

УДК: 524.6—77

СХОДСТВО МЕЖДУ ПРОТЯЖЕННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ  
РАДИОГАЛАКТИК И ОСТАТКАМИ СВЕРХНОВЫХ  
ТИПА «ПЛЕРИОНОВ»

Б. В. КОМБЕРГ, М. А. СМИРНОВ

Поступила 13 июня 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Для представительной выборки протяженных компонентов двойных радиогалактик получены зависимости поверхностная радиояркость — размер на разных частотах и для разных интервалов по красным смещениям. Средний наклон этих зависимостей равен  $(2.5 \pm 0.28)$ , что близко к величине наклона подобной же зависимости для остатков сверхновых типа «плерионов»  $(2.35 \pm 0.20)$ . Такое совпадение, по-видимому, свидетельствует о продолжающейся подпитке протяженных компонентов энергичными частицами, поступающими от ядра. По подвыборке на частоте 1400 МГц для радиогалактик с  $z \leq 0.1$ , состоящей из 55 протяженных компонентов, построена та же зависимость и по ней, в принципе, можно оценивать расстояния до неотожествленных недалеких радионсточников. Точность оценок расстояний предлагаемым методом оказывается не хуже, чем по красным смещениям с учетом неопределенности в величине  $H_0 = (75 \pm 25)$  км/с Мпс.

1. Хотя изучению свойств протяженных компонентов радиогалактик (РГ) посвящено большое количество как наблюдательных, так и теоретических работ, но до настоящего времени все еще нет ясности ни в кинематических свойствах их расширения, ни в особенностях их подпитки релятивистскими частицами, ответственными за синхротронное радиоизлучение. Однако каким бы образом ни происходила эта подпитка (ускорение частиц в ядре и доставка по магнитным каналам на периферию, доускорение по дороге, доускорение или рождение энергичных частиц в областях «горячих пятен» на периферии, а, скорее всего, все вместе), ясно, что эволюционные изменения параметров протяженных радиокомпонентов будут зависеть от соотношения между темпами подпитки и потерь. Последние, как известно, могут зависеть от многих причин: величины и геометрии магнитных полей, энергетического спектра первичных излучающих частиц и механизмов их доускорения, свойств окружающей среды, препятствующей расширению компонентов и т. п. Если говорить о близких ( $z < 0.1$ ) радиогалактиках поля (а, согласно, например [1], хорошо выраженная

двойная структура наблюдается только у РГ вне богатых скоплений), то для них параметры внешней среды можно считать более или менее одинаковыми. При заданном полном числе частиц в излучающем объеме и прекращении подпитки потеря энергии частицами за счет разных механизмов будет в разной степени зависеть от эволюционного увеличения размеров области. Согласно, например, [2] обратно-комptonовские потери  $\sim R^{-10}$ , синхротронные  $\sim R^{-6}$ , тормозные  $\sim R^{-4}$ , ионизационные  $\sim R^{-3}$  и потери на расширение  $\sim R^{-2}$ . В ряде работ (например, [3—5]) при упрощающих предположениях об однородности и изотропии распределения излучающих частиц и хаотичности магнитных полей были получены выражения для синхротронного потока излучения на данной частоте  $\nu$ :

$$F_\nu = R^3 \cdot K \cdot H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}}. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma = 2\alpha + 1$ , где  $\alpha$  — спектральный индекс;  $H = H_0 (R_0/R)^2$ ;  $K = K_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^{(\gamma-1)+3}$  — коэффициент, входящий в выражение для энергетического спектра излучающих частиц;  $N(E) dE = K(R) E^{-\gamma} dE$ , где  $E = E_0 (R_0/R)$ . Или, что легко получить,

$$N(E) = K_0 E_0^{-\gamma} \left(\frac{R_0}{R}\right)^3. \quad (2)$$

Подставляя в (1) все зависимости от  $R$ , получаем

$$F_\nu \sim R^{-2\gamma} \sim R^{-(4\alpha+2)} \quad (2a)$$

или  $F_\nu \sim R^{-5}$  при  $\bar{\alpha} = 0.75$ . Переходя к поверхностной радиояркости,

$$\Sigma_\nu \equiv \frac{F_\nu}{R^2} \sim R^{-4(\alpha+1)} \quad (2b)$$

получаем  $\Sigma_\nu \sim R^{-7}$  при  $\bar{\alpha} = 0.75$ .

