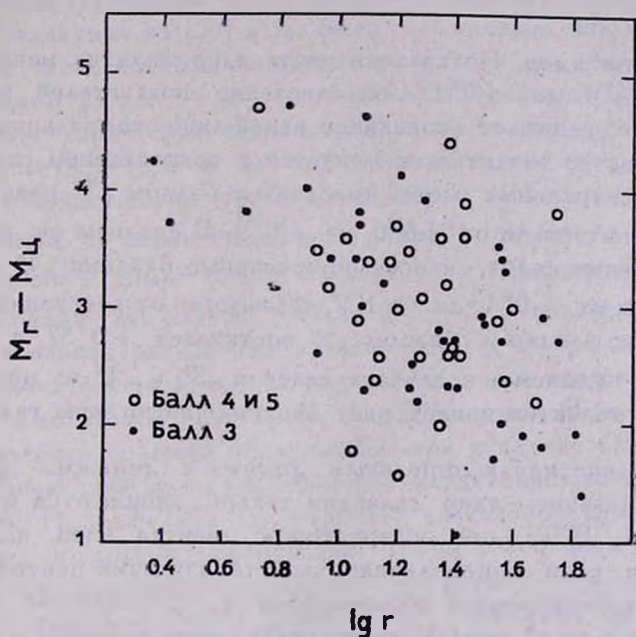


Рис. 7. Зависимость $M_g - M_c$ от расстояния галактики (см. обозначения рис. 6).

Корреляцию между абсолютными величинами ядер и галактик, полученную по всем 69 галактикам классов „3“, „4“ и „5“ можно представить в виде линейной зависимости и

$$M_c = 0.87 M_g + 0^m38,$$

где коэффициенты вычислены методом наименьших квадратов.

На рис. 7 по оси ординат отложены разности между абсолютными величинами галактики и ядра ($M_g - M_c$), а по оси абсцисс — логарифмы расстояний соответствующих галактик. Для галактик с баллами „3“ заметна некоторая зависимость: с расстоянием $M_g - M_c$ уменьшается. Это следовало ожидать, так как линейные размеры ядра,

оцененного баллом „3“, должны расти при увеличении расстояния из-за отсутствия у него определенных границ. В случае галактик с баллами „4“ и „5“ не наблюдается зависимости между $M_r - M_b$ и расстоянием. Это в известной мере свидетельствует о том, что ядра, оцененные баллами „4“ и „5“, являются сравнительно небольшими и плотными образованиями с определенными границами.

Дисперсии звездных величин галактик с разными баллами мало отличаются друг от друга (если исключить NGC 224). Средняя абсолютная фотографическая величина для центральных частей галактик с баллами „5“, „4“ и „3“ составляет $-16.^m51$, $-17.^m58$ и $-17.^m38$ соответственно.

О цвете ядер. Показатели цвета ядер галактик меняются в пределах от $+1.^m4$ до $+0.^m1$. Сопоставление показателей цвета с расстоянием не указывает на наличие какой-либо корреляции, цвет центральных частей галактик не меняется с возрастанием расстояния.

Для центральных частей галактик с баллом „3“ цвет в основном меняется в интервале от $+0.^m6$ до $+0.^m9$. В среднем он равен $+0.^m8$. Звездообразные ядра, классифицированные баллами „4“ и „5“, обладают цветом от $+0.^m1$ до $+1.^m2$, независимо от расстояния галактики. Средний цвет ядер с баллом „5“ составляет $+0.^m57$, а ядер „4“ — $+0.^m80$. По-видимому, в случаях классов „3“ и „4“ на цвет центральных частей галактик влияет цвет околоядерного фона галактики.

Сравнение наблюдательных данных с данными других авторов. Исследованием ядер галактик теперь занимаются во многих обсерваториях. В каждой обсерватории имеется свой подход к этой проблеме и свои определения, характеризующие центральные части галактик. В Бюраканской обсерватории А. Т. Каллоглян и Г. М. Товмасян с 1963 года начали наблюдения ядер галактик с перемычкой. Первая работа, включающая около 50 галактик, была опубликована в 1964 году. В 1965 году Г. М. Товмасян дополнительно опубликовал данные о центральных частях 70 галактик с перемычкой.

Распределение баллов галактик типа Sb по форме схоже с распределением баллов галактик для SBa и SBb, занимая как бы промежуточное положение: по баллам „3“, „4“ и „5“ оно похоже на SBa галактики, а по наличию ядер с оценками „1“ и „2“ на SBb галактики.

Б. Е. Маркарян [18, 19] опубликовал два списка аномальных галактик, ядерные области которых в отличие от обычных галактик имеют сильное ультрафиолетовое излучение и спектральные признаки, характерные для звезд относительно ранних спектральных типов.

Одиннадцать из изученных нами галактик входят в первый список Маркаряна. По нашей оценке цвета ядер этих галактик сравнительно синее, чем цвета ядер остальных. На основании одних лишь наших наблюдений мы не можем судить о наличии у ядер этих галактик сильного ультрафиолетового излучения из-за отсутствия у нас оценок яркости в этой области спектра. Но примечательно, что большинство ядер этих галактик оценены высокими баллами, то есть являются сильно конденсированными образованиями.

Изучением центральных частей большого числа галактик занимается Б. А. Воронцов-Вельяминов [20]. Он различает следующие образования в центральных частях галактик: „диск“, „линзу“, „балдж“, „ядро“ и „кern“. Сравним наши данные с данными Воронцова-Вельяминова. 22 галактики из [20] нами были наблюдаемы. Из 11 галактик, центральные части которых определены „линзой“ и „балджом“, семь оценены баллом „3“, две—„2“, две—„4“. Из оставшихся 11 галактик с центральной характеристикой „ядро“ пять галактик оценены нами баллом „3“, четыре—„4“ и две—„5“. Среднее значение $M_r - M_n$ разницы между яркостями центральных частей и всей галактики в целом для 11 галактик с характеристикой „ядро“ составляет 3^m3 по [20] и 3^m1 по нашим данным. А для 9 галактик с ядерным образованием „линза“ и „балдж“ эта разность равна 2^m3 и 3^m1 соответственно. По-видимому, в первом случае измерялись одни и те же образования в центральных частях галактик, то есть более или менее звездообразные ядра, а во втором случае Б. А. Воронцовым-Вельяминовым измерялись яркости больших образований, чем в случае балла „3“.

Обширную работу по определению характеристик ядер галактик выполнил А. Н. Дейч [21]. Он отличает „звездообразные“, „резкие“, „диффузные“ и другие образования. Наши и его определения ядер относящиеся к отдельным галактикам несколько отличаются. Среди 29 галактик, общих в обеих работах, три галактики имеют „звездообразное“ ядро; две из них имеют балл „5“ и одна—балл „4“. А среди „резких“ ядер встречаются баллы от „5“ до „3“. „Диффузные“ ядра имеют баллы „3“ и „4“.

Сравнение фотографических величин дает следующее: фотографические звездные величины у Дейча в среднем на 0^m37 слабее, чем у нас. Это объясняется тем, что он пользовался методом глазомерных оценок.

Автор признателен академику В. А. Амбарцумяну, член-корр. АН АрмССР Б. Е. Маркаряну и Г. М. Товмасыану за обсуждения результатов работы.

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ СГУЩЕНИЯ СЪ ГАЛАКТИК

№№	NGC	$m_{\text{РГ}}$ галактики	Бвал	$m_{\text{РГ}}$ ядра	CI_{int} ядра	$-M_{\text{РГ}}$ ядра
1	2	3	4	5	6	7
1	23	13. ^m 0	3	14. ^m 4	+0. ^m 8	20. ^m 0
2	210	11.8	3	14.1	0.6	18.1
3	224	4.2*	4	12.9	0.9	11.7
4	278	11.5	3:	14.5	0.8	16.6
5	488	11.4	3:	14.1	0.4	18.6
6	613	10.7 ^Λ	2*			
7	772	11.2	3	14.7	0.9	18.3
8	864	11.6	5	15.2	0.1	16.8
9	891	10.8	1			
10	972	12.1	3	14.8	0.8	17.4
11	1068	9.9	5	12.8	0.6	18.3
12	1417	12.4 ⁺	3	15.1	0.9	18.4
13	1832	12.0	4	14.6	1.3	18.2
14	1961	11.5 ^o	4:	16.3	1.1	18.0
15	1964	11.4	4	13.4	1.1	18.6
16	2339	12.5	3:	15.4	0.4:	18.2
17	2347	13.1	3	15.0	1.1	19.5
18	2460	12.9	3	13.8	0.8	18.4
19	2613	10.9	3	14.8	0.6	18.0
20	2683	10.4	2			
21	2841	10.0	4	13.5	1.0	17.5
22	2985	11.2	4	14.3	0.6	17.5
23	3003	12.0	2			
24	3031	7.8	3	12.0	0.4	14.9
25	3067	12.6	2			
26	3145	11.8 ⁺	3	14.7	0.5	18.4
27	3147	11.4	4	14.4	0.6	18.9
28	3177	12.5 ⁺	4	14.1	0.7	16.7
29	3227	11.3	5	13.9	0.2	17.0
30	3254	12.1	4	15.1	0.7	16.1
31	3259	12.7 ⁺	4	16.3	0.8	16.0
32	3310	10.8	5*	14.5	0.6	16.6
33	3521	9.6	4	13.2	0.9	17.2
34	3627	9.6 ⁺	3	13.6	1.1	16.0
35	3628	10.2	1			
36	3642	11.6	4	14.8	0.6	17.3

(Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
37	3675	10. ^m 7	3	14. ^m 1	0. ^m 6	16. ^m 0
38	3681	12.5	3	15.0	0.6	16.5
39	3686	11.7	4	15.1	0.4	15.6
40	3887	11.2 ⁺	3:	15.8	0.8	15.1
41	4051	11.0	5	14.2	0.7	15.8
42	4216	11.1	4	13.7	1.2:	17.6
43	4256	13.0 ^o	3:	14.7	1.0	18.2
44	4258	9.0	3	13.7	0.6	16.4
45	4448	11.7	3:	14.3	0.6	15.5
46	4536	10.9 ⁺	4	14.8	1.0	17.4
47	4565	10.2 ⁺	3	14.3	1.1	16.9
48	4594	9.1	4	12.5	1.0	18.6
49	4699	10.2	4:	12.8	1.0	18.8
50	4725	10.0	4	13.5	0.7	17.5
51	4736	8.7	3	12.4	0.8	15.5
52	4750	11.9 ⁺	3	14.6	0.8	17.4
53	4762	11.0	3	13.3	0.8	17.4
54	4800	12.2	4	14.0	0.6	16.5
55	4814	12.7	2			
56	4826	9.2	3:	13.0	0.9	15.6
57	4995	11.5 ^o	3:	13.8	0.8	18.3
58	5005	10.6	3:	13.8	1.0	17.1
59	5055	9.0	5	13.7	0.8	14.9
60	5371	11.4	3	14.8	0.9	18.2
61	5533	12.7	4	14.8	0.9	18.9
62	5633	12.9	2			
63	5713	11.8	4*	14.4	0.6	17.8
64	5746	11.3	2			
65	5806	12.4	3	14.7	1.2:	16.8
66	5878	12.4	3	14.4	0.8	18.7
67	5879	11.9	3	15.3	1.4	15.6
68	5899	12.5	3:	15.2	0.6	17.8
69	5907	11.0	2			
70	5985	11.9	3	15.2	0.5	17.1
71	6384	11.4	3	15.3	1.0:	17.4
72	6574	12.7 ^o	4	14.9	0.6	18.7
73	6643	11.8	4	16.2	0.9	16.1
74	6814	12.2	3	15.0	0.6	17.5

(Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
75	6824	12. ^m 9	3	14. ^m 7		19. ^m 7
76	7171	13.1	3	16.1	0. ^m 6	17.0
77	7177	12.0	3	14.2	0.8	17.6
78	7217	11.0	3	14.8	1.0	16.2
79	7331	10.2	3	13.9	0.9	17.0
80	7392	12.6	3	14.5	1.3	18.8
81	7716	12.9	4	15.3	0.76	17.8
82	7742	12.2	5	14.6	1.0	16.2

Звездные величины по: Шепли-Эймз [14] (светлые кружки), Холамбергу [12] (звездочки), Вокулеру [13] (плюсы), Петтиту [11] (квадратики), остальные по Хью-масону и др. [10].

Примечание к баллам столбца 4

NGC 613 центральная часть состоит из трех компактных сгущений.

NGC 3310 вокруг звездообразного ядра расположены несколько сгущений.

NGC 5713 ядро имеет вид перемычки, меняющейся на последовательных экспозициях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE CENTRAL CONDENSATIONS IN Sb GALAXIES

C. A. SAHAKIAN

The results of the classification of central condensations of 82 Sb galaxies are presented. Observations have shown that about 38 per cent of the Sb galaxies have starlike and semistellar nuclei. The histograms of distribution of the central parts according to the five mark classification of the Byurakan Observatory and two color photometric data for the classes „5“, „4“ and „3“ are given. Comparison with the results obtained by other authors is presented.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. V. Ambartsumian, Transactions of the IAU, 12 B, 578, 1966.
2. А. Т. Каллолян, Г. М. Товмасын, Сообщ. Бюр. обс., 36, 31, 1964.
3. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 1, 197, 1965.
4. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 2, 317, 1966.
5. К. А. Саакян, С. Г. Искударян, Труды симпозиума „Нестационарные явления в галактиках“, Бюракан, 1960 (в печати).

6. *G. Chincarini, M. F. Walker*, *Ap. J.*, 147, 407, 1967.
7. *M. F. Walker, G. Chincarini*, *Ap. J.*, 147, 416, 1967.
8. *W. W. Morgan*, *Publ. A. S. P.*, 70, 364, 1958.
9. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, 1964.
10. *M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage*, *A. J.*, 61, 97, 1956.
11. *E. Pettit*, *Ap. J.*, 120, 413, 1954.
12. *E. Holmberg*, *Meddelande Lund Astr. Obs.*, Ser. II, No. 136, 1958.
13. *G. de Vaucouleurs*, *Ap. J.*, Suppl. Ser., 8, No. 74, 31, 1963.
14. *H. Shapley, A. Ames*, *Ann. Harv. Coll. Obs.*, 88, 43, 1932.
15. *J. L. Sersic*, *Zs. f. Astrophys.*, 50, 168, 1960.
16. *J. L. Sersic*, *Zs. f. Astrophys.*, 51, 64, 1960.
17. *A. Sandage*, *IAU Symposium*, 15, 369, 1962.
18. *Б. Е. Маркарян*, *Сообщ. Бюр. обс.*, 34, 3, 1963.
19. *Б. Е. Маркарян*, *Сообщ. Бюр. обс.*, 24, 19, 1963.
20. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, *Астрон. ж.*, 42, 1168, 1965.
21. *А. Н. Дейч*, *Изв. ГАО*, № 179, 95, 1966.

RADIO SOURCES AND THEIR GALAXIES OF ORIGIN

HALTON ARP

Received 26 Oktober 1967

Thirteen new associations of radio sources paired across central galaxies are presented. The separations of the radio sources range from 1° to 15° , with one association covering more than 10° . The spectral indices of the radio-pair members resemble each other, and the more distant member of the pair has a preferentially flatter and weaker radio spectrum. The majority of the new central galaxies are spirals, and the possibility is discussed that the ejection of their radio sources is connected with the formation of spiral-armlike features. The time since ejection is computed to be of the order of 10^7 years, and the speeds of ejection to be in the vicinity of $0.1 c$. In some cases, smaller galaxies, including type 1 irregulars, are scattered along the line of ejection of the radio sources.

Twelve quasi-stellar objects are among the new radio-source associations. It is shown that the peculiar ellipticals in the *Atlas of Peculiar Galaxies*, which were previously associated with radio sources, have radio sources that are more widely separated from the parent galaxy and are composed predominantly of optical galaxies that emit radio radiation. The radio sources associated with the spirals in the present paper, however, are closer to the parent galaxy and contain a much higher percentage of quasi-stellar objects.

If the spiral and type 1 parent galaxies are taken to be less massive than the elliptical, one consequence of these observations is to suggest that quasi-stellar objects are preferentially less massive than ejected radio galaxies.

I. *Introduction.* Evidence has been presented [1, 2] (called Papers I and II here) that certain kinds of galaxies, usually large ellipticals with disturbed material in the vicinity, are likely to be the origin of ejected pairs and groups of radio sources. Of thirty-five candidates in the *Atlas of Peculiar Galaxies* [3] which could be formally tested, fifteen were found to be at the center of pairs of radio sources. Taking the distribution of radio sources as observed, and the stated prescription for finding associations, it was computed empirically that only 4.6 such associations should be found by accident. The probability that the number of associations actually found could be acci-

dental can be computed from a binomial distribution to be less than 10^{-5} . Observations of streaks and shreds of luminous material near the galaxies which pointed in the direction of some of the radio sources led to the working hypothesis that the central peculiar galaxies had ejected the pairs of radio sources. If this hypothesis is correct, it implies that many of the remaining extragalactic radio sources distributed over the sky were also ejected from galaxies. A search was therefore undertaken to discover galaxies from which some of these other radio sources originated. The present paper describes thirteen new high-probability associations of radio sources with parent galaxies.

Methods of finding radio-source associations are first discussed. The reality of the new associations as a group is then analyzed and each new system described individually. The associations are arranged so that the discussion leads up to involvement of spiral galaxies and spiral armlike features with the ejection process. The culmination of the discussion of individual systems links some flat spectral-index sources with quasi-stellar objects relatively recently ejected from spiral galaxies. The relationship suggested between shredlike galaxies pointing along the line to radio sources, small irregular galaxies scattered along these lines, and type I spiral-armlike phenomena are discussed. The paper then relates the new results to the associations originally discovered around principally elliptical and type II galaxies. Finally, the possible evolution of a nonvelocity redshift from high to low values as the radio sources evolve through their various stages is considered.

II. *Remarks on Discovery of Radio-Source Associations.* The phenomenon of wide radio-source pairing across a central galaxy was first noticed when a certain class of unusual galaxy from the *Atlas* was seen to fall between apparent radio-source pairs in the sky. Because there were a limited number of peculiar galaxies in the *Atlas*, it was possible to investigate the distribution of radio sources around each one. The manner of finding the associations presented in the present paper had to be different because the list of peculiar ellipticals that had been discovered to be good candidates for radio-source ejection had been exhausted in the *Atlas* analysis. In order to find additional associations around possibly different kinds of central galaxies, and to investigate weak, small-separation associations (presumably more distant), it was necessary to return to the very first method by which the associations were noticed. That is, we examine the distribution of radio sources, and where a pair of radio sources fall close together relative to the density of sources in the area, we look between this pair. If

there is a galaxy in the region between them that is bright for the amount of area involved, i. e., does not appear to be an accidental occurrence, we consider that configuration to be a successful identification.

It was considered that the most pressing problem was to find a sample of the most probable radio pairs in order to find out more about what kind of galaxies fall between these pairs and what kind of material might extend in the direction of the radio sources. All the probability factors mentioned above can be visually integrated and high-probability associations selected. This sample of the most probable identifications was then studied in detail. Unexpectedly, it turned out that properties of the radio sources were related to the properties of the central galaxies. These properties can now be used to improve selection criteria for systematic analysis of the radio distribution as a whole. Positions of radio sources in various catalogues are being analyzed by computer (Jon Sharp, in preparation). That analysis will furnish the probability, relative to chance occurrence, of each radio pair considered in the present paper. A systematic listing of all probable associations will also become available at that time.

Meanwhile, we can discuss the new associations prior to obtaining their formally computed probabilities by using the unexpected relationships in the properties of the associations which emerged. We can show that, as a group, the new associations cannot be accidental because (1) central galaxies fall preferentially closer to the stronger radio source. Additional evidence for the reality of the whole group of associations is present in the tendency for (2) the radio pairs to have similar spectral indices, and (3) the more distant source to have the flatter spectrum. The validity of any individual association can usually be supported by (4) the peculiar appearance of the central galaxy, (5) shreds, jets, or luminous material pointing along the line of radio sources, or (6) smaller galaxies distributed along the line between the radio sources.

Going back to certain regions of the sky now with the knowledge that indices of pairs are correlated and that sources more distant from the central galaxy are weaker and have flatter spectra, it seems that we can begin to disentangle certain areas of confusion. It is possible that eventually in only a few areas of the sky will the separate distributions overlap in such a manner as to be inextricably confused.

III. *Reality of the New Group of Associations.* The radio sources listed in the *Parkes Catalogues* [4, 6] between $\text{Dec} = +20^\circ$ and -30°

were adopted as the distribution in which to search for new associations. These Parkes sources went to faint radio limits, about 1.5 flux units at the survey frequency of 408 Mc/s, but the biggest advantage was that here was a rather complete listing of radio sources in a region of the sky that had been so far essentially uninvestigated for associations. (The original *Atlas* identifications had mostly been made in the region of the *3C R Catalogue*, between $\text{Dec} = 0^\circ$ to 90°). The present search has been confined to the region between R. A. = 22^{h} to 4^{h} in the *Parkes Catalogues*. Table 1 lists all galaxies considered as probable origins of radio sources at the time of writing this paper. The table also collects data which are known for the radio sources themselves. The new associations are listed in the first thirteen entries in Table 1a, roughly in order of decreasing brightness of the central galaxy. Four previous identifications (Paper II) with Parkes sources are included at the end of Table 1a. Table 1b lists all the remaining sources previously identified with 3C sources in Paper II. The first twelve are pairs of radio sources listed in order of the probability of the association as computed in Paper II. The last eight are multiple-source associations also listed in order of probability. Flux strengths and spectral indices of these 3C sources are taken from [7]. The data for 3C 274 (M 87) is from [8, 9].

a) *More Distant Source Tends to be Weaker*. By inspecting the first thirteen sources in Table 1a, it can be seen that where there is a difference in source strength at a wavelength of 22 cm, it is such that in eleven out of twelve cases the radio source that is at a greater separation from the central galaxy is the weaker source. In fact, only No. 13 violates this relation, and, since these associations are listed in order of fainter central galaxies, No. 13 is the least certain association. At 75 cm the more distant source is weaker in ten out of twelve cases. The first result we have established, then, is that this new group of associations is physically significant. We can argue very simply that if the associations were a result of a galaxy accidentally falling on a line between a pair of unrelated radio sources, we would expect the central galaxies to show no preference for falling closer to the stronger source.

The second important point that this result immediately relates to is the following: It is known that in the classical radio-galaxy identifications (radio pairs separated by less than $30'$) the optical galaxy falls closer to the stronger radio source in about 75 per cent

of the cases ([10] and Fomalont private communication). The same is true in the present identifications — which strongly suggests that a similar physical mechanism is responsible for both the large and small separations.

The situation with respect to the previous identifications of Paper II is not so clear-cut. It is difficult to be certain which are the pair members in the multiple-source distributions in Table 1*b*. Therefore, only the twelve pairs of the first part of Table 1*b* are considered. In that group, at 21 *cm* wavelength, seven out of twelve associations (or six out of the first nine most probable associations) show the central galaxy falling closer to the stronger radio source. About the same is true of the four previous identifications with Parkes sources from Paper II which are listed at the end of Table 1*a*. In the case of those previous identifications, however, the radio-source distributions were studied around specific galaxies; therefore, if bracketings of radio sources were accidental, we would expect the stronger radio source to fall more separated from the central galaxy than the weaker because a larger area must be searched to find a brighter radio source. Since the reverse is true, it constitutes an additional argument for their physical reality. But it is also clear that in the new identifications a much higher percentage of central galaxies are closer to the stronger sources than in the original identifications. We will discuss later the differences between radio sources in the old and new identifications. There is an interesting feature of the first twelve associations in Table 1*b*, however, and that is that out of the five cases where the correlation is violated (and therefore the more distant source is stronger), the fluxes of the radio pair vary with frequency in such a way that four of them will probably reverse at frequencies slightly lower than 178 *Mc/s*. That is, at long wavelengths the original associations of Paper II more strongly favor the weaker source as being the more distant. (It will be argued later in this paper that radio sources involved in the original identifications around elliptical galaxies are more likely to have undergone secondary radio outbursts. Therefore, we might expect the shorter-wavelength radio regions to be distorted from their original strength, whereas the longer wavelength spectrum more nearly reflects the original relative strength of the pair. This is a possible explanation of why the newer identifications show the more distant source weaker at all observed wavelengths, while the original identifications show the effect best at long wavelengths).

That the more distant source should be in general weaker at longer wavelengths is supported in both groups by the data to follow on the indices, which shows that the more distant source in general has the

flatter spectrum. This means, naturally, that as one goes to longer wavelengths the strength of the nearer source increases relative to the more distant one.

b) *More Distant Source Tends to Have Flatter Spectrum.* Considering first the thirteen new identifications, we find that of those with differences in their spectral indices, the source with the flatter spectrum is more distant in seven out of eleven cases. Considering next the previously identified pairs around elliptical galaxies listed at the end of Table 1a and the first part of Table 1b, we find the source with the flatter spectrum is more distant in ten out of fifteen cases. Altogether, the seventeen out of twenty-six cases in which this is true fall just short of statistical proof of non-randomness. But, if this same ratio of nearly two to one holds in further identifications, then this one property alone would furnish proof of the physical reality of these systems. The point is, of course, that in accidental associations we should have equal chances of the more distant source having either a flatter or steeper spectrum. The fact that the more distant source has a flatter spectrum in about two thirds of the configurations identified so far would have to be explained by any physical mechanism proposed for the ejection.

c) *Spectra of Sources in Identified Radio Pairs Tend to be Similar.* The average spectral index of Parkes sources in the area of the sky we are considering is about -0.86 (uncertainty of the average about ± 0.01). The average spectral index of 3C sources is about -0.85 ± 0.03 [7]. There is little apparent skewness in the distribution of these indices, so we can adopt an average of -0.86 and investigate whether the radio-source pairs have spectral indices which tend to be either both below or both above this average spectral index. Of the thirteen new identifications that have spectral indices appreciably different from this average (and omitting No. 1, which was detected on the basis of its flat spectral indices), in seven out of ten cases the spectral indices of both members of the pair are either both above or both below the average. In the remaining associations in Table 1a and the pairs in Table 1b, this situation pertains in nine out of fourteen cases. The total ratio of sixteen out of twenty four has just about four chances out of one hundred of occurring accidentally. The trend is clearly for spectral indices of pairs picked by their geometrical associations with central galaxies to have spectra which are similar.

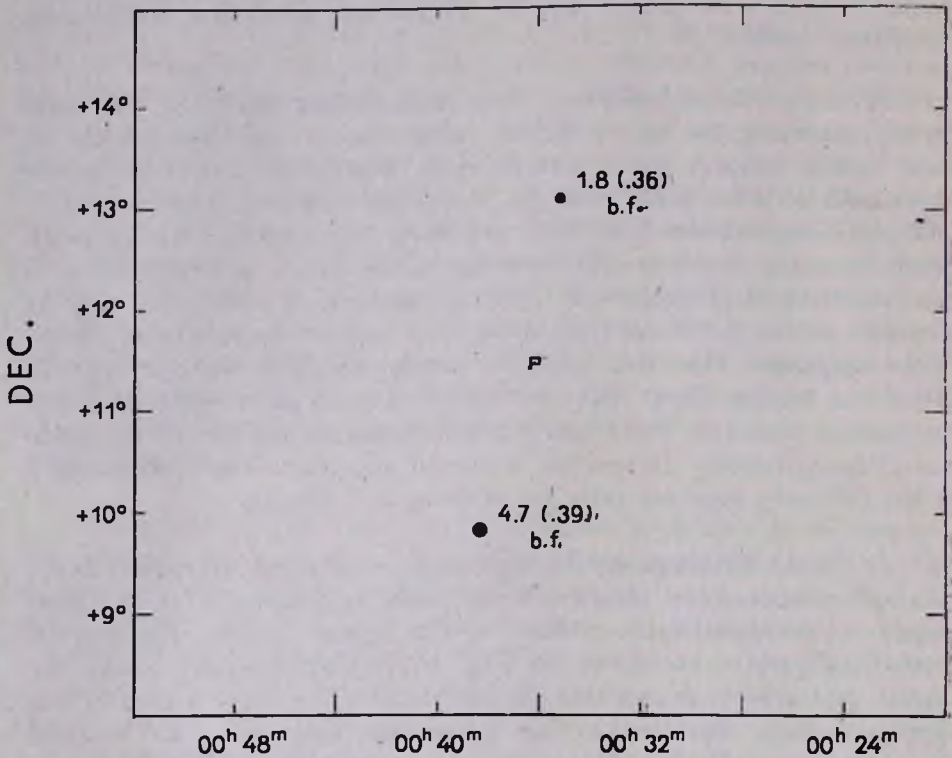
d) *Testing Correlation of Radio Properties in All Sources So Far Identified.* Table 2 summarizes the properties of the radio sources in the associations identified in Table 1. If the radio sources identified with each central galaxy were only accidentally associated, then we would expect each radio source not to have the stated property (*cross*) as often as it did possess the stated property (*check*). We see that Table 2 contains 53 checks out of 78 entries, which is a statistically significant number.

IV. *Remarks on Individual New Associations.* Many of the arguments concerning the nature of the radio sources and their relation to their central galaxies which will be used to suggest an over-all picture at the end of this paper will be developed here in the analysis of individual associations. The less important associations will be considered first and the more illuminating cases later, arranged so as to clarify certain ideas about the ejection process. A radio flux ratio is written next to the 21-cm flux strength of each filled-circle radio source in the diagrams. This flux ratio is simply obtained by dividing the 21-cm flux by the 75-cm flux. It has the advantage of being derivable for sources with only these two spectral measures and avoids the problem of quantitatively designating a curved spectrum. The numbers used in the following sections refer to numbers in Table 1a.

a) *No. 13.* Although the 3.4 separation of this pair of radio sources is small compared to identifications made in Paper II, it is rather large for the identifications made in the present paper. The diagram of the configuration is shown in Fig. 1. As mentioned previously, the central galaxy is faint and the identification is the least secure of any suggested here. Both radio flux ratios are very near the average, which is about 0.36. The galaxy itself is a small, low-surface-brightness spiral with a very sharp stellar nucleus. There is a more compact galaxy south of it along the line to the 4.7 unit source, which is indicated by a dot in Fig. 1. Another small galaxy along this same line, but lying closer to the central object, is not indicated on the drawings.

b) *No. 12.* Fig. 2 shows a pair of radio sources of similar flux strength separated by only 1.3 on the sky. The spectral indices are almost identical and slightly flatter than normal (Table 1a). The central galaxy is more like a bona fide E galaxy than any of the remaining new identifications made in this paper. There may be small, very faint extensions from the photographic image of the E galaxy. The two smaller E-like galaxies in the region seem to be significantly placed

along the line to the northern radio source. They are sketched in the diagram of Fig. 2. In the 200-inch photograph, two very faint additional galaxies are also seen to lie northward along this line (actually all these galaxies are in the direction to the centroid of the radio pair).



R. A.

Fig. 1. New identification No. 13 in Table 1a. Parkes radio sources indicated by filled circles with 21-cm flux strength and ratio of 21 cm to 75 cm flux in parenthesis. All Parkes sources above 1.5-flux units plotted. Both radio sources are optically blank fields. Central object is small spiral galaxy with bright, sharp nucleus.

This identification seems to be most like the previous identifications made in Paper II. The radio sources are much closer together, but the central E galaxy is much fainter. Presumably the whole association is at a greater distance. The radio sources are of surprisingly large flux strength, however, and the central galaxy, although offset toward the stronger source, is the most offset of any of the other associations.