Для отождествленных РГ легко наблюдаемыми величинами, характеризующими общие свойства протяженных радиокомпонентов, являются потоки от них ( $F_\nu$ ) и их размеры ( $\theta$ , или  $D$ ). Поэтому не удивительно, что в литературе делались неоднократные попытки построения для протяженных радиоисточников зависимостей типа  $L'_\nu - l$ , где  $L'_\nu$  — радиомощность на данной частоте, а  $l$  — общий радиоразмер. Например, в работе [6] отмечалось, что на плоскости  $L'_\nu - l$  выявляются две последовательности: „главная“, удовлетворяющая зависимости вида  $L'_\nu \sim l^{+2.5}$ , и последовательность „гигантов“  $L'_\nu \sim l^{-4.8}$ . Пер-

вая, возможно, относится к объектам, у которых преобладает подпитка энергичными частицами, а вторая — когда главным фактором становятся потери на расширение при  $l \sim t$ . В работе [2] существование последовательности „гигантов“ ставится под сомнение, однако, в работах [7, 8] она снова вводится с учетом данных по  $N$ -галактикам и квазарам.

Многие авторы (например, [9—12]) строили зависимость  $P^r - l$ , где  $P^r$  — спектральная радиояркость (Вт/Гц ср), а  $l$  — общий радиоразмер. Хотя разброс точек на зависимости велик, однако, согласно, например, [12], это отражает разброс начальных условий на эволюционных треках синхротронных компонентов, расширяющихся в среде, плотность которой  $\rho \sim l^2$ . При  $x = -1.9$  теоретическая зависимость имеет вид  $P^r \sim l^{-0.5}$  для  $l$  от 10 до 300 кпс.

Надо заметить, что в вышеперечисленных работах брались не слишком однородные выборки радиоисточников и не использовались сведения о размерах отдельных компонентов (их в те годы было еще слишком мало). Это должно было приводить к тому, что разброс на зависимостях с  $l$  будет больше, чем на тех же зависимостях с  $D_v$ . Дело еще и в том, что величина  $l$  в гораздо большей степени, чем  $D_v$ , зависит от неизвестного нам угла наклона оси РГ по отношению к лучу зрения. Поэтому, на наш взгляд, имеет смысл на основании появившегося в последние годы наблюдательного материала вернуться к построению для РГ зависимости  $\Sigma_v - D_v$ . Такая попытка тем более имеет смысл, что, в случае ее существования для близких ( $z < 0.1$ ) отождествленных РГ, по ней можно оценивать расстояния и до неотжествленных протяженных радиоисточников (если только последние не являются далекими квазарами\*). Ситуация здесь может оказаться вполне сходной с той, которая позволяет по зависимости  $\Sigma_v - D_v$  оценивать расстояния до старых остатков сверхновых (SNR).

2. Для построения зависимости  $\Sigma_v - D_v$ , применительно к РГ нами использовались работы, в которых приводятся данные относительно угловых размеров отдельных компонентов ( $\theta_{\parallel}$  и  $\theta_{\perp}$ ) и полных потоков от них ( $F$ ). Отбирались лишь компоненты, входящие в состав хорошо определенных двойных РГ, которые к тому же имеют надежные отождествления\*.

В табл. 1 приводятся частоты использованных обзоров, число отобранных протяженных компонентов и ссылки на литературу.

\* В дальнейшем мы предполагаем построить подобную же зависимость и для квазаров.

\* Оптические отождествления брались, в основном, из работы [13], авторам которой мы весьма признательны за присылку каталога.

Таблица 1

$\nu$ (МГц)	$N_{\text{ком.}}$	Литература
160	48	[14]
408	21	[15, 16]
1400	93	[16—18]
5000	50	[19—22]

В составленной нами выборке радиокомпонентов нет заметной зависимости  $l$  (расстояний между компонентами) от частоты, однако сами размеры компонентов  $D_v$  от частоты зависят:

$\nu$ (МГц)	160	408	1400	5000
$D_v/D_{160 \text{ МГц}}$	1	$0.93 \pm 0.09$	$0.48 \pm 0.07$	$0.32 \pm 0.10$

Наблюдаемую зависимость можно представить в виде  $D \sim \nu^{-0.3}$ . Она может быть обусловлена как рядом физических причин (например, высвечиванием в более слабых периферийных магнитных полях менее энергичных частиц, идущих от ядра), так и рядом селекционных эффектов. Различия в методиках определения размеров компонентов у разных авторов вряд ли дают ошибку больше 10%, так как все они используют для получения размеров приближение «эллиптического распределения Гаусса». Однако сильную неопределенность в оценку размеров могут вносить «горячие пятна», которые на разных частотах и с разными диаграммами направленности радиотелескопов могут давать заметно разный вклад в полную светимость компонентов. Чтобы уменьшить эффекты «горячих пятен», мы отбирали только компоненты с  $D \geq 15$  кпс, исходя из заметно меньших наблюдаемых размеров самих «горячих пятен» ( $\leq 5$  кпс) [23, 24].

По угловым размерам компонентов линейные размеры вычислялись по простой формуле:

$$D_v = \bar{\theta}_v \cdot d,$$

где

$$d = \frac{cz}{H_0}, \quad \bar{\theta}_v = \sqrt{\theta_{v, \parallel} \times \theta_{v, \perp}}, \quad H_0 = 75 \text{ км/с Мпс.}$$

При этом пренебрегается отклонением геометрии реальных космологических моделей от евклидовой, что допустимо для недалеких объектов. Величина спектральной поверхностной яркости вычислялась для каждого

компонента РГ отдельно:  $\Sigma_{1,2}(\nu) = \frac{F_\nu}{\frac{\pi}{4}(\theta_{\nu,1} \cdot \theta_{\nu,2})} \left[ \frac{Я_H}{\square'} \right]$ , и в дальней-

шем они использовались как независимые параметры.

Зависимость  $\Sigma, - D$ , искалась стандартным методом наименьших квадратов в виде:

$$\ln \Sigma_\nu \left[ \frac{Я_H}{\square'} \right] = -\beta \ln D, (\text{пс}) + \ln A. \quad (3)$$

В табл. 2 для разных  $\nu$  и разных интервалов по  $z$  приведены значения коэффициента  $\beta \pm \sigma_\beta$ , где  $\sigma = \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{N}}$ . В круглых скобках указано число отобранных компонентов, а в квадратных—коэффициенты корреляции\*.

Таблица 2

$\nu$ (МГц)	$z=0 \div 0.1$	$0.1 \div 0.2$	$0.2 \div 0.3$	$0.3 \div 0.5$	$0.7 \div 0.9$
160	$2.34 \pm 0.66$ (42) [0.76]	$2.45 \pm 0.8$ (6) [0.73]	—	—	—
408	$2.99 \pm 0.9$ (21) [0.74]	—	—	—	—
1400	$2.50 \pm 0.50$ (55) [0.82]	$2.35 \pm 0.38$ (22) [0.88]	$1.97 \pm 0.4$ (10) [0.83]	$4.41 \pm 1.9$ (6) [0.71]	—
5000	$2.99 \pm 0.59$ (7) [0.83]	$1.4 \pm 0.7$ (6) [0.6]	$3.12 \pm 0.66$ (17) [0.82]	$1.85 \pm 0.8$ (14) [0.67]	$2.0 \pm 0.32$ (6) [0.75]

В среднем по всей выборке:  $\bar{\beta} = 2.5 \pm 0.28$ .

Зависимость  $\beta$  от  $z$  и  $\nu$  довольно слабая—это видно из табл. 2. Кроме того,  $\beta$  слабо зависит от величины  $D_\nu$ , а также и от полной светимости РГ как в оптике, так и в радио. Все это свидетельствует о малом влиянии на  $\beta$  эффектов селекции.

В табл. 3 приведены значения величин  $\ln A \pm \sigma_3$  для разных  $\nu$  и интервалов по  $z$ , вычисленных при подстановке в (3)  $\bar{\beta} = 2.5$ . В среднем по всей выборке  $\sigma_3 = 0.88$ . Из табл. 3 видно, что величина  $A$  сильно зависит и от  $\nu$ , и от  $z$ . Кроме того, она имеет тенденцию к увеличению с ростом оптической светимости РГ. Не исключено, что на нее оказывают влияние и другие селекционные эффекты.

\* Согласно замечанию реденвента, коэффициенты корреляции могут заметно уменьшиться, если искать зависимость от  $D_\nu$ , не  $\Sigma_\nu$ , а величин, формульно независимой от  $\bar{\theta}_\nu^{-2} \sim D_\nu^{-2}$  (например, радиосветимости).