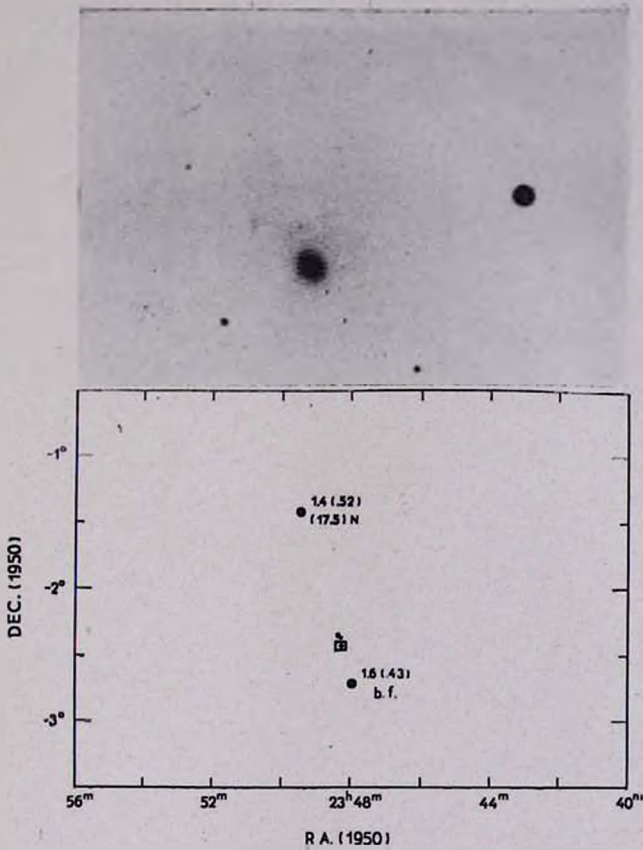


Fig. 2. Identification No. 12 in Table 1a. All Parkes sources greater than 0.7-flux units in area are plotted. Central galaxy (*in box*) is an E, possibly peculiar. Two smaller E-type galaxies are indicated in diagram to fall along line to northern radio source, which is identified as a 17.5-mag N galaxy. Note also two very faint galaxies in the photograph stretching up along this line.

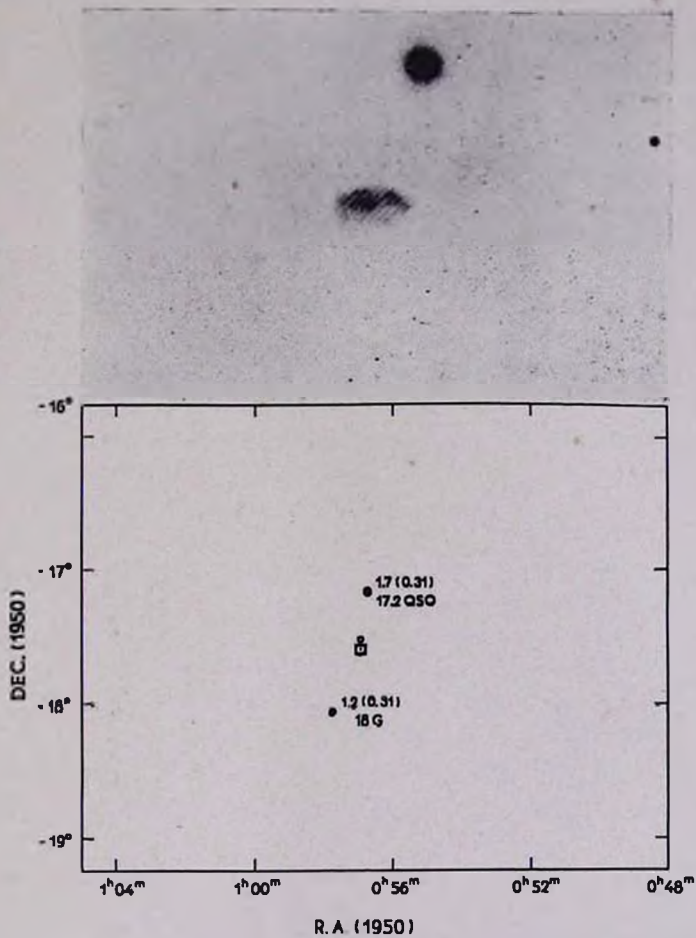


Fig. 3. Identification No. 11. All Parkes sources in the area have been plotted. A blue starlike image and a fairly large E are indicated to lie in this order along the line to the quasi-stellar object to the north. A 200-inch plate of the peculiar spiral within the box in the diagram is shown.

This identification is also most like the conventional radio galaxy identifications because of the small angular separation of the radio pair. One of the radio sources is a blank field, but, unlike the conventional identifications, the other is a 17.5-mag N galaxy.

c) *No. 11.* This rather strong pair of radio sources is less than a degree apart in the sky. Between them lies a small peculiar spiral. Like many of the spirals found between radio sources (e. g., NGC 5055, IC 1767), the peculiarity consists of a bar or bright segment out toward the rim of the spiral, but not connected with the spiral pattern. The spectral indices of the two radio sources are very similar, and both steeper than normal. An E galaxy—brighter than the spiral and only slightly smaller in apparent diameter—lies on a line toward the brighter radio source. A very blue, faint starlike image also lies along this line. It is possible that the E galaxy is the origin of the radio pair, but there seems to be nothing conspicuously peculiar about it so the peculiar spiral has been preferred.

This association appears to be a very certain one. It also seems to be a relatively distant one.

d) *No. 6.* No diagram is shown here, but the two radio sources listed opposite No. 6 in Table 1a are the only Parkes sources in an area $3^\circ \times 4^\circ$ in the sky. Spectral indices of both sources are very close to average. Closest to stronger source and fairly well aligned between them is a very high-surface-brightness spiral, NGC 62. (Even though its diameter is very small, it was bright enough to be included in the NGC catalog). The disk of the galaxy is burned out on the *Sky Survey* prints of this system, and on the blue plate a very faint, narrow ring is seen to encircle the galaxy (diameter of ring about 1.5).

e) *No. 5.* No diagram is shown here, but there is an area of the sky near R. A. = $4^{\text{h}}30^{\text{m}}$ and Dec = -1° in which two very flat-index quasi-stellar objects are found (0420-01 and 0440-00). This pair cannot as yet be assigned with certainty to a galaxy of origin. But, if we consider the remaining radio sources a degree north of this pair, we find an obvious bracketing of a group of NGC galaxies by a pair of radio sources. (Actually the southwest member of the pair consists of two radio sources close together, which are tentatively treated as one source here).

The largest galaxy in the cluster of inferred origin is an elliptical (NGC 1588), with a smaller galaxy (NGC 1587) due west of it. This second galaxy looks like an elliptical with diffuse „S“-shaped material

emanating from it. The second galaxy is a particularly good example of type numbers 167 through 172 in the *Atlas of Peculiar Galaxies*. In fact, when this galaxy was scheduled to be photographed in order to study the nature of the origin of the radio pair, it was discovered that a plate was already on file in the *Atlas* supplement series that is now being gathered.

f) *No. 10.* A strong radio pair separated by only 1.35 on the sky is shown in Fig. 4. Both sources have flatter than normal radio indices, and between them lies the conspicuous spiral galaxy IC 1767. The peculiarity in the spiral lies on its southwest rim. This luminous patch, with a suggestion of a nucleus, is slightly elongated along the direction of the radio-source line. This patch is also very red in color. Over-all, this peculiarity is reminiscent of the activity on the rim of NGC 5055 (Paper II), which is apparently associated with ejection of a quasi-stellar object. The present case involving IC 1767 is the first where both members of the bracketing pair are quasi-stellar objects.

The optical identification of Parkes 0159—11 as a quasi-stellar object has been confirmed by spectra. The identification of 0155—10 has not, but the measured optical position is in excellent agreement with the radio position (Bolton, private communication). Both quasi-stellar objects have similar optical magnitudes, and the brighter optical magnitude goes with the brighter radio flux.

Fig. 4 also shows a sketch of all galaxies on a 200-inch plate centered on IC 1767. The two largest galaxies (excepting the central one) lie on a straight line through IC 1767, which coincides very closely with the line between the radio sources. (The dashed lines in Fig. 4c point to the quasi-stellar objects. The southeast QSS deviates slightly from the direction to the southeast companion galaxy). The remainder of the smaller galaxies in the field are also distributed preferentially along this line.

Considering the closeness and alignment of the configuration, similarities of the radio sources, and nature of the central galaxy, this is one of the most impressive identifications so far found. The distribution of the smaller galaxies in the area suggests strongly that they are connected with the ejection of these radio sources. We will continue to see examples of luminous matter along the radio source paths.

g) *No. 4.* Fig. 5a shows a $25^\circ \times 30^\circ$ area of the sky in which all radio sources greater than 4.7 flux units at 21 cm have been plotted. This diagram is shown in order to emphasize the isolation and relative closeness of this pair of radio sources. Fig. 5b shows an enlarged

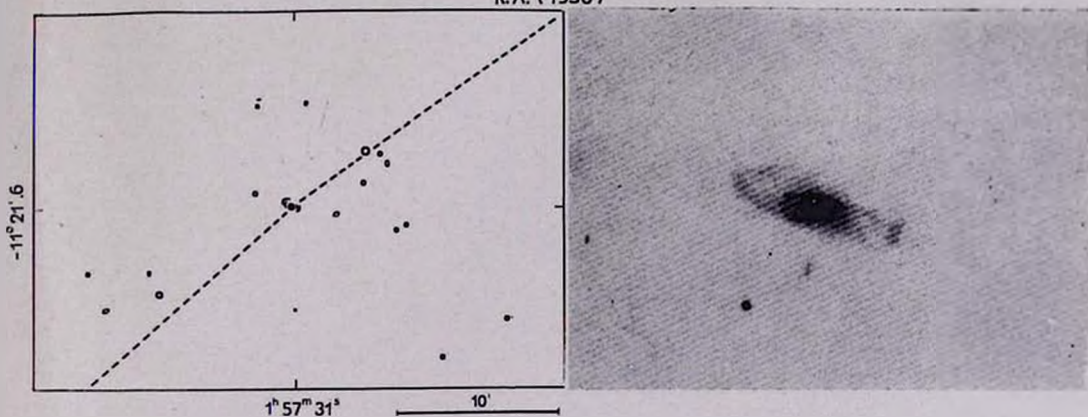
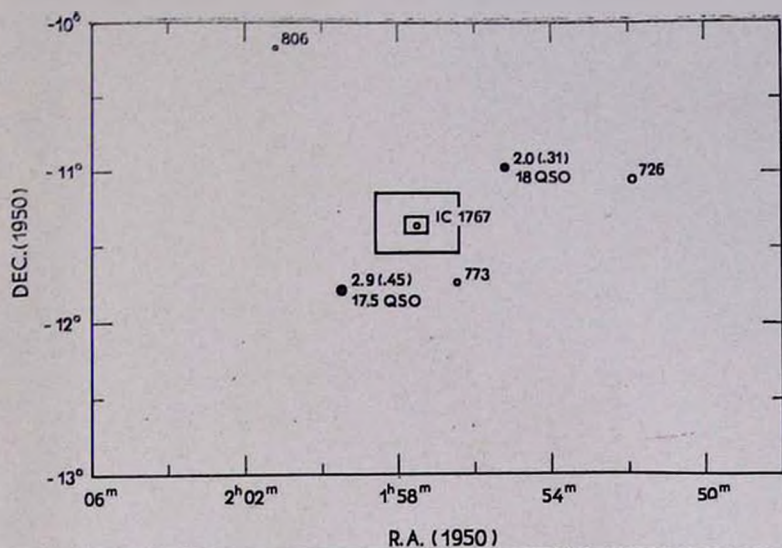


Fig. 4. (a) Above: All radio sources greater than 0.5 flux units at 21 cm are plotted. All NGC and IC galaxies in the area are also plotted. (b) Below, right: A 200-inch photograph of the peculiar spiral IC 1767 in the inner square is shown. (c) Below, left: All the conspicuous galaxies on the 200-inch plate (area of large square in diagram) are sketched. Dashed lines in drawing indicate direction of the two quasi-stellar objects.

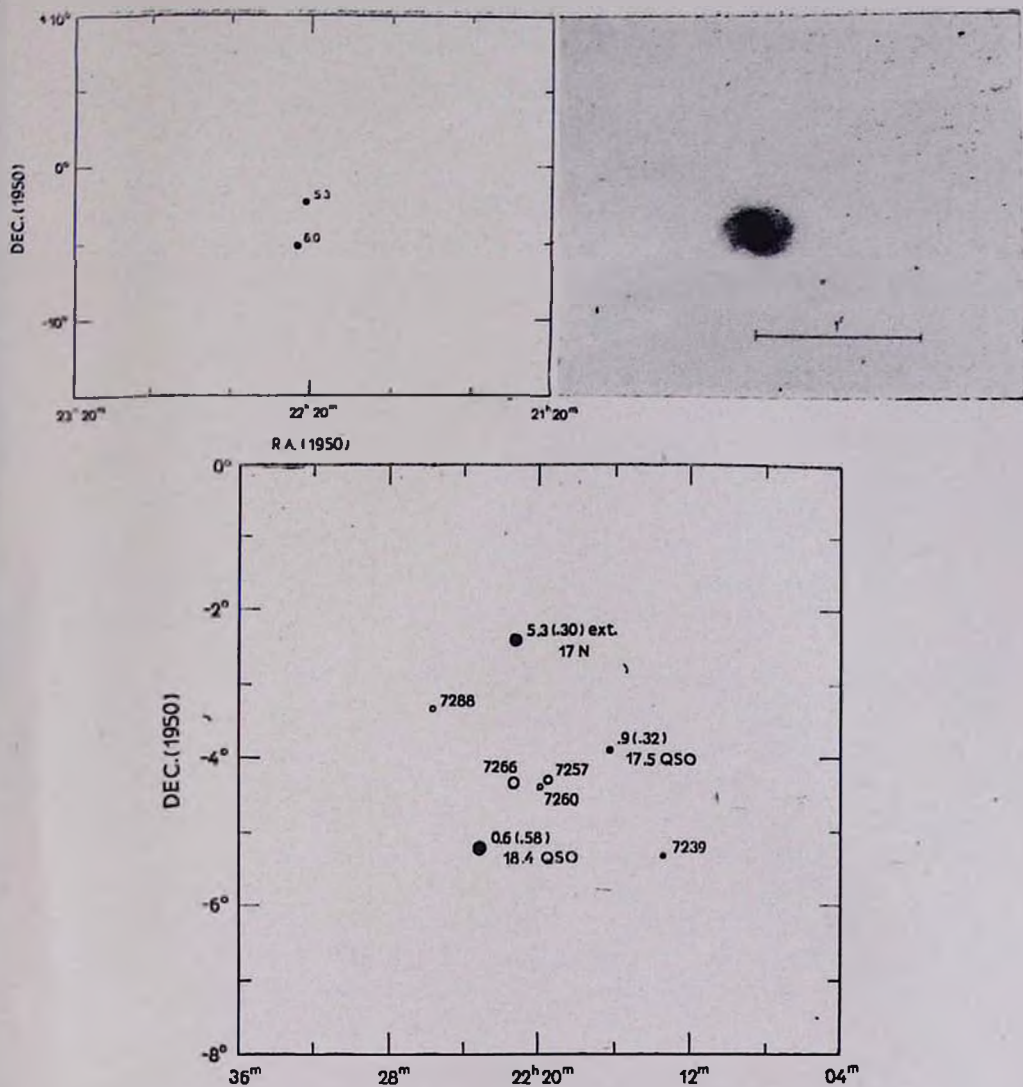


Fig. 5. (a) *Above, left*: Shows all radio sources brighter than 4.6 flux units at 21 cm plotted in a $25^{\circ} \times 30^{\circ}$ area of the sky. (b) *Below, center*: An $8^{\circ} \times 8^{\circ}$ area centered on bright radio pair in which all radio sources and all NGC galaxies are plotted. Northern strong radio source is 3C 445; southern is 3C 446. (c) *Above, right*: Photograph of NGC 7266.

portion of sky around this pair ($8^\circ \times 8^\circ$). All radio sources, to limiting faintness, are plotted. Also plotted — as open circles with size according to brightness — are all the NGC objects which are in this area. (NGC 7260 cannot be found on the *Sky Survey* and may be an error in the NGC catalog).

The important result that emerges from Fig. 5b is that here is an isolated group of (three) radio sources which is coincident with an isolated group of (four) bright galaxies. Just the visual evidence for physical association as shown in Fig. 5 is very strong.

NGC 7266 (as shown in the photograph) is a high-surface-brightness spiral with peculiar, rudimentary arms. Since it is more peculiar than NGC 7257 and closer to a line between the two bright radio sources, it has been identified as the origin of the radio pair. But it is highly suggestive that the two smaller galaxies, NGC 7239 and NGC 7288, lie at apposite ends of a diameter passing through NGC 7257 and NGC 7266. It is as if these fainter outer galaxies had been ejected earlier, perhaps accompanied by fragmentation of the central galaxy, and had subsequently reached their present distance and evolved into their present form. They are class Sa (peculiar) and peculiar, respectively.

The bright radio sources are well known and interesting. The northern one, 3C 445, is an N galaxy with a redshift of $z = 0.0568$ [11]. Although this has not been stressed in the past, it is visually so compact that it is barely distinguishable from a QSS. Its radio diameter is 1.9 ± 1.0 and it is a double radio source. The small flux-unit radio source is a quasi-stellar object optically brighter than the-bright radio source to the south, which is 3C 446. This latter quasi-stellar object has been observed recently to undergo a large optical outburst [12, 13] and to show rapid change of optical polarization [14]. Only $46'$ southeast of 3C 446 is another unusually blue, compact object with a large redshift, PHL 5200 [15].

h) No. 2.

i) The association and central galaxy. Fig. 6 shows one of the most important configurations to be found to date. All radio sources greater than 1.7 flux units at 21 cm have been plotted in a sky area $7^\circ \times 7^\circ$. The strong radio pair is obvious. Between it falls the bright ($m_{pg} = 12.8$) Shapley-Ames spiral, NGC 7541. The photograph in Fig. 6 shows this galaxy to be a fairly tightly wound, multi-armed Sc spiral.

Fig. 7 shows a shorter, blue-sensitive exposure in order to exhibit more clearly the extremely unusual feature on the west side of the spiral. This feature is a very high-surface-brightness, apparently tubular feature which leads from the center toward the edge of the galaxy.

Since the origin of the radio-source associations is consistently implied as one of ejection from the central galaxy, it is obvious that we should investigate this unusual linear feature to test whether it could be the result of the ejection of a radio source. Because of the obscuration by the near side, it is clear that the south side of the galaxy is nearest to us. Therefore, because of the curvature of the spiral arms in NGC 7541, it is clear that the spiral is rotating clockwise, as projected on the plane of the sky in Figures 6 and 7. We assume that a fraction of a revolution earlier the radio source was ejected to the northwest, either leaving material in a trail behind it or disturbing the material in the galaxy along its wake. About one sixth of a revolution subsequent to that ejection, the feature has rotated around to its observed direction from the radio source. In support of this hypothesis we can point to the luminous feature itself, as shown in Fig. 7. It can be seen that the feature is not perfectly straight, but has acquired a slight curvature in the expected direction, and by just about the amount that would be caused by differential rotation in the disk of the galaxy during a fraction of a revolution.

Fig. 7 also exhibits a spectrum of this luminous feature. The spectrum shows only absorption lines and is remarkably early in spectral class. The Balmer series of absorption lines can be seen strongly, and the K line of neutral calcium is very weak compared to $H + H_{\alpha}$. The spectrum appears to be that of a composite late A or early F. They are clearly stars whose age must be less than 10^8 years. (An integrated spectrum of a cluster of the age of the Hyades would be of later type). Possibly the best match in integrated spectral type would be some of the blue globular clusters in the Magellanic Clouds, like NGC 1866, which have A-type composite spectra [16] and ages of a few times 10^7 years [17]. The stars could be younger as well, since it only requires a small percentage of evolved supergiants to give an integrated spectrum a later appearance. But we shall adopt an age of the order of a few times 10^7 years for the age of this group of stars.

Now we can note that the typical rotation period for a spiral galaxy is about 3×10^8 years. Since we originally estimated that the luminous feature under discussion has existed for the order of one sixth of a revolution, we therefore compute its age to be a few times 10^7

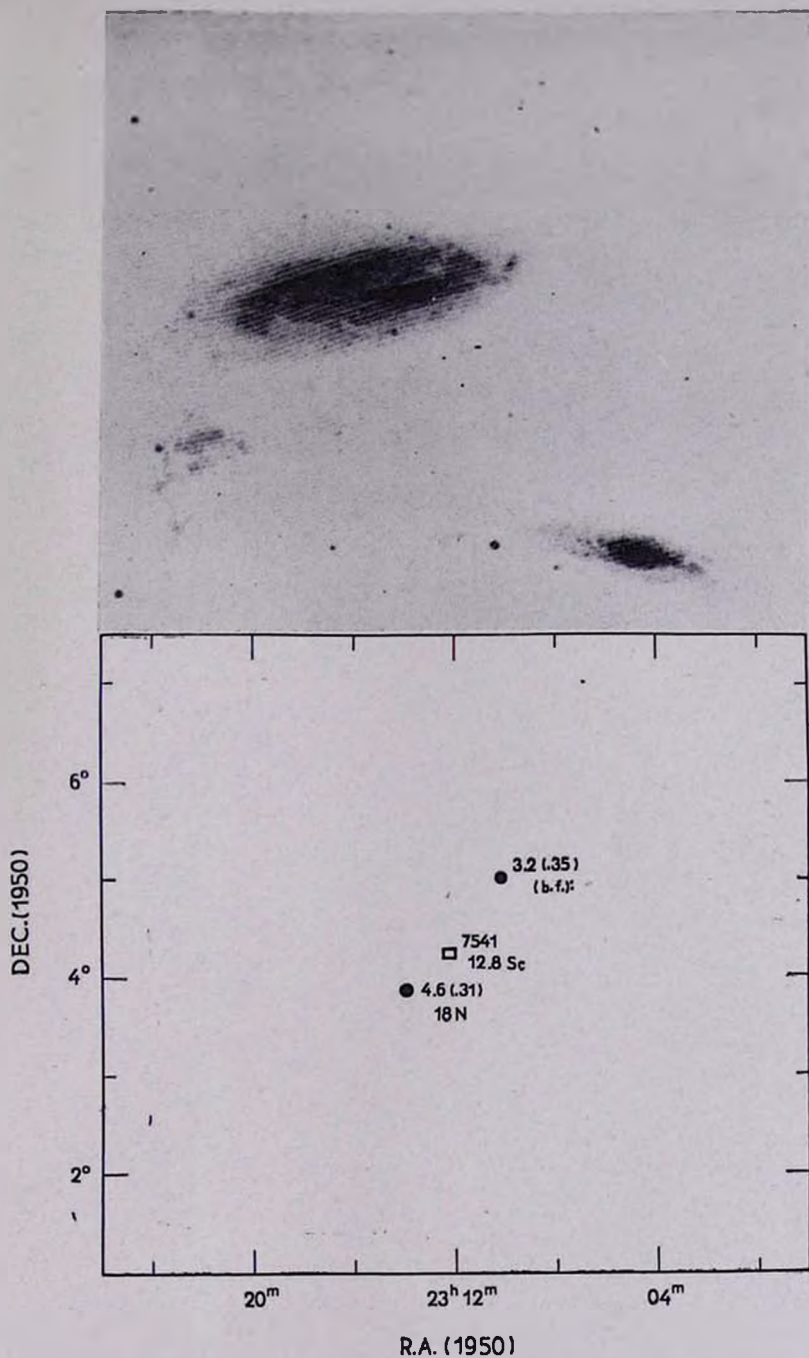


Fig. 6. All radio sources greater than 1.7 flux units at 21 cm are plotted in diagram. All galaxies greater than about $m_{pg} = 13$ mag are also plotted (Shapley-Ames catalogue). Photograph, on 103a-J emulsion, of central galaxy is shown above diagram.

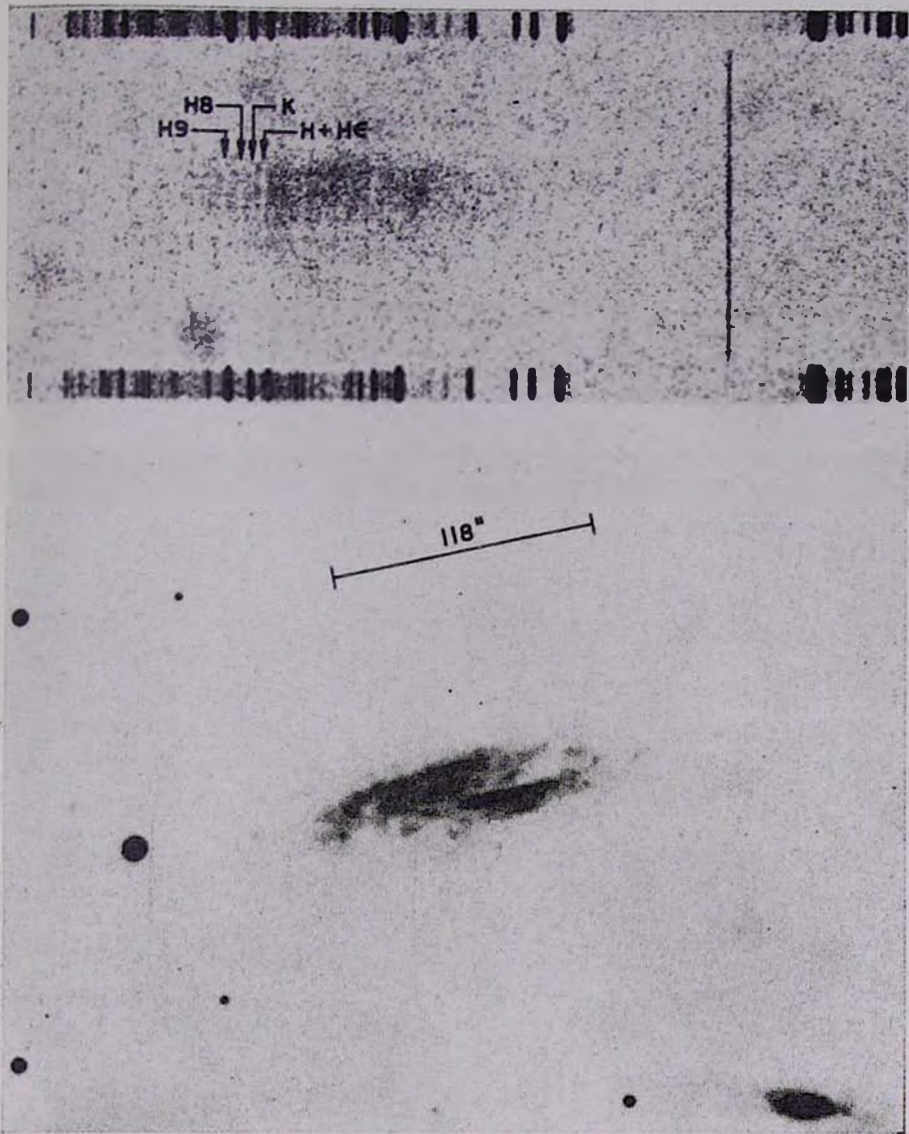


Fig. 7. Lighter exposure on blue-sensitive IIa-O emulsion shown to bring-out luminous streak pointing northwest from center of galaxy. Spectrum of feature shown on 103a-F emulsion, original dispersion 400 \AA/mm . Orientation and length of spectrograph slit is shown on photograph above luminous streak.

years. This age checks very well with the age of the stars as indicated by their composite spectrum. We provisionally conclude that the stars that make up the feature started to form at the time of the ejection of the radio source.

The feature is evidently young, blue, and has many characteristics in common with what we would call a spiral arm. We will see in the next two associations that spiral-arm phenomena may be associated with other ejected radio sources and will discuss at the end the relation of type I features, in general, to the lines of ejection. But, to conclude discussion of the present association, a few remarks should be made about the radio sources themselves.

ii) *The radio sources.* Since both radio sources are bright, there is considerable data available on them. The one closer to NGC 7541 is 3C 459, and it has the strongest flux and steepest index. It is a small-diameter radio source identified with an N galaxy that has a redshift of $z = 0.22$ [11]. As in a number of other cases, the optical appearance of the N galaxy is so compact that it is scarcely distinguishable from a star, and, therefore, is very close to what we would have to term a low-redshift quasi-stellar object.

The northwest radio source of the pair is 3C 458, which was identified by Wyndham [18] with an $m_{pv} = 20$ mag red galaxy. A position from Parkes (Bolton, private communication), however, places the radio-source position about $20''$ north of this red galaxy in a blank region on the 48-inch prints. Four photographs of this field were taken with the 200-inch with the following results:

1. A 45-min exposure, seeing 2 on 103a-O plate, shows not much more than the 48-inch exposures.

2. A 120-min exposure, seeing 1 on 103a-F experimental plate behind an RG2 filter, shows that the original Wyndham galaxy is indeed very red.

3. A 25-min exposure, seeing 3 on 103a-J, shows that $17''$ southwest of the red galaxy are three condensations connected together in a „V“ form by faint narrow filaments. The object is very unusual in appearance.

4. A 180-min exposure on III-a-J baked plate goes about a magnitude fainter than normal limiting photographs and reveals a very faint, diffuse object of about $11''$ diameter north of the red galaxy near the Parkes position. It is tempting to conclude that this last object is the source of the radio radiation. But the extent of the radio emission is about $4' \times 30''$ and shows multiple structure [10]

so that the coincidence of the exact center with an optical object may not be of significance, and, in fact, more than one of the unusual optical objects might be associated with the source of the radio radiation. If the faint surface-brightness feature is responsible for the radio source, it would represent a new kind of radio-emitting galaxy, one with very low optical surface brightness. It should be noted that a similar investigation has been carried out on another supposed „blank-field“ radio source, 3C 65. A similar very faint, very low-surface-brightness galaxy has been tentatively identified.

i) No. 3. Fig. 8 shows all Parkes sources inside an area $7^\circ \times 8^\circ$. All NGC galaxies within this area are also plotted. It is apparent that the two strongest radio sources in this region pair very accurately across the $m_{\text{pg}} = 13.1\text{-mag}$ spiral, NGC 7309. There is a third radio source in this region, however, which at 0.9 flux unit is not very much weaker than the main pair and is about the same distance from the central galaxy. There seems to be no way to avoid considering that third source along with the slightly stronger other two. The photograph of the central galaxy, however, surprisingly shows a nearly flat-on, striking example of a three-armed spiral. Not only are three-armed spirals quite rare, but the symmetry and balance of these three arms is additionally exceptional.

It is difficult to avoid the inference that each of the three arms is associated with the ejection of one of each of the three radio sources. In the previous case, we found evidence connecting a spiral-armlike feature and ejection of a radio source, and we shall see more in the final case to follow. But there is further independent evidence in the present case that ejection has taken place from the central spiral out along the line of at least the major pair of radio sources.

That evidence is shown in the sketch of all prominent galaxies present on the 200-inch plate of the area. Fig. 8 shows that most of the remaining galaxies on the plate are distributed along the line between the major radio pair. This is the strongest evidence that could be presented, in addition to statistical proofs, that the associations are real.

One important point should be borne in mind, and that is that an initially straight luminous track in the direction of a radio source will be wound up into a spiral form only within the differentially-rotating disk of the galaxy. Outside the gravitational or viscous influence of the galaxy, it should remain more or less straight in space until it dissipates.

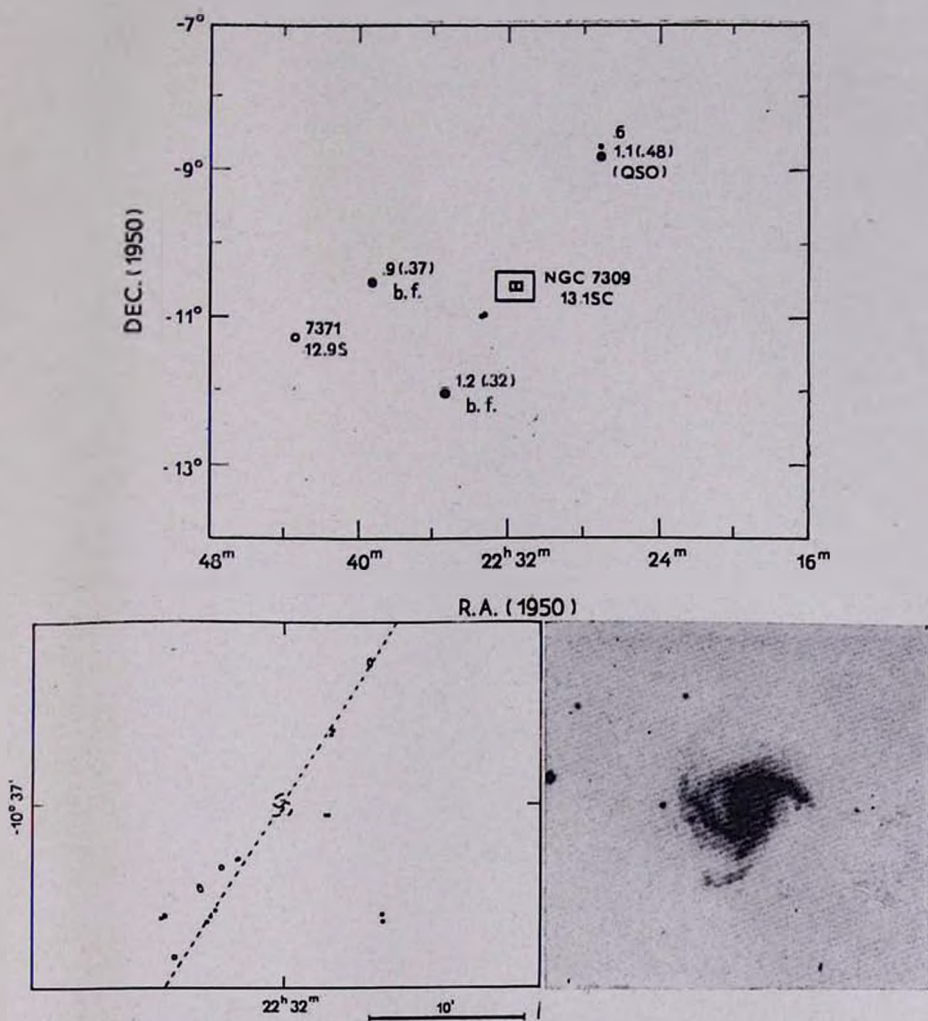


Fig. 8. All Parkes radio sources in $7^\circ \times 8^\circ$ area are shown in diagram at left. All Shapley-Ames galaxies in same area are also plotted. Photograph of area inside small rectangle is shown at right. All conspicuous galaxies on 200-inch plate (inside bigger rectangle in diagram) are shown on drawing below. Dashed line indicates line between main radio pair.

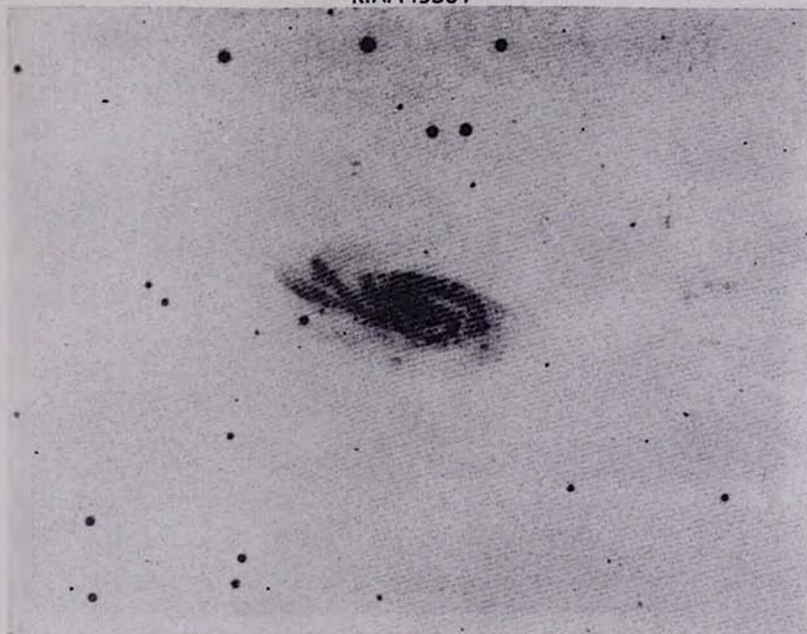
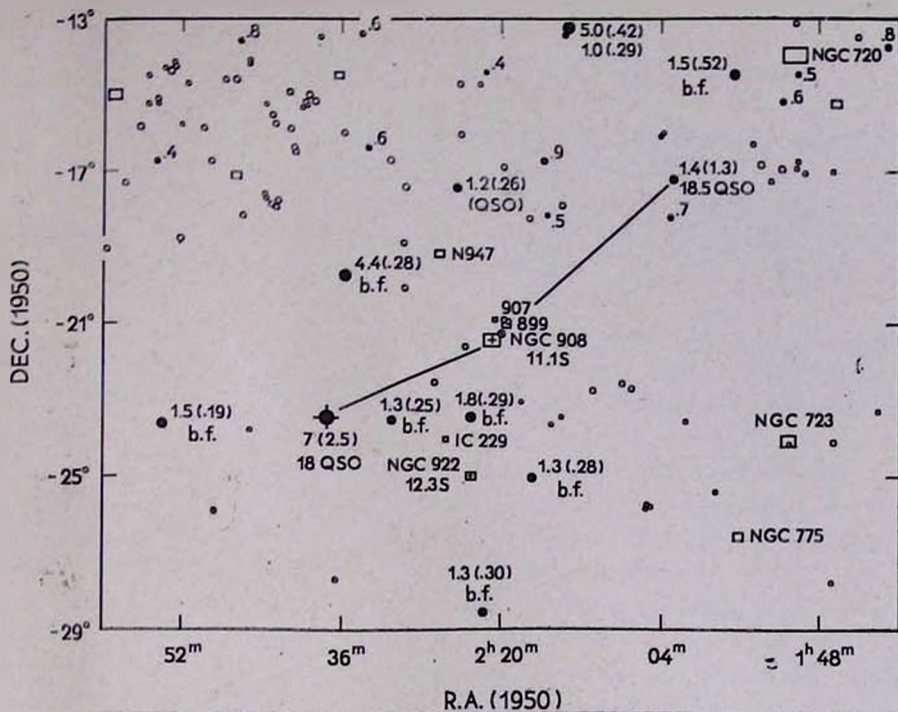


Fig. 9. All Parkes sources in a $16^\circ \times 20^\circ$ area of the sky are plotted as filled circles. Flux strength at 21 cm is written to the side and ratio of 21- to 75-cm flux in parenthesis. All NGC and IC galaxies in the region are as open symbols, and the size of the symbol is proportional to their brightness. Small circles with dots represent dwarf type I galaxies on either side of NGC 908. High-redshift quasi-stellar object Pks 0237-23, is southeast of pair across NGC 908.

Fig. 10. Below: Photograph of NGC 908, central galaxy located between the flat index QSO's shown in the upper diagram. Exposure, 20 min on 103a-J film.

There are several good examples of the tubelike filaments which proceed outward from galaxies into space. No 188 in the *Atlas of Peculiar Galaxies* is a good example. Examples of what might happen sometime later, when rotation has wound the inner filament but left the outer still straight, are given by Nos. 65 and 296 in the *Atlas*.

i) No 1. In a survey at short wavelengths, Bolton discovered a flat-spectrum quasi-stellar object (Pks 0237-23) with a very shortwavelength synchrotron self-absorption cut off [19]. Because of the exceptional nature of this object, the sky in this general region was searched for a possible galaxy of origin. A second flat-index quasi-stellar object (0202-17) was found on the side of NGC 908 opposite from the first quasi-stellar object. Fig. 9 shows how this very flat-index pair of radio sources brackets the $m_{pg}=11.1$ -mag Sc spiral.

All the radio sources in this $16^\circ \times 20^\circ$ area of the sky are plotted in Fig. 9. It is apparent from the flux ratios written by the side of each radio source how the flat-index pair stands out from the remaining sources in the vicinity. Also plotted in this area of the sky are all the NGC and IC galaxies. It is seen that these galaxies extend east and slightly north of the 12-flux unit quasi-stellar object, and west and slightly south of the 7-flux unit quasi-stellar object. This distribution of radio sources and galaxies (in this case a „Z“ shape) is reminiscent of the spiral distribution observed around NGC 5128 and in the Virgo cluster in Paper II. If an appreciable number of these galaxies are at the same distance as NGC 908, then the explanation suggested in Paper II — rotation of an ejection axis with time — can be applied here. In that kind of picture the two flat-index quasi-stellar objects would be the most recent ejecta. But, because the short-wavelength synchrotron radiation decays rapidly, we might expect flat-index quasi-stellar objects to be very young in any case.

Within this inferred distribution of ejected galaxies we can for the first time attempt to answer the question of whether the remaining radio sources are as old as the galaxies and are distributed along with the galaxies by the original ejection, or whether the remaining radio sources are recent, secondary ejecta from the galaxies within the distribution. The answer appears to be the latter, because most of the remaining radio sources can be paired across galaxies within the distribution. For example, the 4.4 and 1.2-unit sources can be paired across NGC 965 (No. 7 in Table 1a). Fig. 11 shows the subregion of the distribution west and slightly south of 0237-23. There are only

four radio sources in this area and only two conspicuous galaxies. The radio sources pair beautifully across the two galaxies, following almost all the rules indicated in § II.

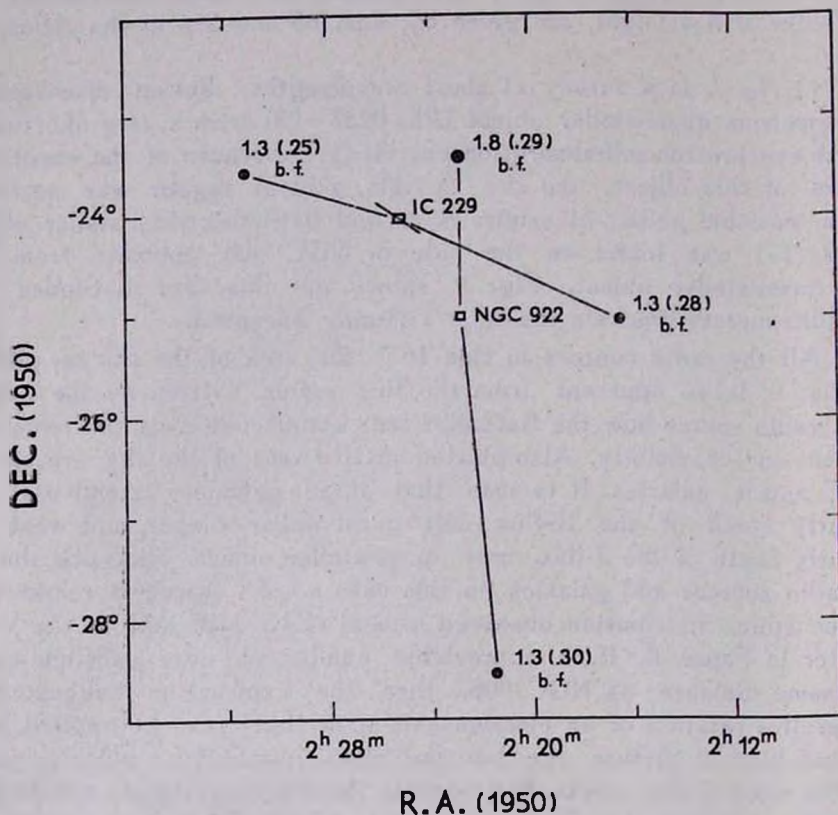


Fig. 11. Subregion of Fig. 9. All radio sources and brightest NGC galaxies plotted in area $7^\circ \times 7^\circ$. Lines indicate presumed association of pairs of radio sources with central galaxies.

There are several more very important features of this association. One is that just north of NGC 908 are three very peculiar galaxies. These are NGC 907, NGC 899, and IC 223. They are disturbed galaxies in the sense that their forms indicate that they cannot represent equilibrium configurations. The suggestion is that they are „fragment“ galaxies resulting from the disruptive process taking place in the central galaxy that is responsible for the ejection of the quasi-stellar objects and galaxies distributed around it. We have encountered similar cases more or less clearly in *Atlas* No. 55 in Paper II No. 5 in Table 1a of the present paper.

Another important point is that there are two type I irregular dwarf galaxies close to NGC 908. Fig. 9 shows that one lies just northwest along the line to the northwest quasi-stellar object, and the second dwarf lies just to the southwest along the line to the southwest quasi-stellar object. Now type I dwarfs are an infrequently discussed paradox in that they represent a system of very young type I stars, but the density of the systems appears so low that the origin of these stars so recently formed is puzzling. If star formation cannot replenish a type I dwarf, it must fade in the order of 10^8 years. The present results then may have some implications for the origin and persistence of type I dwarfs in general. But those around NGC 908 remind us of another point; namely, that a type I dwarf is, in material content and optical appearance, like a spiral arm. If we could see a detached piece of spiral arm, we would surely classify it as a type I dwarf. Therefore, Fig. 9 implies that part of the trail toward the ejected quasi-stellar objects consists of type I material. Where it becomes isolated, and before it fades and dissipates, it would be expected, in fact, to resemble what we see on either side of NGC 908. This idea at once relates the spiral arms — which were suggested by the last two associations to be a result of the radio-source ejection — to the shredlike and fragment galaxies scattered along the line to the radio sources outside the edges of the central galaxies. It is quite clear that much of the galaxy material distributed along these lines would have to be classified as type I or type I irregular and dwarf.

There is one final striking prediction we can make and test with this very important association. Fig. 10 shows a photograph of NGC 908, the large central spiral. It is a very large two-armed spiral with one outstandingly unusual feature. That feature is the conspicuous bifurcation of one of those arms at the end. The prediction we would make, if the ejection of radio sources were really somehow connected with the formation of spiral arms, would be that there should be two radio sources ejected out of that bifurcated arm. Fig. 12 shows that when we extend our area of search slightly we encounter another flat-index quasi-stellar object, almost identical in character to 0202—17, just $30''$ west in right ascension. We measure the angle from 0202—17 to NGC 908 to 0130—17, and it turns out to be 25° . We measure the angle between the fork at the end of the NGC 908 spiral arm, and it turns out to be 23° .

V. Difference Between Radio Sources Associated with Ellipticals and Those Associated with Spirals. It is clear from the discussion of the new associations that a higher percentage of spiral galaxies have

now been found as the origins of radio pairs than were originally discovered in Papers I and II. The reason seems to be that the *Atlas of Peculiar Galaxies* included a group of peculiar ellipticals that had a very high probability of being associated with radio sources. In the analysis of the *Atlas*, then, many ellipticals turned out to be the center of radio distributions. But, although such galaxies have a high probability of producing sources, they are numerically rare, and apparently many radio sources come from other kinds of galaxies. When we look between pairs of radio sources, as we have done here, we find these

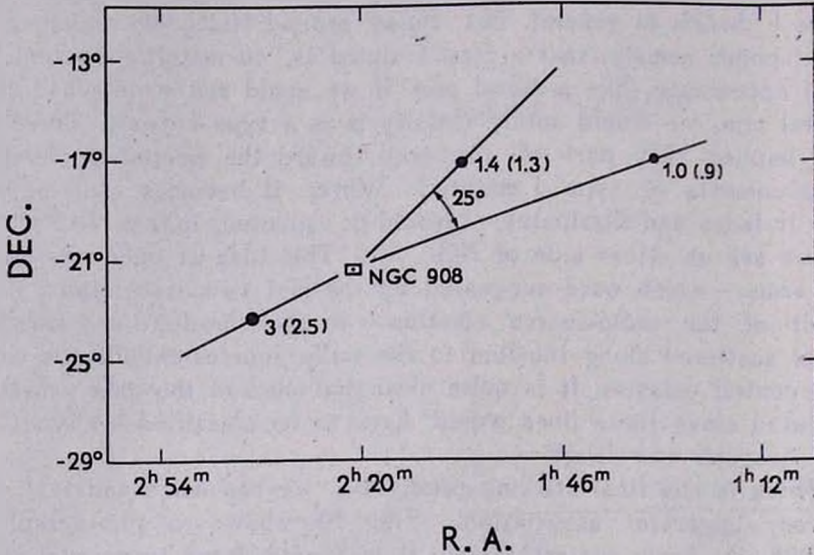


Fig. 12. Plot of all flat-index radio sources (ratio of 21- to 75-cm flux greater than 0.7) in area around NGC 908. All galaxies brighter than $m_{pg} = 11.7$ mag in area are also plotted. Angle between NGC 908 and the two flat-index radio sources to the northwest is 25° .

other kinds of galaxies in larger numbers. Many of them turn out to be spirals. Particularly, apparently bright sources that are close together turn out to be preferentially associated with spiral galaxies. This is a fortunate situation, because, by studying the difference in the radio sources around the different central galaxies, we can hope to learn something more about the nature of the radio sources and the mechanism of their production.

a) *Separation of Radio Sources in Units of Diameter of Central Galaxy.* It would be desirable to obtain the absolute projected distance

of the radio sources away from their central galaxies. Redshifts of all the central galaxies are not known, however, and, even if they were, it is not completely certain that the derived distances would be trustworthy. We can, on the other hand, form the ratio of the apparent projected separation of the radio sources to the apparent diameter of the central galaxy. If individual distances — and therefore absolute individual diameters — become available later, these ratios can readily be converted into absolute separations. Meanwhile, approximate diameters for individual galaxies, or classes of galaxies, can be used to obtain an estimate of the real projected separations.

Table 1 lists the diameters of all the central galaxies as measured on the blue 48-inch *Sky-Survey* prints. In order to avoid tilt effects, the diameter d is taken as the maximum diameter across the apparent limits of the image. These diameters are listed in the third column (d''), and the projected separations of the radio sources are listed in the fifth column. We designate the ratio of the latter to the former as $(r_1 + r_2)/d$. Table 3 lists the separation/diameter ratio for all associations in Table 1, where a dominant central galaxy is clearly classifiable as either spiral (type I) or elliptical (type II).

Assuming that the intrinsic diameters of spirals and ellipticals are roughly comparable, one can readily see that the radio sources associated with type I systems are, on the average, much closer to their parent galaxy. Either the radio sources are not ejected to as great distances from spirals, or we are seeing these systems at an early stage when the sources are still travelling outward.

b) *Speeds of Ejection.* Half of the type I systems in Table 2 have peculiarities in their disks which are apparently associated with the radio-source ejection (NGC 5055, NGC 908, NGC 7541, NGC 7309, IC 1767, No. 11 Sp). As discussed previously, if we assign a few times 10^7 years as the time for differential rotation to disturb these features, we have an estimate of the time since the ejection event. Table 2 shows that for these six systems the average distance of the radio sources from the central galaxy is a little over 40 galaxy diameters. If we take 15 *kpc* for the average spiral diameter, we get 600 *kpc* projected distance for the average radio source. For our estimated time we get average projected speeds of around 20 000 *km/sec*, or true space velocities of about 0.1 *c*. This is from 3 to 30 times faster than the original ejection speeds estimated in Paper I. But, in those original, wider identifications there was evidence for slowing down of ejecta after they

had reached a certain distance. We can try to check on this effect by looking at the relative accuracy of the alignment exhibited in the close and in the more distant sources.

c) *Accuracy of Alignment.* The angular deviation from a straight line, $\Delta\theta$, is listed in the third column of Table 3. It is seen that there is a trend in both the type I and type II associations (with the type II offset to wider separations) for wider relative separations to be worse aligned. This result has connection with the conclusions in Papers I and II; namely, that the ejected sources slow their outward velocity rapidly after a certain point. If their angular velocity also slows, and at different rates and at different distances from the central galaxies, then any initial alignment would be expected to be progressively destroyed.

d) *Proportion of Quasi-Stellar Objects Associated with Spiral Galaxies.* Listed in Table 3 are the kinds of radio sources that are associated with each central galaxy. A striking difference in the kinds of radio sources associated with the spiral galaxies as opposed to those associated with the ellipticals is evident. Although there are about the same number of blank fields in each set, there are twice as many quasi-stellar objects as radio galaxies (12 Q, 6 G) associated with the spiral galaxies. The group of ellipticals, on the other hand, has associated radio sources which turn out to be radio galaxies three times as often as quasi-stellar objects (4 Q, 12 G). There is a clear tendency for spiral galaxies to be associated with quasi-stellar objects, whereas ellipticals are associated with radio galaxies.

A significant difference emerges when the above distribution of properties is compared to that of the radio sources just as they are listed in the catalogues. In the *3 CR Catalogue* about 40 per cent of radio sources are blank fields (no probable optical identification; [18]. In the *Parkes Catalogues* about 70 per cent are blank fields [20, 21]. But, in all these catalogues the percentage of optically identified radio sources that are QSS, or suspected QSS, runs very close to 30 per cent. It is clear that the radio sources associated with spiral galaxies, as shown in Table 3, are running instead about twice as many QSS as radio galaxies. That is, if we were to pick random radio sources from the *Parkes Catalogues*, we would expect 26 radio sources to distribute 2.5 Q, 5.5 G, 18 b. f. We actually observe the sources associated with spirals—primarily Parkes sources in Table 3—to distribute themselves 12 Q, 6 G, 8 b. f. The sense of this result has

already been anticipated by Wagoner [22], who showed that it was the optically identified radio sources that fell closest, on the average, to *Atlas* peculiar galaxies, and that the quasi-stellar objects fell, by a little, the closest of all.

e) *Flat-Index Radio Sources*. Associated with the spiral and type I systems in Table 3 are eight radio sources that have spectral indices as flat or flatter than -0.71 . Seven of these eight are members of pairs with the smallest separation to diameter ratios (170 or less). The eighth is a member of an association (NGC 7266) where $(r_1 + r_2)/d$ would be smaller if the central galaxy is taken to be one of the fragments of an originally larger galaxy. Just as the data stand, however, and despite the small numbers involved, there is a tendency evident for the flat-index radio sources to appear in associations with the smallest relative separations. Since there is some reason for believing the flat-index sources are younger than the steep, this is a preliminary indication of a correlation between age of the association and its separation, with the smallest separations being the youngest and the sources aging as the separation increases.

VI. *The Problem of the Interpretation of the Redshift*. Since the first announcement of the association of radio sources and peculiar galaxies (Paper I), there have been a number of investigations of the statistical significance of the correlation between these two groups of objects [22–24]. The *least* favorable finding was that there was only a 99 per cent probability that the two groups were associated ([23], “one sky out of a hundred,,). The present paper outlines additional specific properties of radio sources which are associated with different kinds of central galaxies. Aside from furnishing clues to the physical nature of the associations, these correlations naturally furnish additional proof that the associations are real.

The simplest summary of the observational paradox is the following: One group of objects, the central galaxies, has redshifts of the order of $z = 0.01$ to 0.03 . The other group of objects, the radio sources, has redshifts in the range $z = 0.05$ to 0.2 (radio galaxies as a class) and $z = 0.2$ to $2+$ (QSS's as a class). The problem is simply that we cannot have groups with such divergent redshift values physically associated together in the same volume of space and still interpret the redshifts as all due to velocities of recession.

The difficulties of alternative interpretations of redshift are well known. Scattering processes which degrade the energy in emergent

photons also spread the spectral lines more than is observed. Gravitational redshifts could only give narrow spectral lines for light originating within a region of small gradient of high gravitational potential. Radio galaxies which appear to emit light from more or less extended regions of fairly low density would seem to be certainly excluded from gravitational redshift effects.

The objects indicated in the present papers to have excess redshifts are generally characterized by radio emission, optical emission, and compact structure or compact components. As time proceeds, the electrons giving rise to the radio emission will tend to decay, the atoms giving rise to the emission lines will recombine, and the excited compact regions will expand. Unless the object is reexcited or reconcentrated, we will fairly quickly be left with an apparently normal galaxy with a presumably normal redshift. Empirically, then, the only suggestion this evidence holds for me is that the relatively recent emergence of matter into a dense, excited state, or the conditions connected with that state, is the most promising clue for discerning a redshift mechanism.

On the observational side, a few general remarks need to be made as to whether a non-velocity redshift for certain extra-galactic objects, as required by the present results, can be reconciled with classically observed redshift-apparent-magnitude relations. Specifically, there exists a narrow redshift-apparent-magnitude relation for radio galaxies which is supposed to be a result of their velocity-distance relation [12]. The first point that should be mentioned is that the term „radio galaxy“ is currently used to designate a number of different kinds of objects. The most common type is an E or D galaxy, which is found between adjacent regions of radio emission. The redshift-apparent-magnitude relation for this type of radio galaxy is like that of the peculiar E galaxies found between wide radio-source pairs in Paper II—that is, it is the normal Hubble relation for E galaxies shifted about one magnitude brighter. In fact, this is a strong argument that the identifications in Paper II are just an extension of the accepted identifications to wider pairings, and that the central galaxies are similar. (The parent galaxies in Paper II could even be called radio galaxies, as far as present usage goes).

But there are also E and D galaxies in which the radio emission appears to emanate directly from the optical object. There are also galaxies which are associated with radio emission that are not E's or D's, but range from normal galaxies to galaxies almost as compact as quasi-stellar objects. These latter are usually called „N“ galaxies. It is mainly the latter two categories of radio galaxies which

in Paper II and the present paper appear to have varying degrees of non-velocity redshifts. It would be of crucial importance to construct a redshift-apparent-magnitude relation for just the N and compact radio galaxies or for just the radio galaxies identified as ejecta in the present papers. If a relation shows considerable scatter, then only the interpretation of redshift as velocity in these particular objects need be abandoned. If the relationship for ejecta is narrow, however, and the results of the present papers are still accepted, then a more fundamental reconsideration of the interpretation of redshift would be necessary.

The redshift-apparent-magnitude relation for quasi-stellar objects, however, shows great scatter. In the picture that has developed in the present series of papers, the quasi-stellar objects appear to represent an extreme where almost their entire redshift is non-velocity. But, if their lifetimes are only of the order 10^6 to 10^7 years [11], they must evolve rapidly into something else. Because their observed excitation and temperature is very high, we would predict that they get less compact with time and evolve into more quiescent objects. These latter properties are characteristic of N and compact radio galaxies. Since observationally the redshifts are less, we would have to conclude that they generally lose their non-velocity redshift in this evolution. But, if there were still any component left, we would predict that some N and compact radio galaxies would lie to a varying extent above the normal Hubble relation, particularly for nearby objects where the expansion redshift is low. If these objects evolve further into normal galaxies, it would be expected that they would then obey the normal redshift-apparent-magnitude relation except when actually undergoing secondary activity.

VII. *The Significance of Different Types of Parent Galaxies.* An unexpected result of the present paper was that galaxies other than large peculiar ellipticals could eject radio sources. In fact, we have found a number of spiral galaxies that have ejected radio sources. Probably the most fundamental difference between the kind of elliptical that emits radio sources and a spiral galaxy or type I system is that the mass of the former is considerably greater. Therefore, we might consider, as a start, that the masses of the radio sources ejected from ellipticals would be, in general, larger than those ejected from spirals. This prediction is then roughly confirmed by the fact that we can observe objects of the order of size of small galaxies to be ejected from the ellipticals, whereas the spirals eject quasi-stellar objects and N galaxies. At the distances derived here, these latter objects are less luminous and, therefore, presumably less massive than even small

galaxies. (Since the quasi-stellar objects and N galaxies are in a highly energized state, their mass-to-luminosity ratio is also probably much lower than that of more normal galaxies): As an example we might cite NGC 5128, probably the most massive of well-known elliptical galaxies. Each member of the wide pair of radio sources ejected from it consists of a fairly bright galaxy in its own right (Paper II). The spiral galaxy NGC 908 (discussed in § IV, No. 10); on the other hand, has apparently ejected quasi-stellar objects of $M_v = -14$ mag and fainter.

The blank fields are a puzzle in that they are distributed in Table 2 about equally between spiral and elliptical parents. One possibility is that a blank field is a different kind of radio source that is ejected from a galaxy and never becomes optically visible. This, however, is no assurance that the blank-field radio emissions conventionally identified close to E and D galaxies are the same kind of blank fields as identified in the wider pairs across the present galaxies. On the other hand, the ejecta may generally start out as blank-field radio emissions and, as they move outward, evolve into something optically visible. This is in agreement with the fact that quasi-stellar objects and radio galaxies are so far not found to *closely* bracket parent galaxies, as in the conventional identifications with blank fields.

We have mentioned that apparently very large ellipticals can sometimes eject amounts of matter which are fairly large-size galaxies in their own right. These secondary galaxies, in turn, appear to be able to eject smaller amounts of material. Evidence for this is given in Paper II and in § IV, NGC 908, of the present paper. These smaller amounts of material are seen closer to their parent galaxy, since Table 3 shows that the relative separation of radio sources around spirals is about a factor of 5 less than around ellipticals. As the ejecting galaxies become smaller and more recently active, we appear to encounter more frequently what we call type I characteristics, that is, young blue stars, gaseous emission, and non-equilibrium configuration of material.

The suggestion has been advanced in this paper that the ejection of radio sources from spiral galaxies is sometimes associated with spiral arms or spiral-armlike features. This suggestion would now interlock with the results on the ellipticals that had associated type I material. In the peculiar-elliptical case it was just the presence of such type I material emanating from or in the vicinity of elliptical galaxies that defined the group of peculiar ellipticals originally identified as associated with radio sources. Apparently in the peculiar-elliptical case the explosion or process of ejection of the radio sources also formed

Table 1a

GALAXIES WITH ASSOCIATED PARKES RADIO SOURCES

Central Galaxy	m_{pg} , Class d'' , $\Delta\theta^\circ$	Radio Source	Distance	S_{408}	S_{1410}	S_{2650}	Index	Identification
i) New Identification with Parkes sources								
NGC 908	11.1 Sc 275", 17", 8"	0237-23	-4.5	≈ 3	7	5	-.5	16.6 Q
		0202-17	6.2	1.1	1.4	1.3	-.1	18.5 Q
		0130-17	15.2	1.1	1.0	1.2	-.4	(19 Q)
NGC 7541	12.8 Sc 71", 15"	2313+03	.56	14.8	4.6	2.3	-.9	18 N 3 C 459
		2310+05	.92	9.1	3.2	1.7	-.7	22 G ext:3 C 458
NGC 7309	13.1 Sc 80", 1"	2235-12	1.70	3.8	1.2	0.4	-1.01	b. f.
		2239-10	1.85	2.4	0.9		-.8	b. f.
		2227-08	2.12	2.3	1.1		-.64	(Q)
		2227-08	2.22		.6			
NGC 7266	15 Sp 28", 25"	2223-05	1.00	10.3	6.0	4.4	-.51	18.4 Q 3 C 446
		2216-03	1.35	2.8	0.9	1.0		17.5 Q scint
		2221-02	1.93	17.5	5.3		-.81	N 3 C 445 $d=1.9$
NGC 1587) and 1588f)	15 Ep {15 Ep } {54", 12"}	422+00	1.46		1.4	1.3	-.1	b. f.
		421+00	1.70	(4.8)	1.7	1.1	-.7	b. f.
		439+01	2.92	4.4	1.0	0.6	-1.0	b. f. 3 C 124
NGC 62	14 Sp 27", 16"	0016-12	.86	7.8	2.3	1.3	-.91	b. f.
		0013-14	1.11	2.1	0.8		-.84	
NGC 965	17 Sp 40", 17"	0235-19	1.7	15.7	4.4	2.4	-.91	b. f.
		0224-17	1.9	4.7	1.2	0.5	-1.22	(Q)
NGC 922	15 Sp 80", 5"	0222-23	1.8	6.2	1.8	1.0	-1.0*	b. f.
		0221-28	3.55	4.3	1.3	1.6	-1.0*	b. f.