Интересно, что вычисление параметров  $\beta$  и  $A$  отдельно для подвыборок, состоящих только из больших и меньших радиокомпонентов двойных РГ, не приводит к заметным различиям. Это свидетельствует в пользу примерной одинаковости их эволюционных треков, что, в свою очередь, говорит о продолжающейся интенсивной подпитки (в противном случае, меньший и больший компоненты эволюционировали бы по-разному, так как плотность внешней среды для них разная). С этой точки зрения, зависимость  $\Sigma_v - D_v$  для протяженных компонентов РГ должна быть похожей на подобную же зависимость не для старых оболочечных SNR, а, скорее, на зависимость для остатков с продолжающейся подпиткой, т. е. «плерионов» [25]. И действительно, если говорить о наклоне зависимости

Таблица 3

$\nu$ МГц	$\approx 0 \div 0.1$	$0.1 \div 0.2$	$0.2 \div 0.3$	$0.3 \div 0.5$	$0.7 \div 0.9$
160	$11.33 \pm 1.31$	$13.00 \pm 0.93$	—	—	—
408	$10.65 \pm 1.35$	—	—	—	—
1400	$9.81 \pm 1.14$	$11.29 \pm 0.74$	$12.72 \pm 0.59$	$13.61 \pm 0.85$	
5000	$8.25 \pm 0.42$	$10.26 \pm 0.93$	$10.83 \pm 0.71$	$11.94 \pm 1.10$	$13.50 \pm 0.47$

$\Sigma_v - D_v$ , то, согласно, например, [26—28], для оболочечных SNR  $\bar{\beta} = 3.4 \pm 0.5$ , в то время как для „плерионов“  $\bar{\beta} = 2.35 \pm 0.2$ . Последнее значение близко к полученному нами для РГ  $\bar{\beta} = 2.5 \pm 0.28$ . Однако, как мы уже отмечали, в простой модели получается  $\beta = 7$  (см. (26)). На это противоречие наблюдаемого для SNR наклона зависимости  $\Sigma_v - D_v$  с простой теорией обратил внимание еще в 1976 г. Шкловский [29], который предлагал вместо  $H \sim R^{-2}$  брать  $H \sim R^{-1.5}$  (тогда можно получить  $\beta = 4.2$  при  $\alpha = 0.5$ ). Однако нам, для согласования с наблюдениями по РГ, надо получить при  $\bar{\alpha} = 0.75$  значение  $\bar{\beta} = +2.5$ . Для этого надо считать, что или потери вовсе отсутствуют и  $K = \text{const}$  в (1) (расширение в пустоту или полная компенсация за счет подпитки [4]), или делать маловероятное предположение о зависимости  $H \sim R^\delta$  с  $\delta > 0$  при  $\alpha \geq 0.3$ . Не противоречащую наблюдениям зависимость  $\Sigma_v - D_v$  можно также получить при учете сдерживающего влияния окружающей среды, подбирая вид зависимости  $\rho(l)$  (например, [12, 30]). Есть, правда, и еще один, на наш взгляд, вполне приемлемый путь для согласования наблюдаемого у РГ наклона зависимости  $\Sigma_v - D_v$  с теорией. Речь идет об анизотропии распределения по скоростям излучающих частиц, а значит и об анизотропном характере излучения компонентов (в последние годы такая

возможность в литературе обсуждается [31—35]). Действительно, если положить  $K \sim R^{-\gamma}$  (вместо  $K \sim R^{-(\gamma+2)}$  для изотропного случая), что соответствует независимости  $N(E)$  от размеров, то при  $\bar{a} = 0.75$  наблюдаемое  $\bar{\beta} = 2.5$  можно получить при  $H \sim R^{-0.6}$  (вместо  $H \sim R^{-2}$  при изотропии). Так что не исключено, что расширение радиокомпонентов при удалении от ядра продолжает контролироваться магнитным полем [36, 37], и подпитка энергичными частицами идет в некотором конусе углов [38—40], ось которого, в свою очередь, может прецессировать с характерными временами от десятков до сотен лет (например, [35, 41, 42]).