Table 1a (cont'd)

Central Galaxy	m_{pg} , Class d'' , $\Delta\theta^\circ$	Radio Source	Distance	S_{408}	S_{1410}	S_{2650}	Index	Identification
IC 229	16 Ir 188", 8°	0231-23	1.59	5.2	1.3	0.6	-1.1*	b. f.
		0216-25	[2.35	4.7	1.3	0.7	-1.1*	b. f.
IC 1767	16 Sp 84", 7°	0159-11	0.65	6.5	2.9	2.0	-.61	17.5 Q
		0155-10	[0.70	6.5	2.0	1.3	-.71	(18 Q)
Anon	17 Sp 27", 17°	0056-17	0.43	5.5	1.7	0.9	-1.01	17.2 Q
		0057-18	0.50	3.9	1.2	0.7	-.92	18 G
Anon	17.5 E 17", 1°	2347-02	0.28	3.7	1.6	0.9	-.82	b. f.
		2349-01	[1.05	2.7	1.4	0.9	-.81	17.5 N
Anon	18 N? 27", 8°	0035+13	1.63	5.0	1.8	1.1	-.9	b. f. 3 C 16
		0038+09	1.72	12.2	4.7	3.0	-.8	b. f. 3 C 18

ii) Previous Identifications with Atlas of Peculiar Galaxies

NGC 5128 (Atlas 153)	7.2 Ep 400", 15°	1302-49	7.4	14	7.4	4.4	—	9.2 S NGC 4945
		1332+33-33	[9.5	32	7.0	4.6	—	11.9 E IC 4296
NGC 7609 (Atlas 150)	18 Ep 11", 16°	2318+07	1.3	(4.0)	0.8	0.5	-.7	12.8 E NGC 7626
		2313+10	1.4	2.2	1.2	0.9	-.5	b. f.
		2319+07	[1.5	(4.0)	1.1	1.0	-.2	b. f.
NGC 3303 (Atlas 192)	15 pec 107", 10°	1044+15	3.4	5.4	1.0	0.6	-1.2	b. f.
		1022+20	[3.6	3.6	1.3	0.5	-1.1	b. f. 3C 242
Atlas No. 149	18 Ep 9", 16°	1233+16	0.8	8.8	2.2	(0.8)	-1.1	II ext.
		1241+16	[1.2	9.4	2.9	1.6	-.9	Q 3C 275.1

* Sp. index from 75 to 21 *om*

Table 1b

GALAXIES WITH ASSOCIATED 3C SOURCES

Central Galaxy	m_{pg} , type d , $\Delta\theta$	Radio Source	Distance	S_{178}	S_{730}	S_{1400}	Index	m_v	Ident.
i) Paired Sources									
NGC 4472	10.1 E 214", 1°	3C274	4.4	970	320	200	-0.81	10.8 E	NGC 4486
		3C273	6.0	67	46.0	39.6	-.24	12.8 Q	
Atlas No. 55	15 pec 34", 4°	3C219	1.6	44	14.0	8.0	-.91	17.5 G	
		3C216	1.8	18.5	6.6	3.8	-.89	18.3 Q	
Atlas No. 145	16 Ep 80", 6°	3C65	1.3	27	5.7	3.2	-.92	22G	$d=3.0$ $d=5.5$
		3C66	1.7	33	15.4	9.7	-.74	12.3 G	
		3C73				3.6	1.9	-1.04	
NGC 5223+ 28+33	14, 14, 15 E [E, E, 40", 34", 40", 1°	3C288	4.1	14.5	6.1	3.6	-.87	16.5 G	
		3C286	4.4	21	19.2	15.2	-.38	17.4 Q	
Atlas No. 102	15 E+Sp 27", 3°	3C356	2.1	14.5	2.8	1.5	-1.07	15.3 (N)	
		3C352	3.4	11.0	3.5	1.9	-.96	b. f.	
NGC 5055	10.5 Sp 429", 4°	3C285	1.3	10.5	3.1	2.3	-.53	15.5 S	$d=2.7$
		3C280.1	3.6	11.0	2.6	1.5	-.92	19.4 Q	
Atlas No. 96	E+S 34", 9°	3C61.1	4.1	29	11.2	6.1	-.50	18.5 G	
		3C220.3	4.6	14.5	5.9	3.0	-1.10	18.5 G	
IC 982 +983	14.6, 14.3 -, 10°	3C300	3.6	16.0	6.4	3.6	-.93	18.0 G	
		3C293.1	4.0	9.5	2.3	1.1	-1.15	19.0 G	
Atlas No. 117									
Atlas No. 141	15 Ep 17", 16°	3C173.1	1.4	12.0	4.7	2.8	-.85	18.5 G	
		3C184	3.6	11.0	4.2	2.6	-.78	b. f.	

Table 1b (cont'd)

Central Galaxy	m_{pg} , type d° , $\Delta\theta^{\circ}$	Radio Source	Distance	S_{178}	S_{150}	S_{1400}	Index	m_v	Ident.
NGC 5421 Atlas No. 111	17, 16 E+Sp -26°	3C294 3C293	1.1 [3.1	9.0 12.0	2.4 7.2	1.4 4.5	- .95 - .75	b. f.: 13.0 G	
NGC 5820 Atlas No. 136	14 Ep 30°, 30°	3C303 3C319	3.0 [3.8	12.5 17.0	4.1 4.6	2.3 2.5	- .90 - .99	16 G or 20 G 18.5 G	
Atlas No. 201	16, 16 $\frac{1}{2}$ pec	3C15 3C2	3.4 [4.3	14.5 15.0	6.6 6.0	4.4 3.6	-0.65 -0.80	15.5 G 20 Q	
ii) Multiple Source									
IC 701 Atlas No. 197	14.7 Sp 40°, 6°	3C258 3C263.1 3C264 3C256	1.9 [3.3 3.6 4.0	9.0 17.5 24 9.5	1.6 5.7 9.6 2.7	1.1 3.0 5.9 1.4	-0.55 -1.02 -0.78 -1.05	19.5 G 3 Parkes Sources 13.0 G $d=3.0$ 17 G	
Atlas No. 125	16, 17 Sp -, 11°	3C345 3C337 3C338	2.3 [3.0 3.1	10.0 17.0 41	7.9 5.2 9.2	6.4 3.3 3.6	-0.34 -0.76 -1.51	15 Q b. f. 12 G	
Atlas No. 139	16 Ep 10°, 2°	3C284 3C277.3 3C287	1.1 [3.1 [5.5	10.5 11.5 14.0	3.1 4.3 9.7	2.0 3.1 7.0	-0.75 -0.54 -0.52	18.5 G 15.5 G 17.5 Q	
Atlas No. 148	15 pec 30°, 6°	3C254 3C247 3C252	2.1 [2.4 [5.4	19.0 15.5 12.0	5.4 4.8 2.7	3.1 2.9 1.2	-0.91 -0.81 -1.28	17.5 Q b. f. b. f.	
Atlas No. 109	16, 16 E+Sp 20°, 22°	3C314.1 3C330 3C309.1	3.5 [4.0 [4.6	9.0 24 17.0	3.0 10.9 11.5	1.7 7.4 8.5	-0.91 -0.61 -0.48	17 D b. f. 16.8 Q	

Table 1b (cont'd)

Central Galaxy	m_{pg} , type d° , $\Delta\theta^{\circ}$	Radio Source	Distance	S_{178}	S_{750}	S_{1400}	Index	m_V	Ident.
NGC 2444+45 Atlas No. 143	13 Ep —, 27°	3C186	[-1.3 (2.8) (5.2) -5.5]	13.5	2.7	1.3	-1.19	17.8 Q	
		(3C189) (3C183)*			Parkes sources		1.5		
		3C194		9.0	3.3	2.1	-0.73	b. f.	
NGC 4194 Atlas No. 160	14 pec 40° , 20°	3C266	[5.8 6.4 7.0]	9.0	2.8	1.5	-0.95	18.4 N	
		3C277.1		12.0	3.6	2.5	-0.57	18.0 Q	
		3C277		12.5	2.2	1.3	-0.79	b. f.	

* Amended

Optical identifications from [18, 20, 21] and in a few cases unpublished identifications by author.

Table 2

PROPERTIES OF RADIO SOURCES IN ASSOCIATIONS

No	Distant source Weaker at 21 cm	Distant source Has flatter spectrum	Spectral indices Same side of average
Table 1a (i)			
1	✓	✓	Y*
2	✓	✓
3	✓	✓	X
4	✓	X	✓
5	✓	X	X
6	✓	✓	X
7	✓	X	✓
8	✓	✓
9	✓
10	✓	X	✓
11	✓	✓	✓
12	✓	✓	✓
13	X	✓
Table 1a (ii)			
14	✓
15	✓	✓	✓
16	X	✓	✓
17	X	✓
Table 1b (i)			
1	✓	✓	✓
2	✓	✓	✓
3	X	✓	X
4	X	✓	X
5	X	✓	✓
6	✓	X	X
7	✓	X	X
8	✓	X	✓
9	✓	✓	✓
10	X	✓	X
11	X	X	✓
12	✓	X	✓

* Selected by flat indices

Table 3

RELATIVE SEPARATIONS FROM CENTRAL GALAXIES,
ANGULAR DEVIATIONS AND KINDS OF RADIO SOURCES

Spiral and Type I Systems				Elliptical and Type II System			
Central Galaxy	$\frac{r_1+r_2}{d}$	$\Delta\theta$	Radio Sources	Central Galaxy	$\frac{r_1+r_2}{d}$	$\Delta\theta$	Radio Sources
NGC 5055	40	4°	E, Q	NGC 5128	150	15°	G, G
IC 1767	60	7	Q, Q	NGC 4472	175	1	G, Q
IC 229	75	8	b. f., b. f.	New No. 12	280	1	b. f., N
NGC 7541	80	15	N, G:	Atlas No. 145	600	6	G, G:
No. 11, Sp	120	17	Q, G	NGC 1587	700	12	b. f., b. f.
NGC 908	140	12	Q, Q, Q	Atlas No. 149	800	16	b. f., Q
NGC 7309	170	1	b. f., b. f., (Q)	NGC 5820	800	30	G, G
NGC 922	240	5	b. f., b. f.	NGC 7609	1000	17	E, b. f., b. f.
NGC 62	270	16	b. f., — —	Atlas No. 141	1000	16	G. b. f.
NGC 965	320	17	b. f., (Q)	NGC 2444+45	1000	27	Q, b. f.
Atlas No. 55	360	4	G, Q	Atlas No. 139	3000	2	G, G, Q
NGC 7266	380	25	Q, Q, N				
Total:			12 Q, 6 G, 8 b. f.	Total:			4 Q, 12 G, 8 b. f.

Q=quasi-stellar object, N=N galaxy, G=galaxy, b. f.=blank field

spiral-armlike or type I features; but, because of lack of rotation or some other differences, the material did not take up a very precise spiral geometry. We generally conclude now that the term "peculiar" as used to characterize parent ellipticals in Paper II means physically that recent disruptive activity associated with the ejection of radio sources has taken place. We suggest in the present paper that in some similar sense spirals may be non-equilibrium galaxies, but less massive and with more rotation.

Mount Wilson and Palomar Observatories
Carnegie Institution of Washington,
California Institute of Technology

РАДИОИСТОЧНИКИ И ПОРОЖДАЮЩИЕ ИХ ГАЛАКТИКИ

Г. АРП

Приводятся тринадцать новых ассоциаций радиоисточников, расположенных в виде пары по обе стороны от центральных галактик. Разнесение радиоисточников составляет от 1° до 5° , а в одном случае оно превышает 10° . Спектральные индексы членов радиопар сходны, причем более далекий член пары имеет предпочтительно более плоский и более слабый радиоспектр. Большинство новых центральных галактик является спиралями, и обсуждается возможность того, что выброс их радиоисточников связан с формированием спиралеобразных деталей. Вычисляется время, прошедшее с момента выброса, оказавшееся порядка 10^7 лет, а скорости выброса оказываются порядка 0.1 с. В некоторых случаях вдоль линии выброса радиоисточников рассеяны меньшие по размерам галактики, включая иррегулярные типа I.

Среди новых ассоциаций радиоисточников имеются двенадцать квазизвездных объектов. Показано, что пекулярные эллиптические галактики Атласа Пекулярных Галактик, ассоциированные ранее с радиоисточниками, имеют радиоисточники, которые более широко разнесены от родительской галактики и состоят преимущественно из оптических галактик, испускающих радиоизлучение. Радиоисточники, ассоциированные в настоящей статье со спиралями, расположены, однако, теснее к родительской галактике и содержат гораздо больший процент квазизвездных объектов.

Если спиральные и иррегулярные типа I родительские галактики считать менее массивными, чем эллиптические, то эти наблюдения указывают на то, что квазизвездные объекты преимущественно менее массивны, чем выброшенные радиогалактики.

REFERENCES

1. *H. Arp*, *Ap. J.*, Suppl., No. 123, 1966.
2. *H. Arp*, *Science*, 151, 1214, 1967; *Ap. J.*, 148, 321 (Paper II).
3. *H. Arp*, *Atlas of Peculiar Galaxies*, published by California Institute of Technology, 1966a.
4. *J. G. Bolton*, *F. F. Gardner*, *M. B. Mackey*, *Australian J. Physics*, 17, 340, 1964.
5. *G. A. Day*, *A. J. Shimmins*, *R. D. Ekers* and *D. J. Cole*, *Australian J. Physics*, 19, 35, 1966.
6. *A. J. Shimmins*, *G. A. Day*, *R. D. Ekers* and *D. J. Cole*, 166. *Australian J. Physics*, 19, 837.

7. *I. I. K. Pauliny-Toth, C. M. Wade and D. S. Heeschen*, *Ap. J. Suppl.*, No. 116, 1966.
8. *D. S. Heeschen*, *Ap. J.*, 133, 322, 1961.
9. *W. E. Howard and S. P. Maran*, *Ap. J. Suppl.*, No. 93, 1965.
10. *E. Fomalont*, Thesis, California Institute of Technology (Radio Astronomy), 1966.
11. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 141, 1, 1965; *ibid.*, 146, 7, 1966.
12. *A. Sandage*, *Ap. J.*, 141, 1560, 1965; *I. A. U. Circ.*, No. 1961, 1966.
13. *A. Sandage, J. A. Westphal and P. A. Strittmatter*, *Ap. J.*, 146, 322, 1966.
14. *T. D. Kinman, E. Lamla and C. A. Wirtanen*, *Ap. J.*, 146, 964, 1966.
15. *C. R. Lynds*, *Ap. J.*, 147, 396, 1967.
16. *W. Baade*, *Publ. Obs. Univ. Michigan*, 10, 14, 1951.
17. *H. Arp, A. D. Thackeray*, *Ap. J.*, 149, 000, 1967.
18. *J. D. Wyndham*, *Ap. J.*, 144, 459, 1966.
19. *H. Arp, J. G. Bolton, T. D. Kinman*, *Ap. J.*, 147, 840, 1967.
20. *M. E. Clarke, G. J. Bolton and A. J. Shimmins*, *Australian J. Physics*, 19, 375, 1966.
21. *J. G. Bolton and J. Ekers*, *Australian J. Physics*, 19, 559, 1966; *ibid.*, 20, 109, 1967.
22. *R. V. Wagonser*, *Nature*, 214, 766, 1967.
23. *D. Lynden-Bell, R. D. Cannon, M. V. Penston and V. C. A. Rothman*, *Nature*, 211, 838, 1966.
24. *D. J. Holden*, *Observatory*, 86, 229, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

ФЕВРАЛЬ, 1968

ВЫПУСК 1

ДЕТАЛЬНАЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ
ГАЛАКТИК М 82

В. А. ГАГЕН-ТОРН

Поступила 24 июля 1967

В статье приводятся результаты фотографической поляриметрии галактики М 82. Отмечается, что наблюдаемая поляризация не может быть объяснена присутствием синхротронного излучения, но легко объясняется рассеянием света ярких частей галактики пылью, расположенной в гало. Показано, что заметную роль играет рассеяние на свободных электронах.

Введение. Иррегулярная галактика М 82 привлекает пристальное внимание астрономов. Это объясняется многочисленными ее особенностями, а именно: неразрешенностью на звезды (хотя расположенная поблизости галактика М 81 разрешается), несоответствием цвета галактики ее спектру, наличием хаотически расположенных пылевых облаков, проектирующихся на яркие области галактики, существованием тонкой волокнистой структуры на периферии галактики, радиоизлучением, значительно превышающим радиоизлучение нормальных галактик. Изучению М 82 в последние годы посвящено большое количество работ. В 1956 г. В. А. Домбровский [1] обнаружил поляризацию света ярких участков галактики, достигающую 3%, с электрическим вектором приблизительно параллельным ее большой оси. Затем Линдс [2] отождествил радиоисточник 3С 231 с галактикой М 82 и построил ее спектр в интервале $0.158 \div 3.2 \text{ м}\mu$. В 1962 г. Эльвиус [3] обнаружила сильную поляризацию излучения в периферийных частях галактики, расположенных вдоль малой оси. Эту поляризацию она объяснила рассеянием света ярких центральных частей галактики в пылевых облаках, находящихся в гало галактики. В 1963 г. появилась важная работа Линдса и Сандейджа [4], в которой приведены результаты спектральных наблюдений, устанавливающих, что в центре галактики М 82 произошел взрыв и в направлении полюсов (считается, что М 82—галактика, видимая в ребро) была выброшена материя. Излуче-

ние поляризованного света было приписано релятивистским электронам, возникшим при взрыве и движущимся в магнитном поле, на существование которого, по-видимому, указывает наличие волокнистой структуры во внешних частях М 82. Было показано, что интенсивность излучения в голубой части спектра может быть получена продолжением радиоспектра в видимую область.

Вскоре после появления этой статьи вышла работа Сандейджа и Миллера [5], которые установили существование почти полной поляризации в непрерывном спектре наиболее удаленных от галактики волокон, что, по мнению авторов, является неоспоримым доказательством свечения их в непрерывном спектре за счет синхротронного излучения. Наличие взрыва в центральной части галактики подтвердило также детальное изучение поля скоростей, проведенное Бэрбиджами и Рубин [6].

Однако результаты радионаблюдений на частоте 8 кМц , полученные Дентом и Хаддоком [7] поставили под сомнение существование оптического синхротронного излучения в М 82, поскольку спектр в районе 8 кМц загибается вниз. В самое последнее время радионаблюдения с высоким разрешением с достоверностью установили (см. дискуссию по докладу Эльвиус [8]), что большая часть радиоизлучения М 82 приходит от центральных частей. (Указания на существование центрального источника в М 82 были и раньше, см. например [9]). Это еще более усилило сомнения в правильности заключения Линдса и Сандейджа.

Для выяснения всех обстоятельств дела важное значение имеет детальное изучение поляризации света в М 82. Поскольку наблюдения Эльвиус сделаны с большой диафрагмой, а работа Сандейджа и Миллера дает только качественные результаты, относящиеся к наиболее удаленным волокнам, мы решили провести детальное поляриметрическое исследование М 82 фотографическим путем.

Наблюдения и обработка. Фотографии М 82 с поляроидом в трех положениях, отличающихся на 60° , были получены нами осенью 1965 г. на Бюраканской Астрофизической Станции Ленинградского Университета в прямом фокусе телескопа АСТ-453 (1:4.6; $D = 450 \text{ мм}$) на пластинках ORWO Astro Spezial. Кривая реакции, определяемая чувствительностью эмульсии и пропусканием поляроида и линз коррекционной системы, простиралась приблизительно от 3700 до 5100 Å. Сведения о полученных пластинках приводятся в табл. 1.

Методика наблюдений и обработки изложена нами ранее [10]. Здесь мы отметим лишь некоторые особенности. Измерения производились с диафрагмой $8'' \times 8''$. При обработке снимков М 82

мы не строили фотометрические разрезы, поскольку галактика имеет сложную структуру и в ней наблюдаются скачкообразные изменения яркости. После приведения с помощью внефокальных дисков звезд.

Таблица 1

№ пласт.	Дата	Выдержка	Положение поляроида
1	1965 4 X	1 ^h	28 ⁰ .5
6	29 X	1 ^h	28 ⁰ .5
7	29 X	2 ^h 10 ^m	28 ⁰ .5
10	30 X	55 ^m	88 ⁰ .5
12	31 X	1 ^h	148 ⁰ .5
14	1 XI	2 ^h 30 ^m	88 ⁰ .5
16	2 XI	2 ^h 10 ^m	148 ⁰ .5

яркостей, полученных по всем пластинкам, в одну систему мы усреднили яркости, полученные на пластинках с одним и тем же положением поляроида. Затем для исключения систематических ошибок была

Таблица 2

№ площадки	ρ (‰)		θ ₀ °	
	ф. э.	фотогр.	ф. э.	фотогр.
1	14.0	16.1	80	77
2	10.7	11.8	82	85
3	16.1	13.4	46	53
4	1.9	3.3	154	161
5	5.8	4.4	128	164
6	6.8	8.2	91	85
7	4.8	2.2	46	44
8	3.8	4.7	23	12
9	1.3	2.0	4	48
10	0.0	0.3	—	45
11	0.7	1.3	20	19
12	1.1	1.4	58	68
13	2.7	1.6	65	51
14	0.6	1.3	52	61
15	1.1	2.0	171	144

осуществлена привязка к фотовольтрическим наблюдениям. Мы воспользовались данными Эльвиус [3]. Яркости были проинтегрированы для 15 измеренных ею площадок и были найдены поправочные множители (0.943 и 1.035), после введения которых согласие поляризационных данных оказалось удовлетворительным (см. табл. 2). Полу-

ченные по формулам Фесенкова значения p и θ_0 представлены графически на рис. 1. Длина отрезков соответствует степени поляризации, а направление дает положение электрического вектора. Там же отмечены площадки, использованные для привязки, и нанесены изофоты, соответствующие яркостям $(J_{\text{гв.}} + J_{\text{фон}})/J_{\text{фон}}$, равным 1.3, 1.5 и 2.0. Звездочки указывают для ориентировки положение ярких звезд, окружающих галактику.

Результаты поляриметрических наблюдений. Прежде всего отметим, что наши результаты относятся в основном к непрерывному спектру. Действительно, эмиссионные линии $\lambda 3727$, N_1 и N_2 находятся на краях полосы пропускания, где чувствительность аппаратуры мала, и их влиянием можно пренебречь. Оценим возможный вклад линии $H\beta$. Согласно [3] интенсивность линии $H\beta$ в интересующих нас периферийных частях галактики приблизительно равна интенсивности участка непрерывного спектра шириной в 200 \AA (в центральных областях она много меньше). Полоса пропускания аппаратуры составляет $\approx 1400 \text{ \AA}$, причем $H\beta$ находится в области, где чувствительность составляет 0.4 от максимальной. Таким образом, вклад линии $H\beta$ не превышает 0.07 от интенсивности непрерывного спектра, и можно считать, что вклад всех эмиссионных линий составляет примерно 0.1 от интенсивности непрерывного спектра. Тогда, считая, что излучение в линиях не поляризовано, степень поляризации в непрерывном спектре можно получить из данных рис. 1 умножением на коэффициент 1.1.

Данные табл. 2 показывают, что систематические ошибки в определении степени поляризации не превышают 3%. Что касается случайных ошибок, то они, естественно, зависят от яркости соответствующих участков галактики. По-видимому, можно считать, что в районах, ограниченных изофотой 2.0 они составляют 3—5%, увеличиваются до 10% в слабо светящихся районах и достигают 15%—20% в самых внешних измеренных областях галактики.

Рассмотрение рис. 1 позволяет сделать следующие выводы. Степень поляризации в центральных районах галактики лишь незначительно превышает возможные ошибки наблюдений. В западной части она равна в среднем нулю; а в восточной оказывается чуть больше, причем наблюдается некоторая корреляция между направлением электрического вектора и расположением пылевой поглощающей свет материи. Степень поляризации возрастает с удалением от центра галактики, а направление электрического вектора в среднем совпадает с изофотами для близлежащих более ярких частей галактики. Особенно сильное увеличение степени поляризации наблюдается в направлении

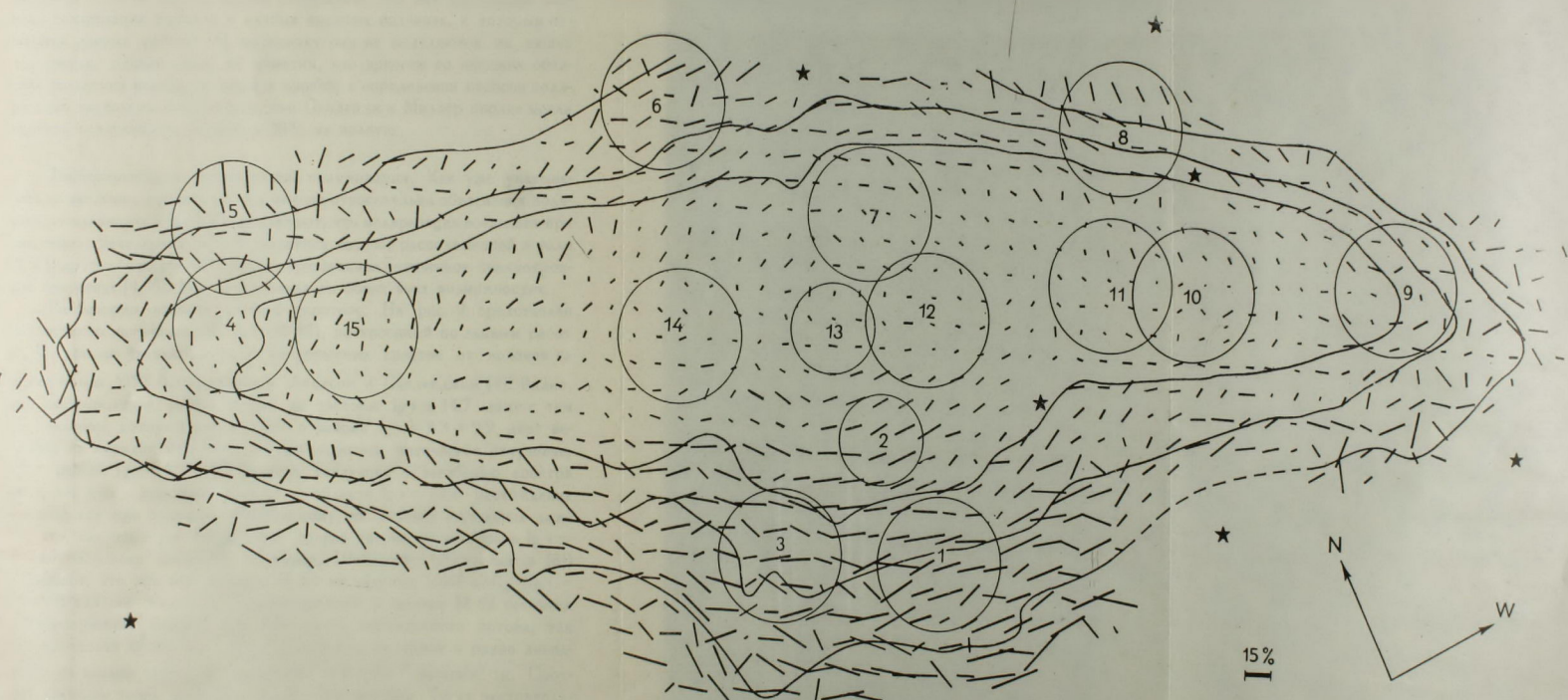


Рис. 1. Результаты поляриметрических наблюдений

К статье В. А. Гаген-Торна

малой оси. Однако нигде степень поляризации не превышает 30—35%. Наши измерения, сделанные с 8"-ной диафрагмой, не показывают резкого увеличения степени поляризации в отдельных волокнах, заметных на наших снимках. Мы не можем утверждать, что нет увеличения степени поляризации также и в слабых внешних волокнах, к которым относятся данные работы [5], поскольку они не выделяются на наших пластинках, однако сразу же отметим, что яркости во внешних областях галактики настолько малы и ошибки в определении степени поляризации настолько значительны, что Сандейдж и Миллер вполне могли принять поляризацию, скажем в 50% за полную.

Интерпретация наблюдаемой поляризации. Как уже указывалось во введении, существует два мнения относительно объяснения поляризации излучения в М 82. Одни считают, что поляризация возникает при рассеянии света ярких частей галактики пылью, расположенной в гало [3, 8], другие, что существует поляризованное оптическое синхротронное излучение [4, 5]. Мы остановимся на обеих этих возможностях.

Рассмотрим вначале вторую гипотезу. На рис. 2 представлен радиоспектр источника ЗС 231 (М 82), построенный по данным работ [7, 9], там же указан поток в непрерывном спектре от волокон на длине волны 5550 Å, полученный Линдсом и Сандейджем [4]. Видно, что экстраполяция радиоспектра до частоты $\lg \nu = 14.7$ даже с тем же наклоном, который имеет место в районе $\lg \nu = 9.3 \div 9.9$, дает величину на порядок меньшую, чем наблюдаемое оптическое излучение. Но в районе $\lg \nu = 9.3 \div 9.9$ заметна тенденция к загибанию спектра вниз, так что в действительности в области $\lg \nu = 14.7$ расхождение оказывается еще большим. По-видимому, не спасает положения даже то, что, как отмечает Линдс, его оценка потока от волокон в $\lg \nu = 14.7$ несколько завышена. Наконец, Шейкшафт (дискуссия в [8]) указывает, что при наблюдениях М 82 на частоте 1.407 кмц ($\lg \nu = 9.15$) удалось выделить локализованный в центре М 82 источник радиоизлучения, дающий большую часть наблюдаемого потока, так что плотность потока от волокон (если они излучают в радио диапазоне) во всяком случае не превышает 0.8×10^{-26} ватт/м²·ц. Соответствующая точка нанесена на рис. 2 (крестик). Тогда экстраполяция с тем же наклоном в район $\lg \nu = 14.7$ даст величину, отличающуюся минимум на два порядка от значения, полученного в [4], и даже полная поляризация синхротронного излучения даст поляризацию всего в 1% в суммарном излучении в непрерывном спектре, приходящем от волокнистой структуры. Таким образом, наблюдаемую поляризацию невозможно объяснить синхротронным излучением.

Гипотеза о возникновении поляризации при рассеянии на пыли не встречает столь явных трудностей. Она подтверждается и полученным нами распределением поляризации. Особенно следует отметить то обстоятельство, что направление преимущественных колебаний электрического вектора в общем совпадает с изофотами близле-

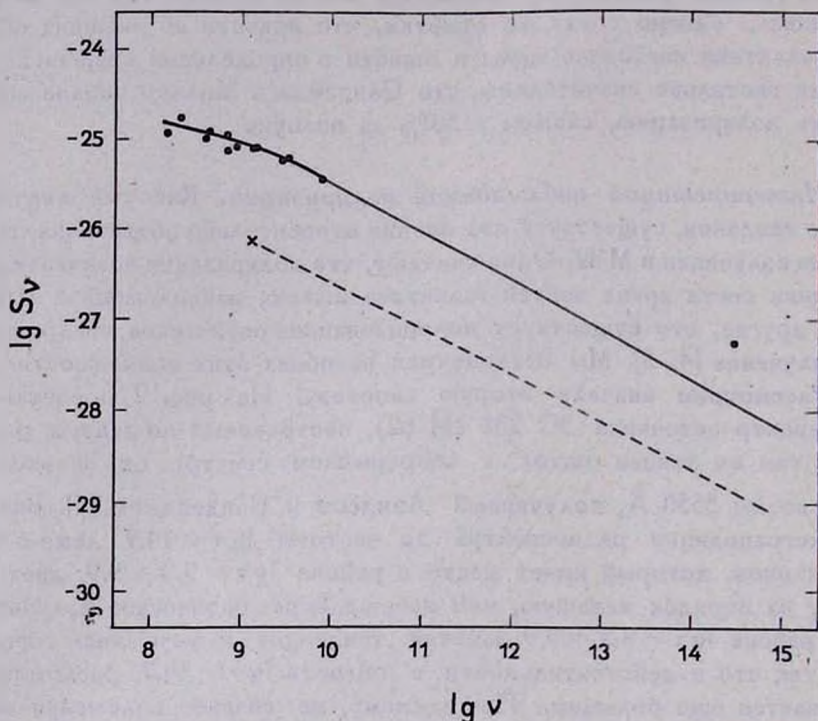


Рис. 2. Радиоспектр М 82.

жащих ярких областей галактики. При рассеянии должна наблюдаться именно такая картина, поскольку наибольший вклад в рассеянный свет будут вносить области, расположенные в непосредственной близости от рассеивающих пылевых облаков. Мощные пылевые облака, проектирующиеся на яркие области галактики, непосредственно видны на прямых фотографиях. Доказательство присутствия больших количеств пыли можно усмотреть также в несоответствии спектрального типа галактики (А 5) и показателя цвета в ней, превышающего в центральных частях значение $B - V = +1.2$ согласно данным работ [3, 8, 11].

Пылевые облака, вызывающие столь значительное покраснение проходящего через них света, будучи расположены в периферийных частях, должны рассеивать в направлении наблюдателя более интенсивное коротковолновое излучение, так что области, светящиеся за счет рассеянного света должны быть голубее. Однако слабо светящиеся области, дающие сильно поляризованное излучение, имеют согласно [3] $B-V$ такого же порядка, что и расположенные на западе области галактики, где на прямых фотографиях почти не заметно пыли, и показатель цвета которых мы будем считать „нормальным“ показателем цвета галактики. Это несоответствие можно объяснить тем, что до этих облаков доходит свет, уже покрасневший в облаках, расположенных в теле галактики, хотя М 82-галактика, видимая в ребро, и покраснение в направлении малой оси (полюсов) должно быть значительно меньше, чем то, которое наблюдается нами в центральных частях. Кроме того на рассеянное пылью излучение может накладываться какое-то излучение более позднего спектрального состава. В дальнейшем мы покажем, что в областях, светящихся в H_α и совпадающих с районами с повышенной поляризацией, заметную роль играет излучение, рассеянное на свободных электронах, распределение энергии которого совпадает с распределением энергии падающего покрасневшего при прохождении пылевых облаков света. Возможно также, что в периферийных районах имеются звезды более поздних спектральных типов, чем в теле галактики, вносящие больший вклад в длинноволновое излучение. Наличие таких звезд, излучение которых не поляризовано, позволяет объяснить, как это отметила Эльвиус [8], полученное ею незначительное уменьшение степени поляризации с увеличением длины волны.

Некоторой трудностью гипотезы возникновения поляризации при рассеянии на пыли является наблюдающаяся довольно высокая степень поляризации. Мы покажем сейчас, что учет поляризации, возникающей при рассеянии на свободных электронах, позволяет преодолеть эту трудность.

Прямые фотографии в H_α , полученные с интерференционным фильтром, показывают, что зона НП имеет вид двух конусов, оси которых совпадают с малой осью галактики. Концентрация свободных электронов в этих областях, согласно [4], составляет в среднем $n_e = 10 \text{ эл/см}^3$.

Точное решение задачи о рассеянии света ярких частей галактики свободными электронами включает три интегрирования (два по диску галактики и одно по лучу зрения) и требует знания распределения яркости по диску галактики и знания пространственного рас-

пределения свободных электронов. Поскольку ни то, ни другое нам не известно с достаточной точностью, а вычисления различных моделей очень громоздки, мы дадим здесь только оценку, уподобив области, богатые свободными электронами, и освещающую их галактику солнечной короне и освещающему ее Солнцу. На рис. 3 галактика схематически представлена сегментом ABC некоторой звезды радиуса $XC = R_{эф}$, области, рассеивающие свет галактики, представляют собой конус CDEF. Падение яркости галактики с удалением от центра, вероятно, не слишком сильно отличается от падения яркости в звездном диске из-за потемнения к краю.

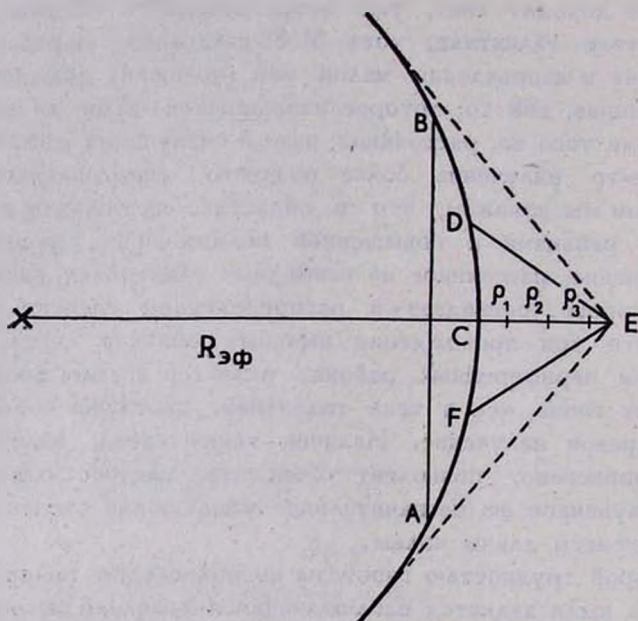


Рис. 3. К объяснению поляризации рассеянием на свободных электронах.

Теоретическая степень поляризации в короне была вычислена Баумбахом (см. [12]) и составляет около 30% для $\rho_1 = 1.05$, 37% для $\rho_2 = 1.15$ и 43% для $\rho_3 = 1.25$ (ρ — расстояние от центра звезды в картинной плоскости, выраженное в долях радиуса). Найдем теперь вклад, вносимый излучением, рассеянным на свободных электронах, в общую интенсивность, наблюдаемую в соответствующих точках.

Интенсивность излучения, рассеиваемого единичным объемом в единичном телесном угле, есть [13]:

$$\frac{3}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \sigma_e n_e \int \frac{d\omega}{4\pi},$$

где $d\omega$ — телесный угол для падающего излучения интенсивности J ,
 γ — угол рассеяния, $\sigma_e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.6 \times 10^{-25}$.

Полная интенсивность, рассеиваемая единичным объемом, будет

$$i(\rho, y) = \frac{3}{4} \sigma_e n_e \frac{1}{4\pi} \int J(1 + \cos^2 \gamma) d\omega =$$

$$= 0.4 \cdot 10^{-25} n_e \int J(1 + \cos^2 \gamma) d\omega,$$

где y — координаты вдоль луча зрения, связанная с ρ и r (пространственным расстоянием объема от центра звезды) соотношением $r^2 = \rho^2 + y^2$; r , ρ и y в единицах $R_{\text{эф}}$.

Тогда интенсивность в точке на оси конуса на расстоянии ρ от центра будет

$$J(\rho) = 2R_{\text{эф}} \int_0^{y_0} i(\rho, y) dy = 2R_{\text{эф}} \cdot n_e \cdot 0.4 \cdot 10^{-25} J_0 \int_0^{y_0} f(\rho, y) dy. \quad (*)$$

Значения $M \rho = 1.05, 1.15, 1.25$ соответствуют значения $y_0 = 0.165, 0.091$ и 0.034 . Интеграл $I = \int_0^{y_0} f(\rho, y) dy$ был найден численно с помощью формул, приведенных в [12] (стр. 26—30) для случая полного потемнения диска к краю и оказался равным соответственно 0.58; 0.31 и 0.11. Если принять расстояние до галактики равным 9.76×10^{24} см [4], то $R_{\text{эф}} = 5300 \text{ лс} = 16.4 \times 10^{21} \text{ см}$. Подставляя в (*) значения $R_{\text{эф}}$, n_e и I , получим:

$$J(1.05) = 0.0076 J_0,$$

$$J(1.15) = 0.0040 J_0,$$

$$J(1.25) = 0.0014 J_0.$$

Яркость центральной части галактики в принятых нами относительных единицах составляет 60. Значит

$$J(1.05) = 0.46,$$

$$J(1.15) = 0.24,$$

$$J(1.25) = 0.08.$$

Яркость фона неба равна 2.00 и яркость соответствующих областей, согласно рис. 1 оказывается равной

$$J(1.05) = 2.00,$$

$$J(1.15) = 0.80,$$

$$J(1.25) = 0.30.$$

Таким образом, рассеянный электронами свет вносит заметный вклад в общую яркость, наблюдаемую в периферийных областях галактики. Степень поляризации его, согласно [12] составляет 30%, 37% и 43% соответственно, что дает 6.5%, 11% и 12% в суммарном излучении в случае, если остальной свет является неполяризованным. Однако, как указывалось выше, значительный вклад в суммарное излучение вносит свет, рассеянный пылью. Он поляризован в том же направлении и степень его поляризации, особенно для продолговатых частиц, ориентированных крупномасштабным магнитным полем галактики, значительна. Суммарное действие света, рассеянного пылью и свободными электронами может, таким образом, непринужденно объяснить наблюдаемую в галактике поляризацию порядка 30—35% в районе $\rho = 1.3$ и вероятно также поляризацию в 50% для более удаленных от центра областей.

В заключение заметим, что если данные работы [5] все-таки верны и поляризация в самых удаленных волокнах оказывается почти полной, то объяснить ее рассеянием не представляется возможным,

Ленинградский государственный
университет

THE DETAILED PHOTOGRAPHIC POLARIMETRY OF THE GALAXY M 82

V. A. HAGEN-THORN

The results of the photographic polarimetry of the galaxy M 82 are given. It is pointed out, that observed polarization cannot be explained by synchrotron radiation, but is easily explained by scattering of the light of the bright regions of galaxy by dust, located in the halo. It is shown, that the scattering by the free electrons is of importance here.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Домбровский, Астрон. цирк., № 176, 1956.
2. С. R. Lynds, Ap. J., 134, 659, 1961.
3. A. Elvius, Low. Obs. Bull., № 119, 281, 1962.
4. С. R. Lynds, A. R. Sandage, Ap. J., 137, 1005, 1963.
5. A. R. Sandage, W. C. Miller, Science, 144, 405, 1964.
6. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, V. C. Rubin, Ap. J., 140, 942, 1964.
7. W. A. Dent, F. T. Haddock, Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse, The University of Chicago Press, 1965.
8. А. Эльвиус, Труды симпозиума МАС, № 29, Бюракан, 1966.
9. В. Н. Курильчик, Астрон. ж., 42, 1138, 1965.
10. В. А. Газен-Торн, Труды АО ЛГУ, 24, 54, 1967.
11. Б. Е. Маркрян, Э. Я. Огансян, С. И. Аракелян, Сообщ. Бюр. обс., 30, 3, 1962.
12. И. С. Шкловский, Физика солнечной короны, М., 1962, стр. 37.
13. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., 1956, стр. 159.

ON THE FORMATION OF GALAXIES BY FRAGMENTATION*

J. L. SERSIC

Received 17 June 1967

Observational evidence for the existence of two kinds of elliptical galaxies is discussed. The distribution of galaxies in the mass-radius diagram is interpreted as the result of fragmentation of elliptical galaxies of large mass. A model describing the gross properties of galaxies resulting from explosive events is developed and shown to be in fairly good agreement with observations. The properties of unstable groups of galaxies and clusters are also discussed.

1. *Properties of Elliptical Galaxies.* The most striking characteristic of the elliptical galaxies is the uniformity of their properties. Their brightness distribution has been well studied and shows that they all have the same fundamental photometric profile. This is in contrast with the variety of the observed structures in spirals and irregular galaxies and suggests essentially different conditions of formation. It is difficult to imagine initial conditions in the medium from which galaxies were formed, to account for close pairs of E and S or I galaxies, without very high gradients.

However, not everything is uniform among elliptical galaxies. We shall discuss here evidence which suggests that they do not form a continuous sequence but rather have different properties according to their absolute photographic magnitudes being greater or less than $M_p = -19.5$.

1 — The luminosity function for field galaxies according to S. van den Bergh [1] shows a change of slope at the absolute magnitude -19 , both for E and other types of galaxies.

* This work has been supported by the Consejo Nacional de Investigaciones, Argentina, and also by the Guggenheim Foundation through a fellowship to the author.

2—The cumulative luminosity function in clusters of galaxies shows a change of slope at absolute photographic magnitude -19.5 , in the sense that the brighter objects are scarcer, according to G. O. Abell [2, 3]. The population of those clusters studied by Abell is mainly formed by E and S0 galaxies.

3—W. C. Baum [4] and G. de Vaucouleurs [5] have independently found a luminosity effect in the colour indexes of elliptical galaxies. Galaxies brighter than $M_p = -19.5$ have approximately a colour index $B - V = 0.9$, whereas those with smaller luminosities show a blue excess which is larger for fainter luminosities. G. de Vaucouleurs has noticed that elliptical galaxies with larger colour excess (and therefore low luminosity) have the tendency to be associated with other galaxies, usually with spirals.

4—According to A. Fish [6], elliptical galaxies of smaller mass have low ratios of mass to luminosity (M/L of the order of 10) and are associated with spiral galaxies (e. g. NGC 221, 2300, 3379, 4649). He also points out that the companions are usually of Sb or Sc type, and that the high-luminosity ellipticals are isolated.

5—A. Poveda [7] and also Yu. Pskovsky [8] have proposed a M/L ratio increasing with mass for elliptical galaxies. Both results are essentially in agreement and the relation found is

$$\log (M/L) = -0.1 M_p - 0.4$$

from which the following typical values may be deduced:

$$\begin{array}{rcc} M_p: & -15 & -18 & -21 \\ M/L: & 13 & 25 & 50 \end{array}$$

On the other hand T. L. Page [9] in a recent discussion of the masses and luminosities of galaxies finds a mean value $(M/L) = 30$ for elliptical galaxies (9 individual cases with values of M/L ranging from 11 to 60) while in the case of pairs he found $M/L = 90$.

6—Fig. 1 shows a diagram relating to absolute magnitude of elliptical galaxies to $\log R_e$ (where R_e is the effective radius in *kpc* as defined by de Vaucouleurs). Table 1 summarizes the data [10]. The diagram shows two parallel sequences with a transition region around $M_p = -19.5$ and $R_e = 2$ *kpc*. Interacting galaxies are only found in this transition region and on the brighter sequence.

7—H. Spinrad [11] has classified elliptical galaxies by luminosity according to their integrated spectra on type D (stellar population dominated by G and K dwarfs) or type G (stellar population dominated by G and K giants). He also notes a relation between his luminosity classes D and G and the total mass or luminosity. Massive ellipticals

Table 1

DATA FOR ELLIPTICAL GALAXIES

NGC	Type	Log R_e	$-M_p$	Log M	Log D	Dates
221	d E2	-0.77	15.7	9.46	2.05	
741	E0	1.01	22.0	12.20	0.45	
750	E _p	0.64	21.6	12.04	0.50	
751	E _p	0.60	21.3	11.98	0.34	VV 189=Interacting galaxy
1316	E _p	0.90	21.8	12.12	0.20	Fornax A
1395	E2	0.57	20.8	11.74	0.41	
1889	E0	0.31	19.3	11.11	0.56	Interacting with NGC1888
2300	E+2	0.31	20.7	11.66	1.66	
3158	E3	0.97	22.2	12.28	0.10	
3193	E2	0.22	19.9	11.23	0.95	
3348	E0	0.64	21.7	12.08	0.54	
3379	E+1	0.17	19.5	10.98	0.85	
3605	E4-5	-0.43	16.9	10.18	1.85	
3608	E2	0.10	18.8	10.93	1.01	
4278	E1-2	-0.17	19.5	11.20	1.07	
4283	E0	-0.21	17.2	10.32	1.33	
4350		0.18	18.1	10.64	0.48	
4365	E3	0.42	20.5	11.61	0.73	
4374	E+1	0.46	20.9	11.76	0.76	
4406	E+3 _p	0.53	20.6	11.98	0.77	
4417		0.21	18.0	10.60	1.60	
4459	SA(r)0 ⁺	0.06	19.9	11.36	1.54	
4472	g E2	0.64	21.5	12.00	0.46	Associated Radio source
4473	E5	0.03	20.2	11.45	1.74	
4486	g E0-1 _p	0.75	21.1	12.42	0.55	Virgo A
4494	E1-2	0.32	19.5	11.20	0.62	
4552	E0	0.23	20.4	11.57	1.26	
4564		0.21	18.1	10.77	0.39	
4621	E	0.48	19.1	11.57	0.51	
4649	E2	0.65	20.9	11.78	0.21	Interacting with NGC4647
4697		0.35	20.0	11.40	0.73	
4889	E4	0.84	22.3	12.32	0.18	
4782		0.38	21.0	>11.49	>0.73	Interacting pair [24]
4783		0.40	20.6	>11.34	>0.52	
5128	S0 _p	0.58	21.3	11.81	0.45	Centaurus A
5557	E1	0.86	21.4	11.97	0.23	
6438 A	S0 _p	0.49	20.0	11.53	0.45	Interacting galaxy
VV 117 A		0.38	19.5	11.40	0.64	Interacting galaxy

* According to de Vaucouleurs

of high luminosity are of type D, while less massive (and then less luminous) ones are of type G. The transition occurs at $M = 10^{11}$ solar masses or at absolute magnitude $M_p = -19.5$.

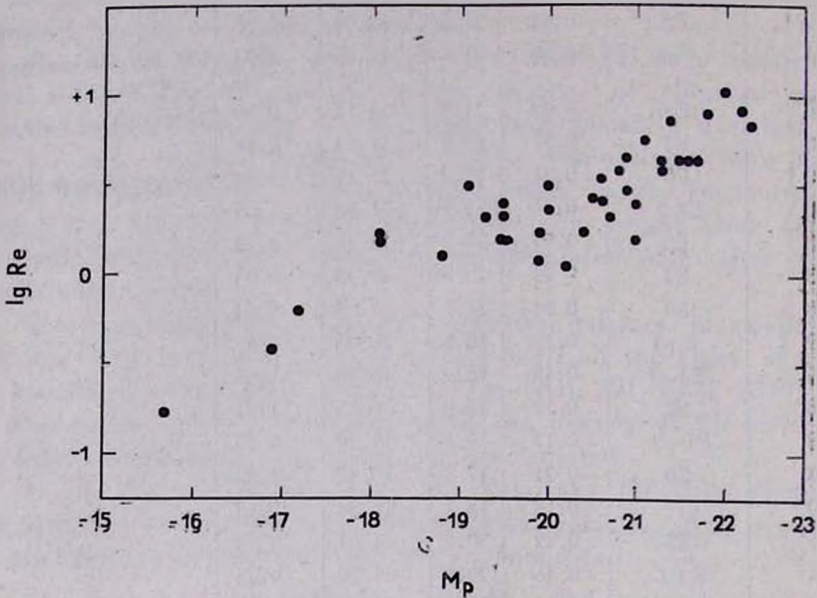


Fig. 1.

8 — The radio emission of elliptic galaxies also shows the existence of two groups. In fact, the radio index for E galaxies of high luminosity has values ranging from -5 to -15 , while those of less luminous ones are close to zero, if there is any radio emission at all. It is well established that the luminosity of radio galaxies is very high, corresponding to $M_p = -20.5 \pm 0.8$ [12–15].

2. *The mass-radius diagram.* Using the data of Table 1 with $M/L = 30$ for all ellipticals, we may compute the masses and plot in the $\log M - \log R_e$ plane, where we recover again, as expected, the two parallel sequences and the transition region of Fig. 1. The slope of both sequences is sensible to the M/L ratio in the sense that Poveda's or Pskovskiy's relationship will give a slope smaller than one, whilst different M/L ratios for each sequence keep the slopes equal to one but change the width of the transition region. We think that this second possibility ($M/L = 10$ or 50 for each sequence) is more in accordance with the apparent discontinuity of properties of elliptical galaxies discussed in the preceding section. Although, as the present evidence

on M/L ratios still is meagre we adopt the mean value $M/L = 30$ as Fish did in his paper [10].

To incorporate the irregulars (Ir I), spirals (S), and SO galaxies in the same diagram we have to convert total dimensions (A), as defined by Holmberg, to effective radi (R_e). We proceed as follows: de

Table 2
DATA FOR AVERAGE TYPES OF GALAXIES

T y p e	log M	log A (pc)	log R_e (kpc)
IrI	9.0	4.03	.31
Sc+	9.7	4.20	.50
Sc-	10.4	4.45	.75
Sb+	11.1	4.58	.88
Sb-	11.2	4.47	.77
Sa	11.2	4.45	.75

Vaucouleurs work on diameters of galaxies [16] gives $\log R_e = \log A - 3.70$ if A is Holmberg's microphotometric diameter in parsec and R_e is the effective radius in kpc. From Holmberg's data [17] given in Table 2, we deduce the average $\log R_e$ for each nebular type; the last column in that table has been calculated in that way.

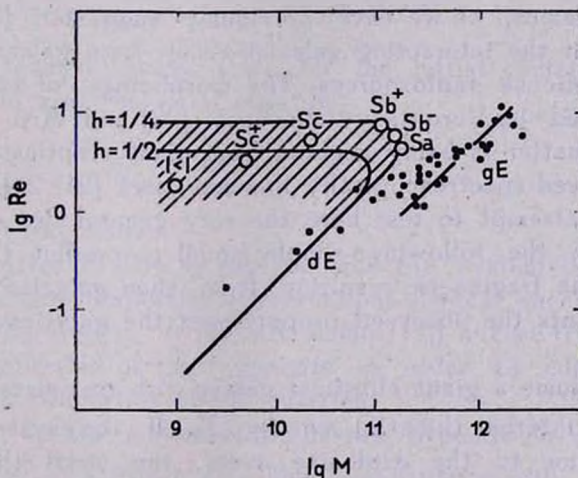


Fig. 2.

Fig. 2 displays the location of all main types in the mass-radius diagram. Irregular and late type spirals seem to follow an approxima-

tely constant R_e sequence. The shaded area suggests qualitatively the dispersion of individual points.

Although the observational evidence for Fig. 2 is scarce, it seems difficult to deny the existence of the sequence of irregulars and spirals joining that of the ellipticals in the transition region. The mass-radius diagram may be affected by selection. However, observational selection by surface brightness affects only the region of large R_e and small masses, just where Irl and Sc+ galaxies lie below the horizontal line $\log R_e = 0.6$, suggesting that the representative points of those galaxies are artificially lowered in the diagram. On the other hand, the intersection of the three sequences is located in the region of the best observed galaxies (high intrinsic luminosity, high surface brightness), not affected by selection effects of this type. The relative number of galaxies on each sequence is strongly affected by selection because the samples are not homogeneous. In particular peculiar galaxies, interacting pairs and radiogalaxies are overrepresented.

3. *Fragmentation of galaxies.* The announcement by H. Arp [18] that interacting galaxies are associated with radio sources raises again the problem of the explosive origin of galaxies as postulated by V. A. Ambartsumian [19].

According to Arp's findings the radio sources associated with the interacting galaxies are farther away than those associated with typical radiogalaxies, as we have previously suggested [20, 21]. That would mean that the interacting galaxies result from galactic explosions observed as intense radiosources. The morphology of such pairs and groups described by Vorontsov-Veliaminov [22] and Arp [23] strongly suggests that matter is being ejected from giant elliptical galaxies, as has been observed spectroscopically in some cases [21, 24].

We shall attempt to test here the very general idea of explosions in galaxies with the following simple model to predict the statistical properties of the fragments resulting from such galactic „mitosis“. It roughly represents the observed properties of the galaxies in the mass-radius diagram.

Let us assume a giant elliptical galaxy with rest mass M_0 , binding energy E_0^B and internal (kinetic) energy T_0 . If the system lies in a steady state prior to the explosive event, the virial theorem gives $T_0 = E_0^B$. After the explosion we assume the system breaks in n fragments with masses M_i , binding energies E_i^B and internal (kinetic) ener-

gies T_i , where $i = 1, 2, \dots, n$. Moreover, let be E_i^B and T_i the interaction and kinetic energies of the system of fragments. After a long enough time, each fragment becomes dynamically stable and we may assume that the virial theorem applies again, $E_i^B = T_i$.

With the foregoing premises we recall the expression for the gravitational mass M of a system not necessarily steady, given by Eddington and Clark [25].

$$Mc^2 = M_0c^2 - E^B + \frac{1}{2} (d^2J/dt^2),$$

where M_0 is the rest mass of the system, c the speed of light and J the momentum of inertia of the configuration relative to the baricentre. Now, as the new configuration after the explosive event is more dispersed than the initial one, the gravitational mass will increase to $M + \mu$ and we shall have

$$E_0^B = \sum E_i^B + E_i^B + \mu c^2 - \frac{1}{2} (d^2J/dt^2)$$

a relationship between the binding energies, the increase of gravitational mass $\mu > 0$, and the second derivative of the momentum of inertia J of the system of fragments. On the other hand, it is possible to write an analogous relationship for kinetic energies, namely

$$T_0 = \sum T_i + T_i + \mu c^2 - (d^2J/dt^2)$$

because of the assumed steady state for the initial configuration and the fragments, and also the virial equation.

$$\frac{1}{2} (d^2J/dt^2) = T_i - E_i^B$$

for the system of fragments.

We do not attempt here to explain why the system prefers fragmentation to complete dispersion (observations suggest such fragmentation processes according to V. Ambartsumian [19]) but we try to predict the statistical properties of the fragments in order to compare them with the observed properties of the galaxies.

The stability of the system of fragments depends on whether μc^2 is smaller than $E_0^B - \sum E_i^B$ or not. This condition readily follows if we notice that E_i^B is negative and d^2J/dt^2 positive for unstable configurations, whilst E_i^B is positive and d^2J/dt^2 is zero for stable configurations.

We are interested in the conditions of the system of fragments a long time after the explosive event, because only then the assumption of steady state for each fragment will be true. Let μ_0 be now the value of μ at that time then we have

$$T_0 = \sum T_i + \mu_0 c^2 + T_1 \quad T_0 - \sum T_i > \mu_0 c^2$$

for stable configurations, and

$$T_0 = \sum T_i + \mu_0 c^2 - 3T_1 \quad T_0 - \sum T_i < \mu_0 c^2$$

for unstable groups of fragments $\mu_0 c^2$ is the energy radiated when the core of the giant elliptical galaxy collapses causing the other parts to explode.

If we introduce the average values of T_i and M_i through

$$nT = \sum T_i \quad nM = \sum M_i = M_0$$

the preceding Eqs. become

$$T_0/M_0 = T/M + (\mu_0/M_0) c^2 + T_1/M_0 \quad (1a)$$

$$T_0/M_0 = T/M + (\mu_0/M_0) c^2 - 3T_1/M_0 \quad (1b)$$

and we arrive at the following picture: a massive elliptical galaxy becomes unstable when its core implodes radiating a large pulse of energy and the decrease of binding energy causes (by hypothesis) the breaking of the parent galaxy in several fragments. The system formed by these fragments may be stable or not, depending on the intensity of the process. In both cases there exists a relationship between the parameters characteristic of the initial and final configurations (1) and several conclusions can be drawn from it, as we shall see in the following section.

4. *Interpretation of the mass-radius diagram.* Some fragments resulting from the explosion will be endowed with rotational besides random motions, and the kinetic energy T will contain contributions from both kind of motions. Let now k be the probability a fragment has to be endowed with only random motions in the fragmentation process, the average kinetic energy will be roughly given by

$$2(T/M) = pGM/R + (1 - k) \omega^2 R^2$$

where M , R , ω , are the mass, effective radius and angular velocity of the average fragment, p is a number of the order of unity. We think k is a statistical property of the fragmentation process and consequently

a constant for a large sample, so we may define an effective angular velocity through $\omega_0^2 = (1 - k) \omega^2$ for the average fragment. As we have assumed the parent galaxy to be a giant elliptical, we have $2T_0 = \rho GM_0^2/R_0$ and (1) becomes

$$m/r + h^2 r^2 = 1 - q_c \quad (2)$$

after introducing the non-dimensional variables

$$m = M/M_0, \quad r = R/R_0, \quad h^2 = \omega_0^2 R_0^3 / \rho GM, \quad r_1 = R_1/R_0, \\ q = 2(\mu_0/M_0) c^2 R_0 / \rho GM_0, \quad s^2 = 2T_1 R_0 / \rho GM_0^2$$

and defining

$$(3) \quad q_c = q + 1/r_1 \text{ (stable system) or } q_c = q - 3s^2 \text{ (unstable systems).}$$

R_1 is the mean radius of the system of fragments in the stable case.

Eq. (2) allows us to give an interpretation of the mass-radius diagram. In fact, when r is smaller than unity we get a family of straight lines $m = (1 - q_c) \cdot r$ depending on q_c as a parameter, whilst for small m and large r we have $r^2 = (1 - q_c)/h^2$ and the effective radius is independent of the mass. We think the two cases just considered correspond to the dwarf elliptical and spiral sequences respectively. Dwarf ellipticals have small radii (which also means small angular momenta per unit of mass $h \cdot r^2$) and appear on a line $M/R = C$ in Fig. 2. Moreover, as $M/R = C_0$ for giant ellipticals, we have from the same figure $C = 0.25 C_0$, from where results $q_c = 0.75$. On the other hand, the irregular and spirals sequence runs roughly at $\log R_e = 0.6$ in Fig. 2, as we would expect for galaxies with large R_e and large angular momentum per unit of mass hr^2 .

The use of Fig. 2 together with Eqs. (2) and (3) and the preceding interpretation of the mass radius diagram allows us to make some crude estimations of the parameters of the model. According to it, dwarf ellipticals, irregulars and spirals are the result of the fragmentation of giant elliptical galaxies. Each explosive event is not necessarily identical with others, of course, and the distribution of fragments in the mass-radius diagram is a composite of many events.

The velocity dispersion for stars in a giant elliptical galaxy is

$$\sigma_0^2 = GM_0/3.11 R_0 = GC_0/3.11 = (522 \text{ km/sec})^2$$

as $p = 1/3.11$ according to Poveda [26]. The critical value of μ_0/M_0 which separates stable from unstable configurations of fragments is given by

$$\mu_c/M_0 = \frac{1}{2} q_0 (\sigma_0/c)^2 = 10^{-6}$$

as $q_c = 0.75$. For a large giant elliptical galaxy, $M_0 = 2.5 \cdot 10^{12}$ solar masses and the critical mass of the core becomes $\mu_c = 2.5 \cdot 10^6$ suns. This result means that explosive events like those in strong radio-sources lead to unstable systems of galaxies, because the mass-equivalent of the energy released is $10^7 - 10^8$ solar masses, much larger than the stability limit. This kind of event is only possible with a negative mass defect in the final state, the fragmentation being responsible for it, as noticed by Zeldovich and Novikov [27]. Explosions with energy releases smaller than the critical value lead to stable configurations of galaxies, the virial theorem applies, and $s^2 = 1/r_1 = q_0 - q$. The stronger the event is, the larger is the dimension of the stable configuration.

Fig. 2 shows that the curves (2) with $h = \frac{1}{2}, \frac{1}{4}$ approximate reasonable well the sequence of spirals and irregulars. A rough value of the rotation periods may be obtained from $P = 2\pi/\omega_0 = (R_0/h\sigma_0) = 3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^8$ years, the spread coming both from the possible range of values of R_0 and h . The figures we found agree well with the periods of many galaxies of several types given by N. U. Mayall [28].

We now notice that [2] does not represent points with masses larger than $(0.24/h)(1 - q_0)^{1/2}$ so that for values of M larger than about $3 - 8 \cdot 10^{11}$ suns we cannot be sure of the stability of the fragments themselves: it is precisely here, in the transition region, where interacting pairs of galaxies are located, as we saw in sections 1 and 2.

The energy released in strong explosive events is equivalent to $q = 4$ to 40 so that the velocity dispersion in unstable groups should be of the order of

$$\sigma_1^2 = s^2 \sigma_0^2 = (1/3) \cdot (q - q_0) \sigma_0^2 = (540 - 1900 \text{ km/sec})^2$$

while the mean square velocity in the radial direction amounts to

$$\sigma_r^2 = (1/3) \sigma_1^2 = (300 - 1100 \text{ km/sec})^2.$$

For stable groups we have to consider separately tight and loose configurations. Let us call loose a group of galaxies with r_1 larger than, say, 10; we have

$$\sigma_r^2 < \sigma_0^2/10 = (170 \text{ km/sec})^2 \text{ and } \sigma_1^2 < (km/sec)^2$$

for loose groups, and otherwise for the tight ones.

The preceding figures suggest that galaxies in the field were originated in unstable groups, out of explosions not too much larger than the stability threshold q_c . In fact, the mean square peculiar radial velocity is of the order 200 km/sec after Hubble [29] and also is coincident with the value derived by G. de Vaucouleurs [30] for the velocity dispersion in loose groups in the Metagalaxy. Both figures are over the upper limit given above for loose groups. On the other hand, tight groups of galaxies with their high velocity dispersions cannot be told if stables or not through this procedure.

Summing up, we may say that the fragmentation model for galaxies describes qualitatively well the main features of the mass-radius diagram, allows the estimation of the critical mass of the collapsing core which separates the explosive events leading to unstable configurations of fragments from the stable ones, the velocity dispersion in both cases, the rotation periods of spirals and irregular galaxies, and throws some light about the origin of the instability of loose groups of galaxies.

Observatorio Astronómico,
Córdoba, Argentina

ОБ ОБРАЗОВАНИИ ГАЛАКТИК ПУТЕМ: ФРАГМЕНТАЦИИ

Л. СЕРСИК

Обсуждается наблюдательное свидетельство существования двух видов эллиптических галактик. Распределение галактик на диаграмме масса-радиус интерпретируется как результат фрагментации эллиптических галактик больших масс. Строится модель, описывающая основные свойства галактик образующихся вследствие взрывных процессов и показано, что она находится в довольно хорошем согласии с наблюдениями. Обсуждаются также свойства неустойчивых групп галактик и скоплений.

REFERENCES

1. *S. van den Bergh*, Z. f. Astrophys., 52, 219, 1961.
2. *G. O. Abell*, Ap. J., 140, 1624, 1964.
3. *G. O. Abell*, IAU Symposium № 16, 213, 1952.
4. *W. C. Baum*, Publ. A. S. P., 71, 106, 1959.
5. *G. de Vaucouleurs*, Ap. J., Suppl. ser., № 5, 233, 1961.
6. *A. Fish*, A. J., 68, 72, 1963.
7. *A. Poveda*, A. J., 124, 910, 1951.

8. *Yu. Pskovsky*, *Astr. Zhurnal*, 42, 323, 1965.
9. *T. L. Page*, *Smithsonian Special Report* № 195, 1965.
10. *A. Fish*, *Ap. J.*, 239, 184, 1964.
11. *H. Spinrad*, *Ap. J.*, 135, 715, 1962.
12. *B. Hanbury Brown*, *C. Hazard*, *M. N.*, 122, 479, 1961; 123, 279, 1961.
13. *R. J. Long*, *D. R. Marks*, *M. N.*, 122, 61, 1961.
14. *P. Maltby*, *T. A. Matthews*, *A. J. Moffet*, *Ap. J.*, 137, 1963.
15. *R. C. Poeder*, *G. C. McVittie*, *Ap. J.*, 138, 899, 1963.
16. *G. de Vaucouleurs*, *Ann. Obs.*, Houga, II, 1959.
17. *E. Holmberg*, *Medd. Lund. Obs.* II, 148, 1964.
18. *H. Arp*, *Science*, 151, 1214, 1966.
19. *V. A. Ambartsumian*, *Solvay Conference Report*. Stoops, Bruxelles, 1958.
20. *J. L. Sérsic*, *Z. f. Astrophys.* 64, 202, 1966.
21. *J. L. Sérsic*, *Rev. Univ. Nac. Córdoba*; II, 4, 215, 1961.
22. *V. Vorontzov-Velamitnov*, *Morphological Atlas of Galaxies*, Moscow, 1962.
23. *H. Arp*, *Atlas of Peculiar Galaxies*, Cal. Inst., 1966.
24. *E. M. Burbidge*, *G. R. Burbidge*, *Ap. J.*, 142, 1361, 1965.
25. *A. S. Eddington*, *G. L. Clark*, *Proc. Roy. Soc. A* 166, 465, 1938.
26. *A. Poveda*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 17, 3, 1958.
27. *Ya. Zeldovich*, *I. D. Novikov*, *Uspekhi Fiz. Nauk*, 84, 377, 1965.
28. *E. Hubble*, *The Realm of the Nebulae*, Yale University Press, 1938.
29. *N. U. Mayall*, *Ann. d'Astrophys.*, 45, 344, 1960.
30. *G. de Vaucouleurs*, *Stars and Stellar Systems*, Ch. 17. (in press).

ОДИНОЧНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ В
ОКРЕСТНОСТЯХ ГАЛАКТИК

Г. М. ТОВМАСЯН

Поступила 12 октября 1967

Получены свидетельства в пользу того, что в окрестностях нормальных спиральных галактик имеются физически связанные с ними одиночные радиоисточники. Среднее расстояние радиоисточников от соответствующих галактик около 30—40 кпс. Спектральные индексы некоторых из этих радиоспутников имеют характерный излом в дециметровой области длин волн. В окрестностях более далеких скоплений галактик аналогичного повышения плотности радиоисточников не обнаружено.

Известно, что многие из радиоисточников, отождествленных с радиогалактиками, являются двойными. В большинстве таких случаев отождествление стало возможным из-за симметричного расположения компонентов относительно родительской галактики. По общепризнанному теперь представлению эти радиоисточники являются результатом активности ядер галактик [1—3], приведшей к взрывам с симметричным выбросом облаков релятивистских электронов. Известно, что возможны также и однонаправленные взрывы, как в случае NGC 4486. В работах [4, 5] сообщается об обнаружении нескольких радиоисточников в окрестностях исследованных 9 галактик и высказывается предположение о связи этих радиоисточников с соответствующими галактиками. При этом нет указаний на симметричное расположение обнаруженных радиоисточников относительно галактик. Об обнаружении целого роя радиоисточников вокруг M 31 сообщается в работе [6].

Все это стимулировало проведение поисков радиоисточников в окрестностях 272 галактик, результаты наблюдений которых были представлены в работах [7—9].

Все 272 в основном спиральные галактики были наблюдаемы на частоте 1410 мц. Радиоизлучение было обнаружено от 52 из них. Обнаруженный радиоисточник считался отождествленным с исследуе-

мой галактикой, если его координаты отличались не более 1.5—2.0 от координат соответствующей галактики.

Наблюдения были проведены с помощью 64-метрового радиотелескопа Австралийской Национальной Радиоастрономической обсерватории в Парксе в 1965 г. Диаграмма радиотелескопа 14'. Некоторые из галактик, близ положений которых были обнаружены радиоисточники, были наблюдаемы затем на частоте 2650 мц с помощью того же радиотелескопа (диаграмма 7.5) и на частоте 408 мц с помощью плеча восток-запад крестообразного радиотелескопа (диаграмма $1.5 \times 4^\circ$) Радиоастрономической обсерватории Молонгло Сиднейского университета (Австралия).

Чувствительность установок позволяла уверенно записывать радиоисточники с плотностью потока, равной 0.2 ед. потока (1 ед. потока = 10^{-26} ватт м⁻² цу⁻¹) на частотах 1410 и 2650 мц и 1.0 ед. потока — на частоте 408 мц. С помощью наблюдений на частотах 2650 и 408 мц уточнялись координаты обнаруженных источников, а также определялся их спектр.

Поиск производился в полосе по склонению, имеющей протяженность в $\pm 30'$ от положения исследуемой галактики. Это обусловлено тем, что при наблюдениях вначале производилось сканирование по склонению через положение каждой исследуемой галактики. Полная длина сканов обычно была не меньше 70—80'. Сканирование по прямому восхождению производилось в основном только в тех случаях, когда при сканировании по склонению в непосредственной близости от положения наблюдаемой галактики обнаруживался радиоисточник. Ширина полосы условно определяется диаграммой направленности радиотелескопа. В результате было обнаружено 66 радиоисточников в дополнение к тем 52 радиоисточникам, которые ранее уже были отождествлены непосредственно с самими галактиками. При подсчете учитывались только те радиоисточники, которые отчетливо видны на двух или более записях и потоки которых не меньше 0.3 ед. потока на 1410 мц. При этом потоки некоторых радиоисточников могут быть больше, чем определенные по записям значения, потому что из-за возможного отличия их прямых восхождений от прямых восхождений соответствующих галактик, они могли быть записаны не центральной частью диаграммы антенны. Это в основном относится к радиоисточникам, смещенным по склонению больше, чем на 10' от соответствующих галактик, поскольку для более близких радиоисточников определены обе координаты и тем самым измерены их действительные потоки.

Гистограмма распределения обнаруженных радиоисточников в зависимости от углового расстояния по склонению от соответствующих

галактик показана на рис. 1. В ней по оси ординат отложены логарифмы чисел радиоисточников, приходящихся на каждый интервал расстояния, пересчитанные на площадку в 10^5 кв. минут. Штриховкой показаны расположенные в пределах $\pm 2'$ от центров галактик и непо-

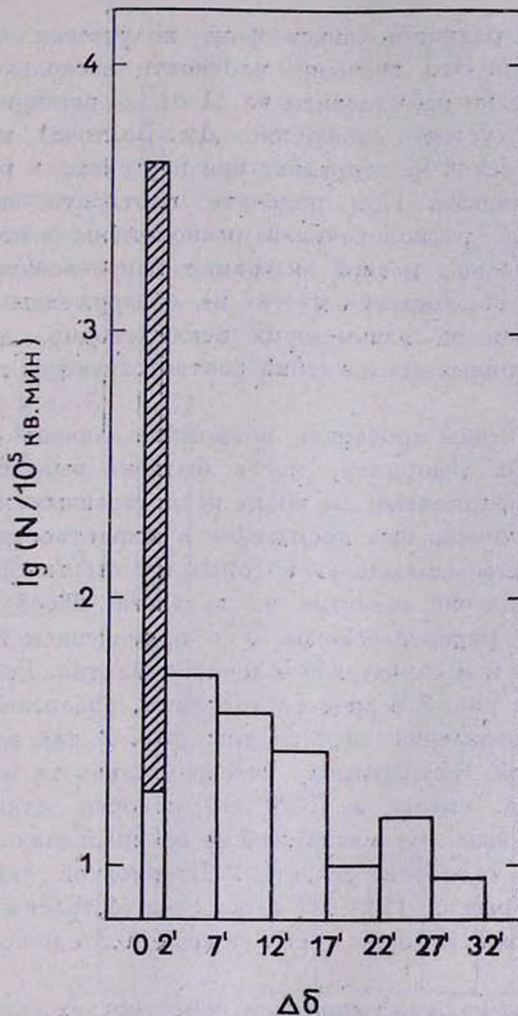


Рис. 1.

средственно отождествленные с ними радиоисточники. Из гистограммы видно, что плотность радиоисточников уменьшается довольно равномерно при удалении от галактик до расстояний примерно в $15'$, после

чего остается постоянной. Отсюда следует, что многие из радиоисточников, расположенных на расстояниях до $15'$ от соответствующих галактик, являются объектами, физически связанными с ними, то есть являются их радиоспутниками. Радиоисточники, расположенные дальше $15'$ от галактик, являются, по всей видимости, радиоисточниками фона.

Плотность радиоисточников фона получается при этом равной 1200 на стерадиан. Это значение плотности несколько меньше значения, полученного по наблюдениям на 11 см с помощью парковского радиотелескопа (устное сообщение Дж. Болтона) и равного около 1600 радиоисточников на стерадиан при пересчете к рассматриваемым нами радиоисточникам. При подсчете плотности нами полагалось, что обнаруженные радиоисточники расположены в полосе с шириной в $15'$, приблизительно равной диаграмме направленности антенны (измерения прямых восхождений многих из обнаруженных источников показывают, что они, за одним-двумя исключениями, действительно не отличаются от прямых восхождений соответствующих галактик больше, чем на $7'$).

Для того, чтобы проверить возможное влияние селекции наблюдательных данных (например, могла быть не выявлена часть радиоисточников, расположенных на краях исследованных полос), такой же поиск радиоисточников был произведен в окрестностях скоплений галактик, результаты наблюдений которых изложены в работах [10, 11]. Наблюдения скоплений галактик из каталога Эйбелла [12] произведены на тех же радиотелескопах и с применением той же методики наблюдений, что и в случае наблюдений галактик. Результаты поиска представлены на рис. 2 в виде гистограммы, аналогичной гистограмме рис. 1. При составлении гистограммы рис. 2, так же, как и при составлении первой гистограммы, учтены только те радиоисточники с потоком >0.3 ед. потока на 1410 мц , которые отчетливо видны на записях, полученных при сканировании по склонению через центр соответствующего скопления галактик. Штриховкой указаны те радиоисточники, которые в [10, 11] были отождествлены со скоплениями галактик и потоки которых также больше 0.3 ед. потока на частоте 1410 мц .

Гистограмма радиоисточников в окрестностях скоплений галактик заметным образом отличается от гистограммы радиоисточников у близких индивидуальных галактик. В первом случае плотность радиоисточников в окрестностях галактик падает довольно медленно с удалением от них, и радиоисточники одного только фона наблюдаются на расстояниях от галактик, превышающих $15\text{--}20'$. В случае скоплений галактик плотность радиоисточников в их окрестностях резко падает

до значения плотности фона практически уже за пределами области в 5—7' от центров скоплений галактик. Отсюда следует, что связанные со скоплениями галактик радиоисточники расположены не далее

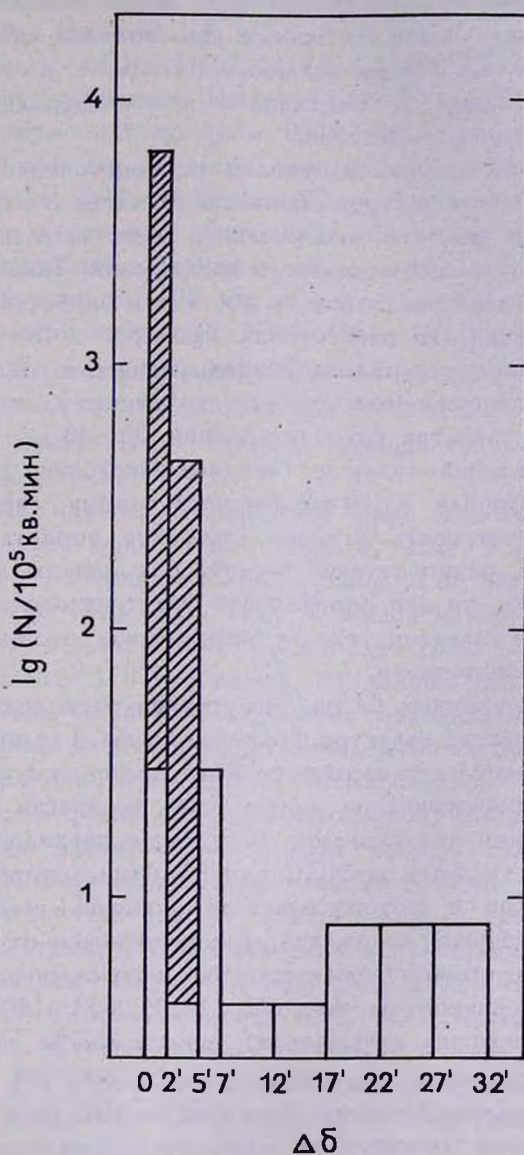


Рис. 2.

5—7' от центров скоплений. Плотность радиоисточников фона оказывается равной 750 радиоисточников на стерадиан. Большее значение

плотности фона, полученное по наблюдениям галактик, объясняется, возможно, тем, что небольшое число связанных с галактиками радиоисточников имеется и на расстояниях, больших, чем $20'$. Тот факт, что значение плотности фона у нас получается меньше, чем вообще плотность радиоисточников по данным Дж. Болтона, объясняется тем, что при подсчете фона нами исключено большое количество радиоисточников, находящихся в положениях или непосредственных окрестностях исследованных объектов.

Различный ход падения плотности радиоисточников с удалением от центров галактик и центров скоплений галактик с определенностью свидетельствует о том, что это различие действительно и не обусловлено результатом избирательности наблюдений. Таким образом, проведенное исследование указывает на то, что в окрестностях обычных спиральных галактик, на расстояниях примерно в $15-20'$ от их центров, имеются одиночные радиоспутники, физически связанные с ними.

Линейное смещение обнаруженных спутников-радиоисточников от соответствующих галактик равно в среднем $35-40$ *кпс*. В случае исследованных скоплений галактик (среднее расстояние около 420 *млс* при постоянной Хаббла в 100 *км/сек/млс*) такому линейному смещению будет соответствовать угловое смещение порядка 0.3 . Так что если аналогичные радиоспутники будут и у центральных галактик скоплений галактик, то они определенно будут находиться в пределах тех $5'$ от центров галактик, где и обнаружены отождествленные со скоплениями радиоисточники.

Список обнаруженных 43 радиоспутников, расположенных не далее $15'$ от соответствующих галактик, приведен в табл. 1 (в приложении). Исходя из определенной выше плотности фона, можно полагать, что только $5-6$ из этих радиоисточников могут быть физически не связанными с соответствующими галактиками. В таблице последовательно представлены: номера галактик по NGC или IC, близ которых обнаружены радиоисточники; тип и фотографическая величина галактик, координаты галактик; смещения положений радиоисточников от соответствующих галактик по прямому восхождению и по склонению; плотности потоков радиоисточников на частотах 1410 , 2650 и 408 *мц* (в скобках указано количество наблюдений); спектральные индексы радиоисточников, определяемые из соотношения $S \sim f^{-\alpha}$. В таблицу включены также два радиоисточника близ NGC 4105 (или NGC 4106) и NGC 5360, смещение которых по прямому восхождению неизвестно, поскольку сканирование произведено только по склонению. Однако можно полагать, что эти источники, как и большинство остальных, не могут быть расположены дальше, чем $7'$ (половина диаграммы) по прямому восхождению.

Четыре из радиоисточников, приведенных в табл. 1 (близ NGC 157, 1417, 3351 и 4753) наблюдаются также Д. С. Хишеном и С. Р. Вейдом [13], однако в основном из-за неточного определения склонений этих источников они были непосредственно отождествлены ими с соответствующими галактиками.

Два источника — близ NGC 1417 и NGC 3367 — имеются в каталоге 4С [14] под номерами 04.11 и 14.37. Первый из этих источников зарегистрирован под номером 0339—04 также и в парковском каталоге [15]. В том же каталоге под номером 0912—16 имеется и источник близ NGC 2811. Источник 4С—01.11 имеет то же прямое восхождение, что и источник близ NGC 936, однако находится на $9'$ к северу. По нашим наблюдениям на этом месте нет радиоисточника.

По наблюдениям на 408 мц удалось измерить размеры двух источников. Это источники близ NGC 936 и NGC 1417. Их размеры оказались равными соответственно 1.9 и 2.5 по прямому восхождению. Все остальные источники не разрешены. Это значит, что размеры тех из них, которые измерены на 408 мц, меньше 0.5, а размеры остальных не превышают 3—5'.

Спектральные индексы определены нами для 16 из обнаруженных источников. Они приведены в табл. 1. Для 9 источников измерения относятся к интервалу 408—2650 мц. Для остальных 7 источников — к интервалу 1410—2650 мц. Большой интерес представляют спектры двух источников, расположенных близ NGC 1417 и NGC 3367. Их потоки на частоте 178 мц равны (по данным 4С) соответственно 2.8 и 3.0 ед. потока. Использование этих значений показывает, что спектры упомянутых источников, представленные на рис. 3, сильно загибаются на более длинных волнах*. Возможно, что такой вид спектра является характерным для радиоисточников, связанных с нормальными галактиками. Действительно, хотя вообще только небольшое число источников имеет сильно искривленный спектр, таким спектром обладают два источника нашего списка. Еще о трех источниках с искривленным спектром, отождествленных с галактиками, сообщается в [16]. Это источники 0045—25 (NGC 253), 1302—49 (NGC 4945) и 2048—57 (IC 5063). Таков и спектр NGC 3067, построенный по данным обзора [13] и 4С. Излом имеется также в спектре радиоисточника близ NGC 175 (0032—20 [16]), отстоящего от галактики дальше, чем $15'$ и потому не включенного в табл. 1. Спектры всех упомяну-

* Пунктирной линией представлен спектр источника близ NGC 1417 по данным парковского каталога. Большое различие потока на частоте 1410 мц (в 1.6 раза) вряд ли обусловлено ошибками измерений и, может быть, является результатом переменности этого источника в дециметровом диапазоне длин волн.

тых источников приведены на рис. 3. Таким же спектром с положительной кривизной обладают, по-видимому, и некоторые другие из отождествляемых с галактиками источников (из списка [13]) или находящихся в их окрестностях (из табл. 1 данной работы). Судя по их спектру, определенному для интервала 1400—750 мц или для интервалов 2650—1410—408 мц, и значению потоков на этих частотах, можно было ожидать, что эти источники должны быть включены в каталог 4С, наиболее слабые источники в котором имеют поток в 2 ед. потока. В табл. 2 приведено несколько таких источников, где даны спектральные индексы этих источников для соответствующих интервалов и ожидаемый при таком спектре поток на частоте 178 мц.

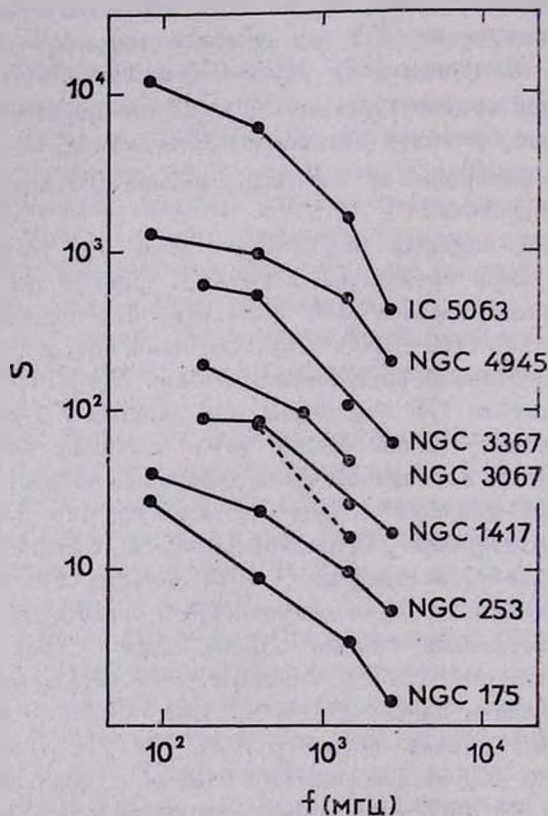


Рис. 3.

Затем, исходя из того, что эти источники отсутствуют в каталоге 4С и, следовательно, их потоки на этой частоте меньше 2 ед. потока, подсчитана верхняя граница спектрального индекса для длинноволновой области спектра. Мы видим, что для того, чтобы объяснить от-

№ № п/п	NGC IC*	α (1950)	δ (1950)	Тип	m_{PK}	$\Delta\alpha'$	$\Delta\delta'$	Плотность потока (10^{-26} ватт·м $^{-2}$ Гц $^{-1}$)			α
								S_{1410}	S_{2650}	S_{408}	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	157	00 ^h 32 ^m 3	-08° 40'	Sc	11 ^m .4	+ 2'	- 5'	0.5 (8)	0.3 (4)	<1.0 (1)	0.8
2	428	01 10.4	00 43	Sc	11.8	+ 9	+ 9	0.5 (4)	—	—	
3	685	01 45.9	-53 02	SBc	12.6	0	- 9	0.4 (6)	0.3 (6)	<1.0 (1)	0.5
4	{ 936 941	02 25.1	-01 22	SBa	11.2	+ 7	- 6	0.7 (4)	0.4 (4)	1.7 (1)	0.8
		02 26.0	-01 22	SBc	13.0	- 7	- 6				
5	1249	03 08.6	-53 32	SBc	12.0	- 3	- 1	0.3 (5)	<0.2 (5)	<1.0 (1)	
6	1291	03 15.5	-41 17	SBO	10.2	- 2	- 4	0.3 (4)	0.2 (8)	1.1 (1)	0.8
7	1302	03 17.7	-26 14	Sa	11.8	- 2	+ 5	0.4 (8)	<0.2 (2)	<1.0 (1)	
8	1380	03 34.6	-35 09	Sa	11.6	- 2	- 5	0.3 (6)	<0.2 (4)	—	
9	1380	03 34.6	-35 09	Sa	11.6	- 4	- 2	0.3 (5)	<0.2 (3)	—	
10	1417	03 39.5	-04 52	Sb	12.8	+ 2	+ 7	0.8 (6)	0.5 (4)	2.5 (1)	0.8—0.2
11	1533	04 08.8	-56 15	SBO	12.2	- 3	+ 8	0.4 (4)	—	—	
12	1543	04 11.7	-57 52	SBO	11.9	- 8	- 4	0.7 (5)	—	—	
13	1637	04 38.9	-02 56	Sc	11.5	+ 7	- 5	0.3 (6)	—	1.2 (1)	0.7
14	2811	09 13.9	-16 06	Sa	12.8	-14	-13	0.8 (7)	0.4**	2.7**	1.0
15	2835	09 15.7	-22 08	Sc	11.4	+ 9	-13	0.8 (6)	—	—	
16	2983	09 41.3	-20 15	SBa	12.8	+ 1	+10	0.6 (6)	—	—	
17	3351	10 41.3	11 58	SBb	11.0	+ 5	+ 3	0.4 (8)	0.2 (7)	1.2 (1)	1.0
18	3367	10 44.0	14 01	SBc	12.4	- 1.5	+ 3	0.5 (8)	0.3 (8)	2.5 (2)	1.0—0.3
19	3955	11 51.5	-22 54	IO	13.0	0	+ 8	0.4 (7)	—	—	
20	{ 4106 4105	12 04.2	-29 31	SBO	12.7	—	+10	>0.4 (3)	—	—	
		12 04.1	-29 30	E3	12.3	—	+ 9				

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
21	4435	12 25.3	13 21	SBO	12.2	- 1	- 7	0.4 (4)	-	<1.0 (1)	
22	{4477	12 27.6	13 55	SBO	11.8	+ 2	-10	1.1 (3)	-	-	
	<4479	12 27.8	13 51	SBO	13.9	- 1	- 6				
	{4473	12 27.3	13 42	E5	11.8	+ 6	+ 3				
23	4548	12 32.9	14 46	SBb	11.5	- 1	+12	0.3 (5)	-	-	
24	4753	12 49.8	-00 55	SO _p	10.8	0	- 8	0.4 (5)	0.2 (5)	-	1.1
25	4902	12 58.3	-14 15	SBb	11.8	+ 5	- 6	0.4 (4)	-	-	
26	5360	13 53.1	05 16	IO	-	-	+ 8	>0.3 (3)	-	<1.0 (2)	
27	5364	13 53.7	05 15	Sc	12.2	+12	+ 5	0.4 (4)	-	<1.0 (2)	
28	4662*	17 42.1	-64 39	Irr	12.0	-11	- 9	0.6 (4)	-	-	
29	6574	18 09.5	14 58	Sb	13.3	+ 3	+ 7	0.3 (7)	>0.2 (4)	-	
30	4710*	18 23.5	-67 01	SBc	12.3	- 4	- 5	0.5 (9)	0.3 (5)	-	0.8
31	6674	18 36.5	25 20	SBb	13.2	+ 7	- 9	0.3 (8)	-	-	
32	6753	19 07.2	-57 08	SBO	12.1	- 2	- 3	0.3 (3)	>0.2 (2)	-	
33	6970	20 48.6	-48 59	SBa	13.4	- 2	- 8	0.3 (6)	-	-	
34	{4837*	19 11.3	-54 46	SBc	12.8	+ 3	- 3	0.5 (4)	0.3 (4)	1.0 (2)	0.7
	{4839*	19 11.5	-54 43	SBb	-	+ 1	- 6				
35	7070A	21 27.6	-43 01	IO	-	+ 2	+ 9	0.3 (8)	-	-	
36	7252	22 18.0	-24 56	SO	13.1	- 3	-13	1.4 (4)	-	-	
37	7329	22 37.0	-66 44	SBb	12.4	- 2	- 6	0.4 (4)	-	-	
38	7332	22 35.0	23 32	SO	12.5	- 3	+15	0.5 (5)	0.3 (2)	-	0.5
39	7582	23 15.8	-42 38	SBb	12.0	- 7	+ 7	0.6 (1)	0.3 (4)	<1.0 (1)	1.1
40	{7599	23 16.7	-42 32	SBc	12.1	- 2	+ 9	1.5 (3)	1.0 (4)	-	0.6
	{7590	23 16.3	-42 31		12.4	+ 2	+ 8				
41	7716	23 33.9	00 01	Sb	13.2	- 4	-14	0.4 (5)	-	-	
42	7764	23 48.4	-41 01	SBc	13.0	- 1	+ 4	0.3 (5)	<0.2 (6)	1.1 (1)	0.7
43	7769	23 48.5	19 52	Sc	13.0	+ 5	0	0.3 (4)	-	-	

** Данные по [15].

сутствие этих источников в каталоге 4С, мы должны допустить резкое уменьшение значения спектрального индекса для них. Для двух из них даже получается отрицательный спектральный индекс.

Здесь следует заметить, что ожидаемый поток на частоте 178 мк для источников из [13] должен получиться несколько выше, поскольку для этих источников за значение потоков принимались значения пиковых отклонений D , приводимые в работе [13], которые обычно несколько меньше потоков. Это последнее обстоятельство выясняется при сопоставлении пиковых отклонений D некоторых источников из списка [13] с потоками тех же источников, наблюдаемых другими авторами [5, 7, 9, 15, 17].

Таблица 2

NGC	Тип	m_{pg}	α	S_{178} ожидаем.	α'	$\Delta\alpha$
891	Sb	10.8	0.9	5.0	0.25	>0.65
936	SBa	11.2	0.8	4.9	0.2	>0.6
3351	SBb	11.0	1.1	2.9	0.6	>0.5
3521	Sb	10.1	1.0	4.3	0.4	>0.6
3628	Sb	10.2	1.1*	3.8	0.6	>0.5
			0.9	4.3	0.3	>0.6
4449	II	9.9	1.0	4.3	0.4	>0.6
4579	Sb	10.3	1.2	6.7	0.4	>0.8
4753	S	10.8	1.1	5.0	0.3	>0.8
5194	Sc	8.9	0.8	7.7	-0.15	>0.95
6946	Sc	9.7	0.8	7.1	-0.15	>0.95
7331	Sb	10.3	1.1	4.7	0.5	>0.6

* Согласно [13].

Таким образом, кажется, что радиоисточники, связанные со спиральными галактиками, действительно имеют сильно искривленный спектр, чем и объясняется, возможно, отсутствие многих из этих источников в каталоге 4С и в парковских каталогах [15—17], где основной обзор источников сделан на длине волны 73.5 см.

Таким образом, проведенное исследование показало, что радиоисточники, связанные с некоторыми галактиками (в основном спиральными), могут находиться вне этих галактик на расстояниях, примерно от 10 до 1000 клс от их центров. Если полагать, что эти радиоисточники являются результатом взрывных процессов в ядрах галактик, то здесь мы встречаемся с фактом одиночных выбросов, в отличие от известных симметричных выбросов в случае радиогалактик. Конечно,

не исключается предположение, что второй компонент был, но быстро ослаб в радиочастотах. Этот факт заставляет по-иному смотреть на проблему неотожествленных источников. Некоторая их часть может быть связана со сравнительно яркими галактиками. Однако непосредственное отождествление в таком случае сделать трудно из-за заметного расхождения координат обоих объектов и отсутствия такого очевидного признака, как симметричное расположение двойных радиоисточников относительно родительской галактики.

В заключение автор выражает глубокую признательность Е. Дж. Боуэну и Дж. Г. Болтону за предоставление возможности наблюдений в Парксе и проф. Б. Я. Миллсу—за предоставление возможности наблюдений в Молонгло.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SINGLE RADIO SOURCES IN THE VICINITY OF GALAXIES

H. M. TOVMASSIAN

Evidence has been obtained in favour of the existence of single radio sources in the vicinity of normal spiral galaxies which are physically connected with them. The mean distance of radio sources from parent galaxies are about 30—40 kps. The spectral indices of some of these radio satellites have characteristic cut-off in the range of decimetric wavelengths. In the vicinity of distant clusters of galaxies a similar increase of the density of radio sources is not detected.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 9, 23, 1956.
2. V. A. Ambartsumian, Solvay Conf. Rep., Brussels, 1958.
3. V. A. Ambartsumian, Transactions of IAU NB., 11 B, 145, 1962.
4. M. L. de Jong, Ap. J., 142, 1333, 1965.
5. M. L. de Jong, Ap. J., 144, 553, 1966.
6. J. D. Kraus, Nature, 207, 587, 1965.
7. H. M. Tovmassian, Austr. J. Phys., 19, 565, 1966.
8. H. M. Tovmassian, Austr. J. Phys., 19, 883, 1966.
9. H. M. Tovmassian, Austr. J. Phys., (в печати).
10. H. M. Tovmassian, I. G. Moiseev, Austr. J. Phys., (в печати).
11. H. M. Tovmassian, I. G. Moiseev, Austr. J. Phys., (в печати).
12. G. O. Abell, Ap. J., Suppl., 3, 211, 1958.
13. D. S. Heeschen, G. M. Wade, A. J., 69, 277, 1964.
14. F. R. Gower, P. F. Scott, D. Wills, Memoirs Roy. Astr. Soc., 71, 49, 1967.
15. A. J. Shimmins, G. A. Day, R. D. Ekers, D. J. Cole, Austr. J. Phys., 19, 837, 1966.
16. J. G. Bolton, F. F. Gardner, M. B. Mackey, Austr. J. Phys., 17, 340, 1964.
17. G. A. Day, A. J. Shimmins, R. D. Ekers, D. J. Cole, Austr. J. Phys., 19, 35, 1966.

НАБЛЮДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ
НА ЧАСТОТЕ 60 мцА. М. АСЛАНЯН, Р. Д. ДАГКЕСАМАНСКИЙ, В. Н. КОЖУХОВ,
В. Г. МАЛУМЯН, В. А. САНАМЯН

Поступила 15 сентября 1967

Измерены плотности потоков 100 радиосточников на 60 мц с помощью полотна восток-запад Серпуховского широкодиапазонного крестообразного радиотелескопа ФИАН СССР.

1. *Введение.* Как показали исследования последних лет, изучение низкочастотного участка спектров космических радиосточников представляет большой интерес. Наблюдающиеся здесь существенные изменения хода спектральных кривых ряда радиосточников могут быть обусловлены как средой, находящейся между наблюдателем и источником, так и самими источниками. Поэтому исследования спектров на низких частотах очень важны для понимания природы радиосточников и для исследования межзвездной и межгалактической сред. Между тем имеющиеся данные далеко не достаточны для детального исследования низкочастотных спектров источников.

С целью получения дополнительной информации о спектрах большого числа источников в диапазоне метровых волн, в январе-феврале 1967 г. на Диапазонном крестообразном радиотелескопе Физического института АН СССР (ДКР—1000) с помощью радиометра, изготовленного в Бюраканской астрофизической обсерватории АН АрмССР, на частоте 60 мц была проведена первая серия наблюдений 100 дискретных источников радиоизлучения. Эти наблюдения явились частью широкой программы исследования дискретных источников на ряде волн метрового диапазона, проводимой на ДКР—1000.

2. *Аппаратура и метод наблюдений.* Для наблюдений использовалось полотно Восток-Запад ДКР—1000 [1]. Ширина диаграммы направленности по половинной мощности на частоте 60 мц составляет

17 × 7.5. В качестве приемного устройства применялся супергетеродинный приемник, обладающий следующими параметрами: полоса пропускания — 0.6 мц, коэффициент шумов — 2, постоянная времени выходных цепей — 0.8 сек. Приемник обеспечивал реальную чувствительность порядка 1° К.

Применялся фазопереключающий метод приема [2]. Переключение фазы осуществлялось между двумя симметричными половинами антенны с частотой 37 ц. Подбором величин сопротивлений в цепях питания диодов практически можно было устранить паразитную модуляцию.

Наряду с плотностями потоков источников измерялись их прямые восхождения. При этом в звездное время прохождения источника через максимум диаграммы направленности антенны вводились поправки на наклон горизонтальной оси и азимут инструмента.

В качестве основных калибровочных источников для определения плотностей потоков использовались радиоисточники ЗС 348 и ЗС 353, потоки которых на частоте 60 мц согласно [3], принимались равными 975 и 510 единиц соответственно (1 единица потока равна 10^{-26} вт/м²ц). Вспомогательным калибровочным источником служил радиоисточник ЗС 161, плотность потока которого была определена путем непосредственной привязки к основным калибровочным источникам. При определении плотностей потоков учитывались угловые размеры как исследуемых, так и калибровочных источников. При этом предполагалось гауссовское распределение радиояркости по источникам и диаграмма антенны также аппроксимировалась гауссовской кривой. В этом случае поправочный коэффициент, учитывающий конечность угловых размеров источников, для ножевых диаграмм выражается следующей формулой:

$$g = \sqrt{1 + \left(\frac{\varphi_{\text{и}}}{\varphi_{\text{а}}}\right)^2},$$

где $\varphi_{\text{и}}$ и $\varphi_{\text{а}}$ — угловые полуширины источника и диаграммы, соответственно. Угловые размеры источников были взяты из каталога ЗСР [4].

3. *Результаты наблюдений.* Результаты наблюдений приведены в таблице (в приложении). В таблицу включены прямые восхождения и потоки только тех источников для которых получено не менее трех надежных записей. Лишь для нескольких ярких источников координаты и потоки определены по двум записям. В таблице приведены также среднеквадратические ошибки прямых восхождений и потоков. Ошибки измерения потоков определены без учета ошибок, возникающих вследствие эффекта „путаницы“.

Таблица

РАДИОИСТОЧНИКИ НА ЧАСТОТЕ 60 мц

№№	Источник	Прямое восхождение (1950)		Плотность потока (в единицах 10^{-26} вт/м ² ·ц)	
		3		4	
1	3С 9	00 ^h 17 ^m 45 ^s ± 7 ^s		53 ± 7	
2	15	34	37 4	37	8
3	17	35	43 6	49	7
4	29	54	53 4	29	4
5	33	01	06 11 8	83	4
6	42	01	25 39 5	40	4
7	48	34	33 5	73	7
8	55	54	08 4	74	5
9	68.2	02	31 14 3	37	3
10	76.1	03	00 38 10	21	2
11	83	03	10 23 4	16	2
12	84	16	25 4	382	80
13	92	34	21 4	19	2
14	98	55	58 6	132	30
15	111	04	14 50 4	160	12
16	123	04	33 55 10	467	27
17	134	05	01 21 5	228	15
18	152	06	01 28 4	32	4
19	161	24	48 4	125	9
20	175	07	10 22 4	49	3
21	181	25	33 4	54	4
22	186	41	17 4	42	3
23	196	08	09 47 4	138	9
24	204	33	18 4	34	3
25	207	38	17 12	39	3
26	208	08	50 22 5	42	3
27	212	55	58 5	46	4
28	215	09	03 58 5	44	8
29	216	06	16 4	57	4
30	221	32	10 4	15	2

1	2	3	4
31	3С 223.1	09 38 22 4	22 2
32	225	39 06 21	72 10
33	230	49 27 6	53 5
34	232	55 19 4	29 4
35	234	58 23 4	44 5
36	237	10 05 25 4	37 4
37	238	08 18 7	33 5
38	243	23 58 4	27 2
39	244.1	30 00 12	63 4
40	245	40 08 10	34 5
41	249.1	11 00 22 26	43 3
42	254	11 52 4	73 8
43	261	32 22 4	30 3
44	263.1	40 36 12	57 6
45	264	42 38 4	76 6
46	265	11 42 57 5	63 5
47	268.4	12 06 44 8	29 3
48	270	16 54 4	89 5
49	273	26 33 4	157 15
50	277.1	50 11 5	20 3
51	278	12 52 12 6	59 6
52	283	13 08 59 5	72 10
53	284	09 21 6	29 4
54	286	28 21 4	31 4
55	288	36 27 7	42 4
56	290	13 46 22 4	31 3
57	293	49 42 5	26 4
58	295	14 09 30 10	138 14
59	298	16 50 5	108 10
60	299	19 17 17	21 2
61	3С 304	14 46 42 4	17 4
62	309.1	58 31 13	52 4
63	310	15 02 41 4	157 8
64	313	08 38 4	92 6
65	315	11 50 4	65 6

1	2	3	4
66	317	15 14 21 4	160 9
67	318.1	19 28 4	97 6
68	323.1	45 44 4	12 2
69	324	47 30 7	38 2
70	326	50 06 4	29 5
71	326.1	15 53 46 5	26 5
72	327	16 00 06 4	147 8
73	327.1	02 18 4	80 5
74	334	18 42 4	20 2
75	336	22 50 5	47 7
76	338	16 27 00 4	173 10
77	343	33 25 4	15 2
78	343.1	37 55 5	13 3
79	345	41 34 17	30 3
80	348+	48 51 5	975
81	351	17 04 18 4	31 3
82	353+	18 30 4	510
83	365	56 22 4	13 2
84	368	18 02 49 6	45 6
85	390	43 09 4	67 5
86	397	19 05 10 7	54 2
87	398	08 48 4	62 6
88	403	49 40 15	52 5
89	409	20 12 22 8	194 17
90	424	45 42 5	29 6
91	3C 433	21 21 31 7	127 13
92	437	45 21 5	28 2
93	437.1	48 32 7	38 2
94	442	22 12 19 12	48 3
95	454	49 06 13	24 3
96	458	23 10 27 13	41 3
97	459	23 14 08 4	87 7
98	4C 21.35	18 22 24 5	16 3
99	4C 39.25	09 23 35 5	14 2
100	0106+01	01 05 53 4	20 2

Соавторы из Бюраканской обсерватории выражают благодарность коллективу лаборатории радиоастрономии ФИАН СССР и ее руководителю В. В. Виткевичу за предоставление возможности наблюдения на ДКР-1000. Авторы также выражают благодарность С. Г. Арутюняну за активное участие в наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Физический институт АН СССР

OBSERVATIONS OF COSMIC RADIO SOURCES AT 60 *mc/s*

A. M. ASLANIAN, R. D. DAGKESAMANSKY, V. N. KOJUKHOV,
V. G. MALUMIAN, V. A. SANAMIAN

The flux densities and the R. A. of 100 radio sources have been measured at 60 *mc/s* with the East-West arm of the wide-band radio-telescope of the Serpukhov Station of the Physical Institute of the Academy of Sciences of the U. S. S. R.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Виткевич, П. Д. Калачев, Радиотелескопы, Труды ФИАН СССР, 28, 5, 1965.
2. В. А. Санамян, Об одном применении метода фазового переключения, (в печати).
3. K. J. Kellerman, Ap. J., 140, 969, 1964.
4. A. S. Bennett, Mem. R. A. S., 68, 163, 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

ФЕВРАЛЬ, 1968

ВЫПУСК 1

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОРИЕНТАЦИИ ПЛАНЕТАРНЫХ
ТУМАННОСТЕЙ

В. П. ГРИНИЦ, А. М. ЗВЕРЕВА

Поступила 22 июля 1967

На основании исследования пространственной ориентации 128 планетарных туманностей высказано предположение о влиянии магнитного поля Галактики на их расширение.

Известно, что формы планетарных туманностей отличаются большим разнообразием, однако в большинстве случаев можно достаточно уверенно провести ось симметрии для проекции туманности на небесную сферу. Ясно, что знание закона пространственной ориентации этих осей может существенно повлиять на выбор механизма, способного объяснить столь разнообразные формы планетарных туманностей.

В 1956 г. Г. А. Шайн [1] обнаружил, что для 26 планетарных туманностей из списка Кэртиса [2] наклон большой полуоси или линии наименьшей яркости по отношению к галактическому экватору показывает некоторое предпочтение к малым углам для широт $< 10^\circ$ и обратное — для широт $> 10^\circ$. Однако, сославшись на недостаточность статистического материала, Г. А. Шайн на основании полученных результатов не стал делать каких-либо выводов.

В дальнейшем Г. А. Гурзадян [3] на основании аналогичного исследования небольшого числа планетарных туманностей пришел к выводу, что они ориентированы в пространстве случайным образом. На основании этого Г. А. Гурзадян исключил возможность влияния магнитного поля Галактики на формы планетарных туманностей.

Однако, вследствие того, что галактическое магнитное поле даже вблизи плоскости Галактики имеет значительные флуктуации (см., например, [4]), и в то же время планетарные туманности образуют промежуточную подсистему, подобные выводы можно делать только на основании изучения большого статистического коллектива.

С этой целью было исследовано около 150 туманностей; для этого были использованы фотографии и зарисовки планетарных туманностей, приведенные в работах [2, 5], а также карты Паломарского Атласа (примерно 50% всех туманностей). Из них удалось выбрать 128 туманностей, для которых линия наименьшей яркости или большая ось проводятся достаточно уверенно. Результаты измерений приведены на рис. 1.

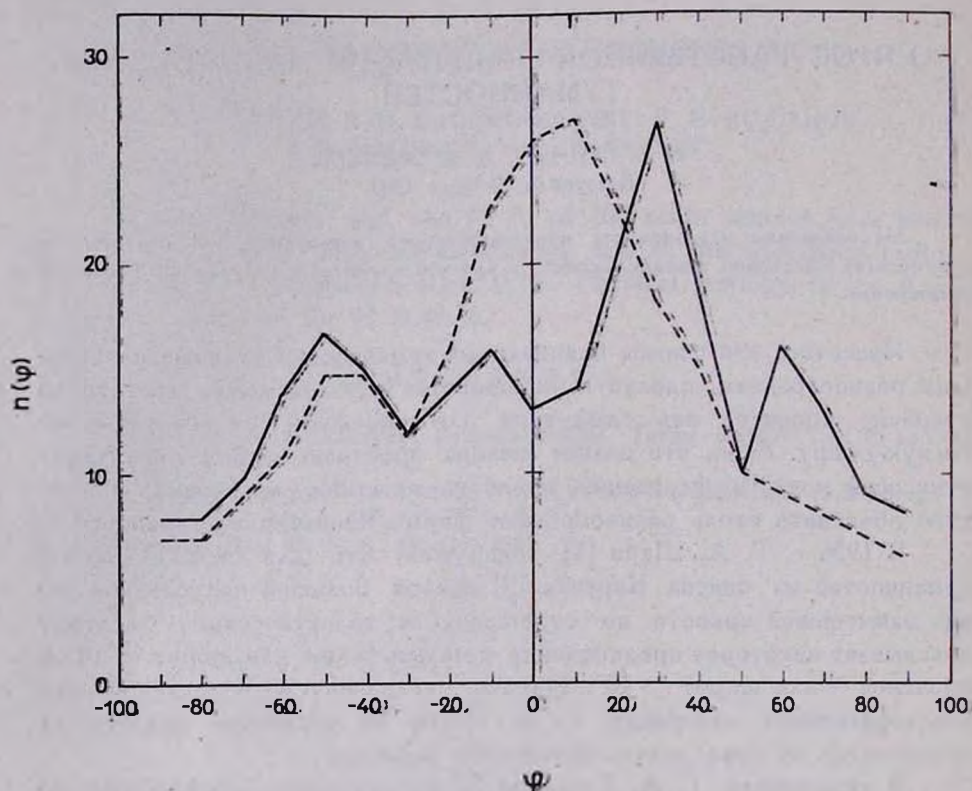


Рис. 1.

Здесь φ — угол между большой осью симметрии туманности и положительным направлением галактического экватора. $n(\varphi)$ — число туманностей, у которых угол φ заключен в интервале $\varphi \pm 10^\circ$.

Как видно из графика, распределение осей планетарных туманностей далеко не изотропно. При $\varphi = 30^\circ$ указанное распределение имеет четкий максимум. Вблизи $\varphi = \pm 90^\circ$, соответствующим направлению на галактические полюса, находятся области „избегания“.

В связи с этим следует упомянуть о работе Г. А. Шайна и В. Ф. Газе [6], в которой было установлено, что диффузные туманности.

вытянуты преимущественно вдоль галактического экватора. На основании этого был сделан вывод о влиянии магнитного поля Галактики на форму диффузных туманностей. Поэтому естественно возникает вопрос: нельзя ли и в случае планетарных туманностей, если не для всех, то по крайней мере для части, объяснить их форму и пространственную ориентацию влиянием галактического магнитного поля?

Чтобы проверить это предположение была сделана попытка отнести оси симметрии туманностей не к галактическому экватору,

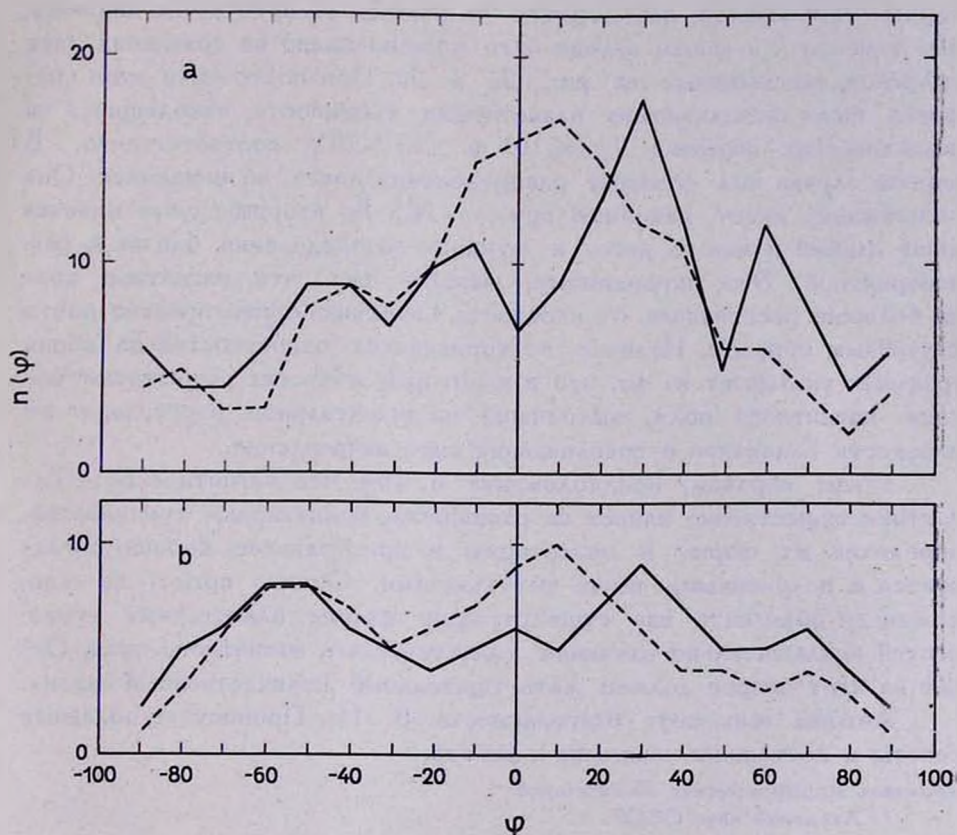


Рис. 2.

а к преимущественному направлению галактического магнитного поля. Для этого были использованы данные о поляризации света звезд из работ [4, 7, 9]. К сожалению, это удалось сделать более или менее надежно только для 66 туманностей. Для остальных угол φ по-прежнему отсчитывался от положительного направления галактического экватора. В результате был построен график (рис. 1, пунк-

тир), из которого видно, что максимум распределения сместился в сторону $\varphi = 0$, что подтверждает правильность сделанного выше предположения о влиянии межзвездного магнитного поля на пространственную ориентацию планетарных туманностей. Несовпадение положения максимума функции распределения с плоскостью Галактики, по-видимому, следует связать с наклоном галактического магнитного поля в окрестностях Солнца к галактическому экватору, обнаруженным Г. А. Шайном [8].

Найденная Г. А. Шайном закономерность в ориентации планетарных туманностей, находящихся на разных галактических широтах, имеет место и в нашем случае. Это хорошо видно из сравнения двух графиков, приведенных на рис. 2а и 2в. При построении этих графиков были использованы планетарные туманности, находящиеся на галактических широтах $|b| \leq 10^\circ$ и $|b| > 10^\circ$, соответственно. В первом случае вид функции распределения почти не изменился. Она по-прежнему имеет максимум при $\varphi = 30^\circ$. Во втором случае имеется лишь слабый намек на него, и функция распределения близка к равновероятной. Это, по-видимому, вызвано тем, что магнитное поле на больших расстояниях от плоскости Галактики ориентировано почти случайным образом. Наличие повторяющихся особенностей на обоих графиках указывает на то, что в некоторых областях существуют потоки магнитного поля, выходящие на значительное расстояние от плоскости Галактики и сохраняющие свое направление.

Таким образом, предположение о том, что магнитное поле Галактики существенно влияет на расширение планетарных туманностей, определяя их форму и ориентацию в пространстве, хорошо согласуется с полученными выше результатами. Однако аргумент не ясно, можно ли объяснить все существующие формы планетарных туманностей исключительно влиянием галактического магнитного поля. Ответ на этот вопрос должен дать тщательный количественный анализ.

Авторы выражают благодарность В. И. Пронику за полезные советы и постоянное внимание к работе.

Крымская астрофизическая обсерватория
Академии наук СССР

ON THE SPACE ORIENTATION OF PLANETARY NEBULAE

A. P. GRININ, A. M. ZVEREVA

On the basis of investigation of the space orientation of 128 planetary nebulae a suggestion has been made that the magnetic field of the Galaxy influences their expansion.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Шайн, *Астрон. ж.*, 33, № 3, 1956.
2. H. D. Swifts, *Publ. Lick. Obs.*, 13, 57, 1917.
3. Г. А. Гурздян, *Вопросы космогонии*, VI, 1958.
4. W. A. Hiltner, *Ap. J. Suppl. Ser.*, II, № 24, 1956.
5. D. S. Evans, A. D. Thackeray, *M. N.*, 110, № 5, 1950.
6. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, *Изв. КрАО*, 8, 3, 1952.
7. В. А. Домбровский, *Поляризация света звезд и туманностей. Диссертация*, 1960.
8. Г. А. Шайн, *Астрон. ж.*, 34, № 1, 1957.
9. J. S. Hall, *Publ. U. S. Naval Obs.*, 17, Part VI, 1958.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИФФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГАЗЕ

Решение ряда астрофизических задач связано с нахождением характеристик нестационарного поля излучения в среде. В работах [1—5] были развиты методы, позволившие дать точные решения некоторых задач. Эти решения даже в простейших случаях (например, в случае одномерной и однородной среды) имеют весьма сложный вид. Поэтому большой интерес должны представлять результаты, касающиеся структуры решения при возможно более общих предположениях. В настоящей заметке обсуждаются некоторые из таких результатов.

1. Рассмотрим среду, занимающую объем произвольной формы. Вероятность выживания кванта при однократном рассеянии обозначим через λ . Сначала будем предполагать, что $\lambda = \text{const}$. Кроме того, мы считаем, что среднее время пребывания кванта в поглощенном состоянии t_1 гораздо больше среднего времени пребывания в пути между рассеяниями. Введем безразмерное время $u = t/t_1$ и обозначим через $p(A, u, \lambda) du$ вероятность того, что квант, поглощенный в точке A , выйдет из среды в интервале времени между u и $u + du$.

Как легко видеть, функция $p(A, u, \lambda)$ может быть представлена в виде

$$p(A, u, \lambda) = \sum_1^{\infty} p_k(A, \lambda) \omega_k(u), \quad (1)$$

где $p_k(A, \lambda)$ — вероятность выхода из среды после k рассеяний кванта, поглощенного, в точке A ; $\omega_k(u) du$ — вероятность того, что квант,

испытавший k рассеяний, затратит на это время, заключенное в интервале $[u, u + du]$.

Таким образом, временная зависимость определяется функцией $\omega_k(u)$, которая не зависит от формы объема, занимаемого средой, и, как будет показано ниже, всегда может быть легко найдена.

II. Пусть $p(A, \lambda)$ обозначает вероятность выхода кванта из среды после любого числа рассеяний. Мы имеем:

$$p(A, \lambda) = \sum_1^{\infty} p_k(A, \lambda) = \sum_1^{\infty} \lambda^k p_k(A, 1). \quad (2)$$

Далее, обозначим через $f(u)$ дифференциальную функцию распределения времени пребывания кванта в поглощенном состоянии при однократном рассеянии. Так как общее время пребывания кванта в поглощенном состоянии при k рассеяниях есть сумма k независимых случайных величин, каждая из которых имеет функцию распределения $f(u)$, то, согласно известной теореме о характеристических функциях,

$$\bar{\omega}_k(s) = [\bar{f}(s)]^k, \quad (3)$$

где

$$\bar{\omega}_k(s) = \int_0^{\infty} e^{-su} \omega_k(u) du, \quad \bar{f}(s) = \int_0^{\infty} e^{-su} f(u) du \quad (4)$$

— есть преобразования Лапласа от функций $\omega_k(u)$ и $f(u)$.

Применяя к (1) преобразование Лапласа по u и учитывая равенства (2) и (3), получаем

$$\bar{p}(A, s, \lambda) = \sum_1^{\infty} p_k(A, \lambda) [\bar{f}(s)]^k = \sum_1^{\infty} [\lambda \bar{f}(s)]^k p_k(A, 1). \quad (5)$$

Сравнивая (2) и (5), находим

$$\bar{p}(A, s, \lambda) = p(A, \lambda \bar{f}(s)). \quad (6)$$

Формула (6) показывает, что для того, чтобы получить преобразование Лапласа от функции $p(A, u, \lambda)$, надо в решении стационарной задачи $p(A, \lambda)$ заменить λ на $\lambda \bar{f}(s)$. Этот результат был получен впервые И. Н. Мининим [3], применившим преобразование Лапласа непосредственно к уравнениям переноса.

Из приведенного выше вывода видно, что возможность замены $\lambda \rightarrow \lambda \bar{f}(s)$ обусловлена в данном случае двумя причинами: а) времена

пребывания кванта в поглощенном состоянии при рассеяниях являются независимыми случайными величинами; б) эти случайные величины имеют одну и ту же функцию распределения.

Функция $\omega_k(u)$ для любого конкретного вида $f(u)$ должна находиться из соотношения (3).

III. Рассмотрим наиболее важный в теории нестационарного поля излучения случай, когда

$$f(u) = e^{-u}. \quad (7)$$

Тогда из (3) находим, что

$$\omega_k(u) = e^{-u} \frac{u^{k-1}}{(k-1)!}. \quad (8)$$

С учетом этого выражения формула (1) принимает вид

$$p(A, u, \lambda) = \frac{e^{-u}}{u} \sum_1^{\infty} \frac{P_k(A, \lambda u)}{(k-1)!}. \quad (9)$$

Поскольку сумма в правой части (9) зависит от произведения λu , получаем следующий принцип подобия:

$$p(A, u, \lambda) = \frac{\lambda}{\lambda_1} e^{-u \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_1}\right)} p\left(A, \frac{\lambda}{\lambda_1} u, \lambda_1\right). \quad (10)$$

Таким образом, достаточно знать функцию $p(A, u, \lambda)$ лишь при одном значении λ , например, при $\lambda = 1$. После этого простое соотношение (10) позволяет определить $p(A, u, \lambda)$ для всех значений λ .

IV. Обратимся к случаю, когда λ есть произвольная заданная функция координат точек внутри среды. Представим $\lambda(A)$ в виде

$$\lambda(A) = \lambda_0 g(A), \quad (11)$$

где λ_0 — некоторая постоянная. Вероятность выхода кванта из среды мы будем рассматривать как функцию параметра λ_0 . Очевидно,

$$p(A, \lambda_0) = \sum_1^{\infty} p_k(A, \lambda_0) = \sum_1^{\infty} \lambda_0^k p_k(A, 1), \quad (12)$$

поэтому все приведенные выше соотношения будут справедливы и для случая неоднородной среды, если заменить в них λ на λ_0 . В частности, если выполняется закон (7), соотношение (10) связывает функции $p(A, u, \lambda_0)$ для класса функций $\lambda(A)$, отличающихся на постоянный множитель.

On the nonstationary diffusion of radiation in gas. The structure of the functions characterizing a nonstationary field of radiation has been studied. The principle of similarity, which permits to reduce the solution of a vast class of problems to the solution of a special case for only one value of the scattering albedo is given.

15 ноября 1967

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

ЛИТЕРАТУРА

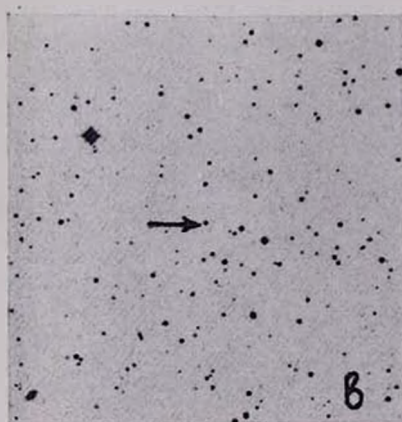
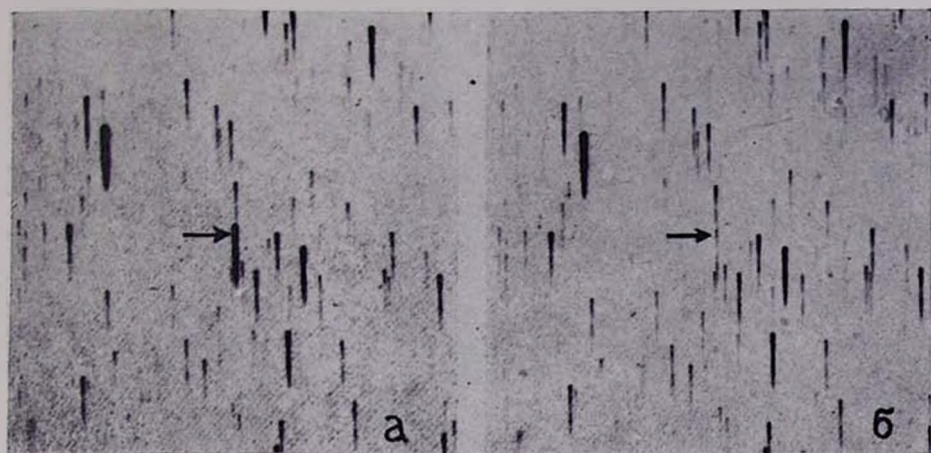
1. В. В. Соболев, Астрон. ж., 29, 406, 517, 1952.
2. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГТИ, М., 1956.
3. И. Н. Минин, Вестник АГУ, № 13, 137, 1959.
4. И. Н. Минин, ДАН СССР, 154, 1059, 1964.
5. M. Wing, An Introduction to Transport Theory, New York, 1962.

НОВАЯ ПЕРЕМЕННАЯ ТИПА U БЛИЗНЕЦОВ

При просмотре снимков, полученных с объективной призмой, установленной на 40" Шмидт-телескопе, была обнаружена вспышка не зарегистрированной в каталогах звезды, имеющей следующие координаты: $\alpha_{1950} = 8^{\text{h}}49^{\text{m}}9$, $\delta_{1950} = 58^{\circ}00'$. Положение этой звезды отмечено на приведенных репродукциях области вокруг нее, сделанных со снимков, полученных как в максимуме, так и в минимуме блеска звезды.

Область, где находится эта звезда, фотографировалась два раза — один за другим — с расширением и без расширения спектра. Яркость ее на обоих этих снимках порядка $10^{\text{m}}5$, а на картах Паломарского атласа неба 16^{m} , откуда следует, что амплитуда вспышки не менее $5^{\text{m}}5$. Оценки яркостей производились путем сравнения изображений вспыхнувшей звезды с изображениями лежащих недалеко от нее звезд площадки SA—12.

Вышеупомянутые снимки были получены 21 декабря 1965 года, а вспышка звезды на них была обнаружена несколько позже. Поэтому новый снимок этой области удалось получить лишь спустя месяц — 20 января 1966 года, на котором рассматриваемая звезда оказалась в минимуме блеска ($\sim 16^{\text{m}}$).



Репродукции области вокруг переменной звезды ($\alpha_{1950} - 8^{\text{h}} 49^{\text{m}} 9$, $\delta_{1950} = 58^{\circ} 00'$), сделанные:

а и *б*—из снимков, полученных с объективной призмой на пластинках Kodak II AF без расширения спектра, соответственно в максимуме и в минимуме блеска звезды.
в—из прямого снимка, полученного в синих лучах в минимуме блеска звезды.

К статье Б. Е. Маркаряна

Впоследствии были получены еще несколько снимков, но поймать новую вспышку этой звезды не удалось. Судя по этим снимкам, она в минимуме блеска как будто не сохраняет постоянной яркости.

В спектрах, полученных в минимуме блеска звезды, замечаются не сильные эмиссионные линии, а в спектрах, полученных в максимуме блеска, не наблюдается сколько-нибудь отчетливых линий. Это, однако, свидетельствует об отсутствии у звезды лишь интенсивных и глубоких линий в максимуме блеска, так как из-за весьма низкой дисперсии употребленной призмы (2500 Å мм при H_3) в спектрах звезд наблюдаются только интенсивные и глубокие линии. Ввиду этого, о физической природе звезд, изучаемых с помощью этой призмы, приходится судить по характеру распределения яркости в непрерывном спектре.

У рассматриваемой звезды наблюдается довольно сильный ультрафиолетовый континуум как в максимуме, так и в минимуме блеска. Кроме этого, интенсивность непрерывного спектра в красно-желтой части почти такая же, как в сине-фиолетовой части. Таким образом, распределение энергии у этой звезды как будто сочетает особенности звезд, ранних и поздних спектральных классов, поэтому ее трудно отнести к определенному спектральному классу.

Принадлежность этой звезды к типичным новым и новоподобным исключается из-за отсутствия характерных эмиссионных линий и полос в ее спектре, а также на основе быстрого падения блеска после максимума. Как по своим спектральным особенностям, так и по имеющимся немногим данным об изменении блеска, она напоминает AR Андромеды, которая, как показали наши наблюдения [1], обладает признаками, характерными для звезд типа U Близнецов. Поэтому мы склонны думать, что и эта звезда является переменной типа U Близнецов.

The new variable star of U Geminorum type. A flare star with $\tau_{1950} = 8^h 49^m 9$ and $\delta_{1950} = 58^\circ 00'$ has been detected. Some peculiarities of its spectra and variations of the brightness resemble the U Geminorum type stars.

24 августа 1967

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Б. Е. МАРКАРЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 511, 1967.

О ДВОЙСТВЕННОСТИ ЗВЕЗДЫ HD 191 566

В работах [1, 2] изучалась двойственность аномально быстрых ОВ—звезд, к которым относится и звезда HD 191566 [1]. В [1] к двойным относились только те звезды, которые содержатся в каталогах [3—5]. Звезда HD 191566 в указанных каталогах не была замечена, поэтому она первоначально была отнесена к одиночным звездам [2]. Однако, в Индекс-каталоге визуально-двойных звезд [6] указывается, что существует 20 наблюдений этой визуально-двойной звезды, охватывающие период с 1830 по 1955 гг. Далее приводятся свидетельства в пользу того, что система HD 191566 + HD 191567 является физически двойной.

В табл. 1 приведены характеристики той и другой звезды, которые нам удалось найти в литературе. Рядом с каждой величиной дана ссылка на источник.

Спектроскопический модуль расстояния для HD 191 567 (восьмая строчка) был исправлен за межзвездное поглощение с $A_v = 1^m44$, приведенным в [7] для HD 191566.

Лучевые скорости обеих звезд (девятая строчка табл. 1) согласуются удовлетворительно. Следует кроме того учесть, что звезда HD 191567 — спектрально-двойная [4], так что для сравнения нужно было бы использовать ее γ -скорость, которую мы не нашли в литературе. Лучевые скорости, определенные по межзвездным линиям кальция, приведены в десятой строчке. В пределах ошибок они совпадают. Собственные движения обеих звезд (последние четыре строчки) находятся в пределах ошибок их определения. Таким образом, характеристики звезд, приведенные в табл. 1, не противоречат предположению об их физической связи.

В литературе нам удалось найти 19 индивидуальных измерений этой визуальной пары. Все они представлены в табл. 2, где в четвертой колонке дано число ночей, в которые производились измерения; в пятой — метод наблюдений: A означает визуальный, H — фотографический. Обычная ошибка этих наблюдений составляет около 0^s5 в позиционном угле и 0.1 в расстоянии между компонентами пары. Исключение представляет измерение, выполненное в 1933,86 году, где точность в несколько раз ниже. Поэтому в дальнейшем анализе мы не использовали это наблюдение.

Рассмотрение табл. 2 показывает, что орбитальное движение либо отсутствует, либо очень мало. В случае, если оно все же реально,

* Сотрудники Института минеральных ресурсов АН УССР.

Таблица 1

№№ пп	Величина	HD 191566	HD 191567
1	BD	+35° 3994	+35° 3994
2	ADS	13429	13429
3	α (1950)	20 ^h 07 ^m 3	20 ^h 07 ^m 3
4	δ (1950)	+35° 20'	+35° 20'
5	m_v	7 ^m 7 [7]	8 ^m 7 [7]
6	Sp	B0.1±0.3 [2]	B1 [8]
7	M_v	-4 ^m 0±0.1 [2]	-3 ^m 6 [8]
8	Mod ₀	10 ^m 8 [7]	10 ^m 9
9	v_r	-37 км/сек [7]	-29 км/сек [7]
10	v_r (Ca II)	-11.6±3.0 км/сек [9]	-14.5±1.8 км/сек [9]
11	μ_α	+0 ^s .0005±0.009 [10]	
12	μ_δ	+0.005±0.005 [10]	
13	μ_α	+0 ^s .0006 [11]	-0 ^s .0006 [11]
14	μ_δ	-0.006 [11]	+0.002 [11]

Таблица 2

Эпоха, E	φ	ρ	n	Метод	Ссылка
1830.26	303 ^o .5	5.52	3		12
1868.34	302.4	5.64	4		12
1893.61	301.0	5.64	3		12
1896.7	299.9	6.51	1		3
1902.05	302.3	5.87	2		12
1904.9	301.0	5.99	1	A	13
1917.71	301.9	5.71	9		3
1921.17	301.8	5.54	2	A	14
1923.76	305.3	5.17	1		3
1925.52	301.5	6.21	1		3
1928.60	303.9	5.66		H	15
1929.08	300.3	5.77	3	A	16
1930.66	301.2	5.49	3	A	17
1931.84	302.0	5.58	3	A	18
1933.86	284.5:	4.94:	1	H	19
1934.73	301.6	5.52	2	A	20
1951.64	301.7	5.74		H	21
1955.64	301.45	5.71		H	22
1960.62	301.3	5.73	3	A	23

его можно представить в первом приближении следующими линейными функциями:

$$\begin{aligned}\varphi &= \varphi_0 + (E - 2000) \cdot \alpha \\ \rho &= \rho_0 + (E - 2000) \cdot \beta.\end{aligned}\quad (1)$$

Решение методом наименьших квадратов 18 условных уравнений типа (1) дает следующие величины коэффициентов:

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= 301^{\circ}2 \pm 0^{\circ}6 \\ \alpha &= -0.014 \pm 0.006 \text{ град/год} \\ \rho_0 &= 5.69 \pm 0.14 \\ \beta &= -0.0004 \pm 0.0015 \text{ сек/год}.\end{aligned}$$

При вычислении величин α и φ_0 все позиционные углы были приведены к эпохе 2000.0 года. Рядом с каждой величиной приведена ее вероятная ошибка. Поскольку величина α оказалась почти в 2.5 раза больше ошибки ее определения, то это указывает на возможное орбитальное движение. Малость величины β , которая к тому же оказывается значительно меньше ошибки ее определения, означает, что в первом приближении движение можно считать круговым. По величине α считая движение круговым, можно грубо оценить возможный период обращения системы:

$$P = \frac{360^{\circ}}{\alpha} = 3 \cdot 10^4 \text{ лет}.\quad (2)$$

Поскольку α определяется со значительной ошибкой, то полученный период может отличаться от истинного в 1.5—2 раза. Можно оценить период системы еще и следующим независимым способом. По-прежнему будем предполагать, что движение круговое и что орбита расположена в картинной плоскости. По светимости HD 191566 (см. табл. 1) с помощью зависимости масса-светимость [24] можно оценить ее массу в $20\odot$. Звезда HD 191567 на величину слабее, а потому по той же зависимости ее масса получается равной $12\odot$. С помощью величины $M_v = -4^m 0$ [2] для звезды HD 191566 и используя величину межзвездного поглощения $A_v = 1^m 44$ [7], получаем расстояние до системы $r = 1.1$ клс. Сумма полуосей оказывается равной

$$a = r \cdot \rho_0 = 6.3 \cdot 10^3 \text{ а. е.}$$

Тогда по третьему закону Кеплера получаем период

$$P = \sqrt{\frac{a^3}{m_1 + m_2}} = 9 \cdot 10^4 \text{ лет.} \quad (3)$$

Поскольку ошибка в определении расстояния обычно составляет 20–30%, то и здесь величина периода определяется с точностью до множителя 1.5–2. В таком случае величина периода, определенного по (2), хорошо согласуется с периодом, полученным по (3). Это в свою очередь может означать, что сделанные ранее предположения справедливы в первом приближении, то есть движение круговое и плоскость орбиты расположена под небольшим углом к картинной плоскости.

Выше уже отмечалось, что звезда HD 191567 является спектрально-двойной [4]. Судя по ее сравнительно короткому периоду ($7^d.489$ [25]), система может быть довольно тесной. Поскольку при этом затмение не наблюдается [25], то это не противоречит предположению о компланарности ее орбиты с орбитой визуальной пары, что чаще всего имеет место в тройных системах [26]. Это можно рассматривать как косвенное дополнительное свидетельство физической связи визуальной пары.

Учитывая все изложенные выше доводы, можно прийти к заключению, что быстрая звезда HD 191566 является членом тройной системы.

Авторы искренне признательны Карлу Вурли (Charles E. Worley, Морская obs., США), который по нашей просьбе прислал выписку из неопубликованного каталога наблюдений визуально-двойных звезд, имеющегося в Морской обсерватории, со сведениями, относящимися к звезде HD 191566.

On the duplicity of the star HD 191566. Evidence has been found on the duplicity of HD 191566.

11 июня 1967

Крымская астрофизическая обсерватория
АН СССР

Э. А. ВИТРИЧЕНКО,
Ю. А. ПОЛКАНОВ, Ю. И. ШУТОВ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. А. Витриченко, Р. Е. Гершберт, Л. П. Метик, Изв. КрАО, 34, 193, 1965.
2. Э. А. Витриченко, Изв. КрАО, 39, 000, 1968.
3. R. G. Aitken, *New General Catalogue of Double Stars*, Washington, 1932.

4. С. Н. Корытников, М. П. Ласров, Д. Я. Мартынов, Библиография сп-дв. звезд, ред. Д. Я. Мартынов, вып. 1—4, М., 1961—63.
5. R. A. Rosstter, Publ. obs. Univ. Michigan, 11, 1955.
6. H. M. Jeffers, W. H. van den Boss, F. M. Greeby, Publ. Lick obs., 21, 1963.
7. V. Rubin, al., Astron. J., 67, 491, 1962.
8. R. M. Petrie, B. N. Moyle, Publ. DAO, 10, № 13, 302, 1956.
9. J. H. Moore, Publ. Lick obs., 18, 1932.
10. Star Catalogue, Washington, 1966.
11. Bergedorfer Eigenbewegungs-Lexikon (EBL₂), Bergedorf, 1936.
12. S. W. Burnham, A General Catalogue of Double Stars, Washington, 1906.
13. F. W. Dyson, Catalogue of Doble Stars, London, 1921.
14. Paris obs. catalogue, Paris, 1934.
15. Astron. J., 39, 122.
16. Ann. Dearnborn obs., 6, 1.
17. Н. В. Комендантов, Труды ГАО, сер. II, 47, 57, 1935.
18. Н. В. Комендантов, Цирк. Пулк. obs., № 9, 1933.
19. A. Alt, Publ. Nizamian obs., 13, p. 2, 1955.
20. P. Baize, Journ. d. Observ., 19, № 12, 211, 1936.
21. S. Leone, Contr. obs. Milano-Merate, № 43, 6, 1953.
22. Ann. Dearnborn obs., 7, 31.
23. W. D. Helntz, Journ. d. Observ., 44, № 8, 158, 1961.
24. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИИЛ, М., 1960, стр. 218.
25. С. И. Гапошкин, ПЗ, 7, № 1, 39, 1943.
26. Т. А. Азелян, Вопросы космогонии, 3, 63, 1954.

О КЛАССИФИКАЦИИ ЯДЕР НЕКОТОРЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК

В связи с проблемой активности ядер галактик [1], за последние годы в Бюраканской обсерватории предприняты работы по классификации ядер на основе вида их ядерной области и по фотометрии ярких звездообразных ядер. Нами, для подобной классификации было выбрано некоторое количество эллиптических галактик в общем поле и в скоплении Девы.

Наблюдения проводились на двухметровом телескопе обсерватории им. К. Шварцшильда (ГДР), работающей в системе Шмидта (масштаб: 53"/мм). Снимки были получены на пластинках Agfa Spezial в сочетании с фильтром GG 13. Центральные части фотографировались в виде цепочек, начиная с минимальной экспозиции, где ядро лишь намечается. Классификация проводилась по принятой в Бюракане пятибалльной системе [2].

Ниже приводятся списки изученных галактик и оценка их ядер (табл. 1, 2). В списке, кроме галактик типа E, приведены и некоторые галактики других типов, для которых одновременно возможно было проведение классификации. Некоторые из них, для которых

4. С. Н. Корытников, М. П. Ласров, Д. Я. Мартынов, Библиография сп-дв. звезд, ред. Д. Я. Мартынов, вып. 1—4, М., 1961—63.
5. R. A. Rosstter, Publ. obs. Univ. Michigan, 11, 1955.
6. H. M. Jeffers, W. H. van den Boss, F. M. Greeby, Publ. Lick obs., 21, 1963.
7. V. Rubin, al., Astron. J., 67, 491, 1962.
8. R. M. Petrie, B. N. Moyle, Publ. DAO, 10, № 13, 302, 1956.
9. J. H. Moore, Publ. Lick obs., 18, 1932.
10. Star Catalogue, Washington, 1966.
11. Bergedorfer Eigenbewegungs-Lexikon (EBL₂), Bergedorf, 1936.
12. S. W. Burnham, A General Catalogue of Double Stars, Washington, 1906.
13. F. W. Dyson, Catalogue of Doble Stars, London, 1921.
14. Paris obs. catalogue, Paris, 1934.
15. Astron. J., 39, 122.
16. Ann. Dearnborn obs., 6, 1.
17. Н. В. Комендантов, Труды ГАО, сер. II, 47, 57, 1935.
18. Н. В. Комендантов, Цирк. Пулк. obs., № 9, 1933.
19. A. Alt, Publ. Nizamian obs., 13, p. 2, 1955.
20. P. Baize, Journ. d. Observ., 19, № 12, 211, 1936.
21. S. Leone, Contr. obs. Milano-Merate, № 43, 6, 1953.
22. Ann. Dearnborn obs., 7, 31.
23. W. D. Helntz, Journ. d. Observ., 44, № 8, 158, 1961.
24. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИИЛ, М., 1960, стр. 218.
25. С. И. Гапошкин, ПЗ, 7, № 1, 39, 1943.
26. Т. А. Азелян, Вопросы космогонии, 3, 63, 1954.

О КЛАССИФИКАЦИИ ЯДЕР НЕКОТОРЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК

В связи с проблемой активности ядер галактик [1], за последние годы в Бюраканской обсерватории предприняты работы по классификации ядер на основе вида их ядерной области и по фотометрии ярких звездообразных ядер. Нами, для подобной классификации было выбрано некоторое количество эллиптических галактик в общем поле и в скоплении Девы.

Наблюдения проводились на двухметровом телескопе обсерватории им. К. Шварцшильда (ГДР), работающей в системе Шмидта (масштаб: 53"/мм). Снимки были получены на пластинках Agfa Spezial в сочетании с фильтром GG 13. Центральные части фотографировались в виде цепочек, начиная с минимальной экспозиции, где ядро лишь намечается. Классификация проводилась по принятой в Бюракане пятибалльной системе [2].

Ниже приводятся списки изученных галактик и оценка их ядер (табл. 1, 2). В списке, кроме галактик типа E, приведены и некоторые галактики других типов, для которых одновременно возможно было проведение классификации. Некоторые из них, для которых

Таблица 1

ГАЛАКТИКИ В ОБЩЕМ ПОЛЕ

№	NGC	Тип	Балл	№	NGC	Тип	Балл
1	3377	E6	3	10	3619	S0	3
2	3339	E0	3	11	3351	SBb	*
3	3384	E7	3	12	3412	SB0	3
4	3613	E5	3	13	3610	SB0	3
5	4121	E	3	14	4173	SBa	3
6	4125	E6	3	15	4245	SBa	3
7	4251	E7	3	16	4314	SBa	4
8	4278	E1	3	17	3368	Sa	3**
9	4283	E0	3	18	4274	Sa	3
				19	3310	Sb	5***

* ядро состоит из трех сгущений.

** ядро состоит из двух сгущений.

*** вокруг ядра сгущения.

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ В СКОПЛЕНИИ ДЕВЫ

№	NGC	Тип	Балл	№	NGC	Тип	Балл
1	4374	E1	3	17	4431	S0	1
2	4387	E4	3	18	4436	S0	3
3	4406	E6	3	19	4461	S0	3
4	4425	E4	3	20	4371	SBa	3
5	4458	E0	3	21	4388	SB	1
6	4473	E5	3	22	4413	SB	2
7	4476	E4	3	23	4435	SB0	3
8	4478	E2	3	24	4477	SB0	3
9	4486 B	E0	3	25	4491	SB0	2
10	4486	E0	3	26	4497	SB0	1
11	4503	E	3	27	4438	Sap	3
12	4550	E7	2	28	4569	Sa, Sb	5
13	4554	E4	3	29	4579	Sb	3
14	4552	E0	3	30	IC 3483	Scp	3
15	4564	E	3	31	4567	Sc	4
16	4429	S0	3	32	4568	Sc	1

ранее была проведена классификация [3], могут служить объектами сравнения для определения степени однозначности классификации.

Оценки ядер (табл. 1—2) показывают, что ядра эллиптических галактик, как в скоплении, так и вне, характеризуются в основном баллом 3, то есть ядра этих галактик при нашем масштабе снимков не выделяются на фоне их сильного центрального сгущения. Что касается остальных типов галактик с перемычками (количество которых в списках больше остальных), согласуются с данными, относительно соответствующих типов галактик приведенных в работе [2].

On the classification of the nuclei of some elliptical galaxies. The investigation of the nuclei of some elliptical galaxies shows, that both in clusters and out of them they are of mark 3 of the Byurakan classification.

24 апреля 1967

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Э. С. ПАРСАМЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 9, 23, 1956.
2. А. Т. Каллолян, Г. М. Товмасын, Сообщ. Бюр. обс., 38, 31, 1964.
3. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 1, 197, 1965.

О СОБСТВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ЗВЕЗД RX Boo, AV Cyg, AK Peg

Как мы уже сообщали [1] в 1967 г. нами были продолжены поиски собственной звездной поляризации у холодных звезд с помощью электрофотометра Бюраканской обсерватории, монтированном на 20" телескопе (АЗТ—14).

Среди ранее не изученных (с точки зрения поляризации) звезд интересный результат получен для звезд RX Boo, AV Cyg и AK Peg. Предварительные поляриметрические наблюдения этих звезд показали заметное изменение степени поляризации, выходящее за пределы ошибок измерений (0.2%). Кроме того в различных участках спектра степень поляризации принимает разные значения, в том смысле, что с увеличением длины волны степень поляризации уменьшается.

Последнее явно следует из приведенных на рис. 1 графиков, полученных для звезд RX Boo и AV Cyg. Обозначенные кружками графики соответствуют на рисунке слабым значениям блеска этих звезд.

Следовательно из приведенных на рис. 1 графиков следует также, что с уменьшением блеска степень поляризации увеличивается. Та же самая картина наблюдается и в случае АК Peg, для которой уменьшение блеска на 0^m7 приводит к возрастанию степени поляризации на 1% .

Интересно, что плоскость собственной поляризации у изученных долгопериодических переменных звезд (относительно направленное север-юг) распределена между углами 40° — 60° .

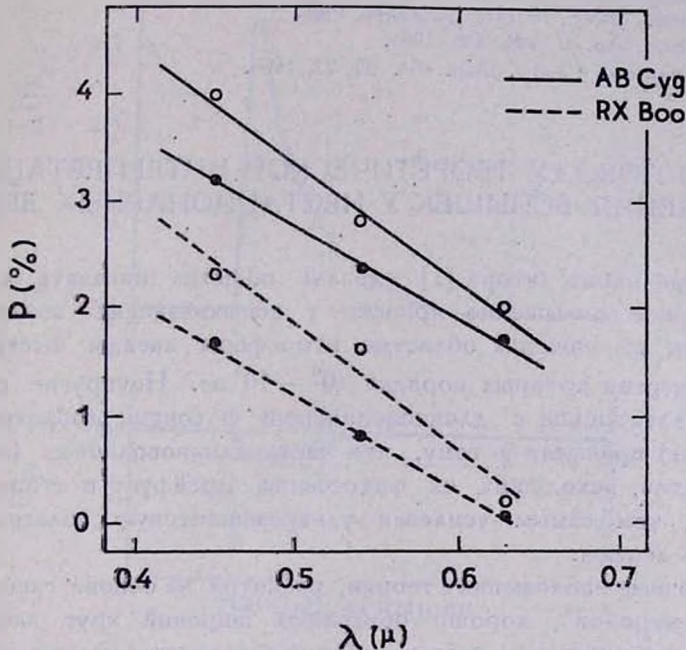


Рис. 1.

Вышеприведенные данные, а также данные [2—4] еще раз подтверждают ранее сделанный нами вывод [1], о том, что причины образования собственной звездной поляризации холодных сверхгигантов (входящих в звездные ассоциации) и долгопериодических переменных звезд не одинаковы.

Результаты поляриметрических и фотометрических наблюдений долгопериодических переменных звезд и их анализ будет опубликован в дальнейшем.

On the intrinsic polarization of the light of RX Boo, AB Cyg and АК Peg. The variability of the polarization of light of RX Boo, AB Cyg

and AK Peg has been shown. The degree of polarization is correlated with the brightness and wave length of the starlight.

22 сентября 1967

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Р. А. ВАРДАНЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. А. Варданян, *Астроном. циркуляр*, 433, 1967, июль 31.
2. К. Serkowski, *JBVS*, № 141, Budapest, 1966.
3. К. Serkowski, *Ap. J.*, 144, 435, 1966.
4. Р. А. Варданян, *Сообщ. Бюр. обс.* 37, 23, 1966.

ПО ПОВОДУ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЯВЛЕНИЯ ВСПЫШЕК У НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД

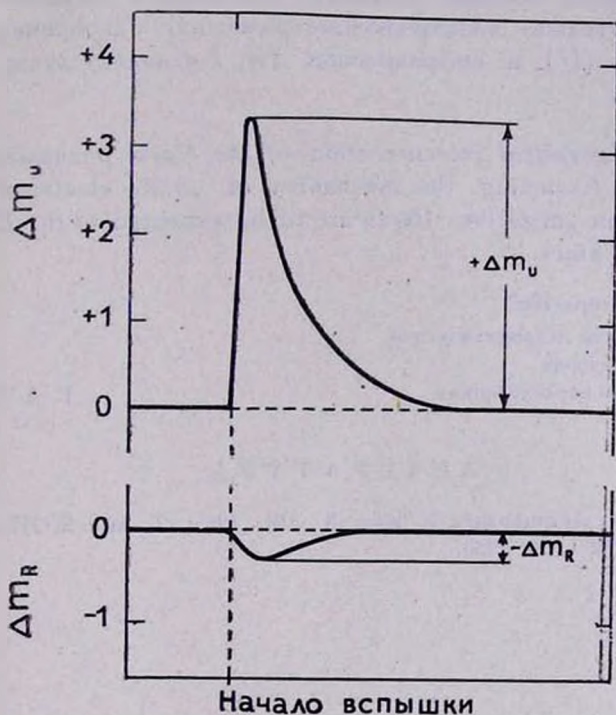
В ряде работ автора [1] сделана попытка показать, что резкое и спонтанное повышение яркости у вспыхивающих звезд вызвано появлением во внешних областях атмосферы звезды быстрых электронов, энергия которых порядка $10^6 - 10^7$ эв. Неупругие столкновения этих электронов с длинноволновыми фотонами (обратный Комптон-эффект) приводят к тому, что часть длинноволновых (инфракрасных) квантов, исходящих из фотосферы, дрейфует в сторону коротких волн, тем самым усиливая ультрафиолетовую область спектра излучения звезды.

Основные положения теории, развитой на основе гипотезы „быстрых электронов“, хорошо объясняют широкий круг наблюдаемых фактов, охватывающий разные стороны явления вспышек у карликов поздних спектральных типов.

Однако непосредственным и наиболее убедительным способом проверки выдвинутой гипотезы, как нам кажется, могут быть наблюдения, проведенные в далекой инфракрасной области спектра.

Дело в том, что согласно этой теории, для каждой вспыхивающей звезды существует определенная область спектра с практически нулевой амплитудой яркости во время вспышки. Местонахождение этой критической области — $\lambda_{кр}$ зависит от спектрального типа звезды, но почти не зависит от амплитуды яркости в U , B и V цветах при вспышке. При планковском законе излучения звезды область с нулевой амплитудой вспышки находится на $\sim 7000 \text{ \AA}$ в случае звезды типа $M5$ и на $\sim 6000 \text{ \AA}$ — в случае $M0$.

Теория предсказывает также возможность *отрицательной* вспышки в области спектра $i. > i_{кр.}$. Если в области $i. < i_{кр.}$, то есть в U , B и V лучах мы наблюдаем во время вспышки *прирост* излучения (положительная вспышка), то в это же время мы должны фиксировать *уменьшение* яркости звезды в инфракрасных лучах (начиная от R , I



Время

Рис. 1.

и далее). Как показывают расчеты, амплитуда отрицательной вспышки Δm_R должна быть значительно, — на целый порядок меньше амплитуды положительной вспышки Δm_U . С учетом аномально больших, достигающих до нескольких звездных величин, инфракрасных колор-экссессов, Δm_R для обычных вспыхивающих звезд должно быть порядка от $-0^m.1$ при средних по мощности вспышках, до $-0^m.5$ при сильных вспышках, когда Δm_U доходит до $4-5^m$ и больше. Теоретически предельное значение Δm_R при планковском законе излучения звезды (то есть без учета инфракрасного колор-экссесса) не может

быть больше 1.5^m : в этом случае Δm_U будет исключительно большим $\sim 8^m$.

Качественно ожидаемая картина изменения яркости одновременно в ультрафиолетовых (U) и инфракрасных (R) лучах во время вспышки звезды представлено на рис. 1.

Из сказанного следует важность постановки параллельных наблюдений (желательно электрофотометрических) одновременно в ультрафиолетовых (U) и инфракрасных (R , I и далее) лучах во время вспышек звезд.

On the theoretical interpretation of the flare phenomenon in the nonstable stars. Assuming the mechanism of „quite electrons“ for the flare phenomenon „negative„ flares are to be expected in the far infrared region for flare stars.

25 сентября 1967

Филиал Бюраканской астрофизической
обсерватории
по космическим исследованиям

Г. А. ГУРЗАДЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзаян, *Астрофизика* 1, вып. 3, 319, 1965; 2, вып. 2, 217, 1966; *ДАН СССР* 166, № 1, 53, 1966.

CONTENTS

ON THE MILNE PROBLEM IN THE THEORY OF LINE FORMATION <i>V. V. Ivanov</i>	5
ON THE INTERPRETATION OF THE SPECTRUM OF CLASSICAL CEPHEIDS <i>V. I. Goltinko</i>	15
THE INVESTIGATION OF THE DYNAMICS OF TRIPLE SYSTEMS BY THE METHOD OF STATISTICAL TESTS. II. <i>T. A. Agekian, J. P. Anosova</i>	31
ON THE CENTRAL CONDENSATIONS IN Sb GALAXIES · <i>C. A. Sahakian</i>	41
RADIO SOURCES AND THEIR GALAXIES OF ORIGIN · <i>H. Arp</i>	59
THE DETAILED PHOTOGRAPHIC POLARIMETRY OF THE GALAXY M 82 <i>V. A. Hagen-Thorn</i>	93
ON THE FORMATION OF GALAXIES BY FRAGMENTATION · <i>J. L. Serstic</i>	105
SINGLE RADIO SOURCES IN THE VICINITY OF GALAXIES <i>H. M. Tovmassian</i>	117
OBSERVATIONS OF COSMIC RADIO SOURCES AT 60 mc/s <i>A. M. Aslantan, R. D. Dagkesamansky, V. N. Kojukhov, V. G. Malumian, V. A. Sanamian</i>	129
ON THE SPACE ORIENTATION OF PLANETARY NEBULAE <i>A. P. Grinin, A. M. Zvereva</i>	135
NOTES	
ON THE NONSTATIONARY DIFFUSION OF RADIATION IN GAS <i>V. Yu. Terebizh</i>	141
THE NEW VARIABLE STAR OF U GEMINORUM TYPE <i>B. E. Markarian</i>	144
ON THE DUPLICITY OF THE STAR HD 191568 <i>E. A. Vitritchenko, Yu. A. Polkanov, Yu. I. Shutov</i>	146
ON THE CLASSIFICATION OF THE NUCLEI OF SOME ELLIPTICAL GALAXIES <i>E. S. Parsamian</i>	150
ON THE INTRINSIC POLARIZATION OF THE LIGHT OF RX Boo, AB Cyg and AK Peg <i>R. A. Vardanian</i>	152
ON THE THEORETICAL INTERPRETATION OF THE FLARE PHENOMENON IN THE NONSTABLE STARS <i>G. A. Gurzadian</i>	154