3. Если говорить о возможном определении расстояний до близких неотождествленных РГ по зависимости  $\Sigma_{\nu} - D_{\nu}$ , то для этой цели воспользуемся выборкой объектов с  $z < 0.1$  ( $\nu = 1400$  МГц), состоящей из 55 компонентов. Зависимость, построенная по этой выборке, представлена на рис. 1 и может быть записана в виде ( $H_0 = 75$  км/с Мпс):

$$\ln \Sigma_{1400} \left( \frac{\text{мЯн}}{\square''} \right) = -(2.5 \pm 0.5) \ln D_{1400} (\text{пс}) + (9.81 \pm 1.14). \quad (4)$$

Коэффициент корреляции для нее  $\sim 0.82$ . По наблюдаемой величине  $\Sigma_{1400}$  можно, используя зависимость (4), оценить величину  $D_{1400}$ , а значит, при известных  $\theta_{1400\parallel}$  и  $\theta_{1400\perp}$ , и расстояние до РГ. Для нашей выборки ошибка в определении расстояний составляет на уровне  $1\sigma$  около 1.6 раза — это сравнимо с неопределенностью в оценках расстояний за счет неопределенности в значении  $H_0 = (75 \pm 25)$  км/с Мпс, но несколько хуже, чем при использовании для оценок расстояний зависимости Тулли—Фишера (например, [43, 44]). В будущем, при увеличении статистической значимости и однородности выборки протяженных компонентов РГ, этот метод можно будет, в принципе, использовать для уточнения величины  $H_0$  и выбора космологической модели (по далеким радиоисточникам).

Институт космических  
исследований АН СССР  
Астросовет АН СССР

## SIMILARITY BETWEEN THE EXTENDED COMPONENTS OF RADIO GALAXIES AND PLERION-TYPE SUPERNOVAE REMNANTS

B. V. KOMBERG, M. A. SMIRNOV

In order to have a representative sample of extended components of double radio galaxies, surface radio brightness—size functions at  
4—145

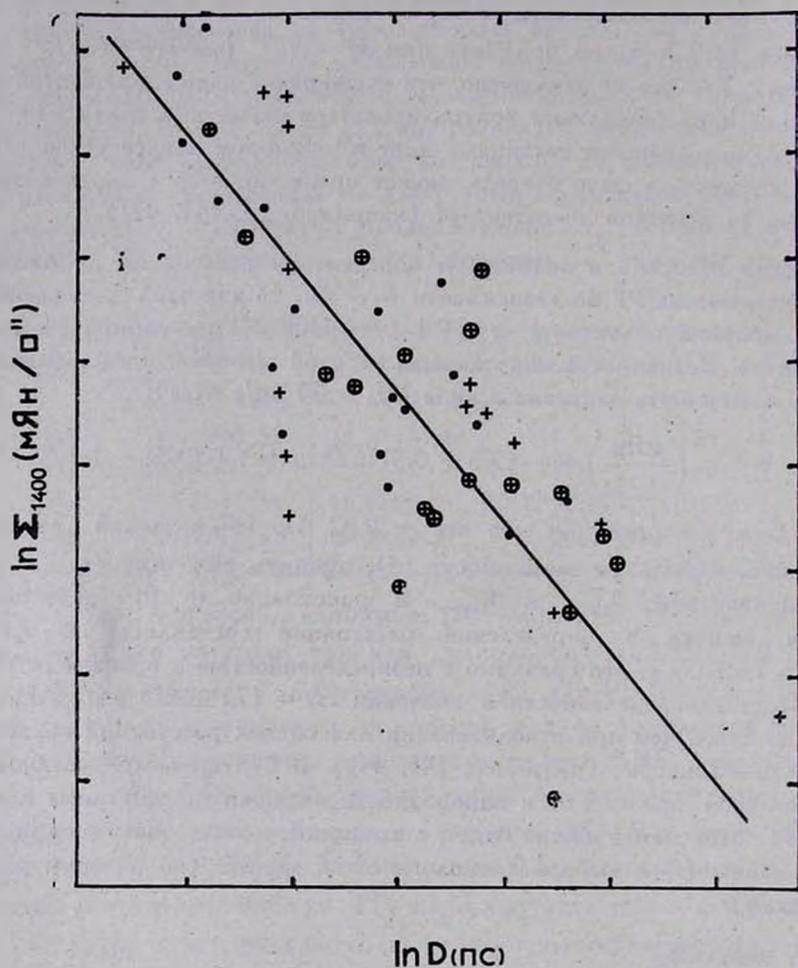


Рис. 1. Зависимость  $\Sigma_{1400} - D$  на 1400 МГц для 55 протяженных радиокомпонентов близких радиогалактик ( $z < 0.1$ ). Коэффициент корреляции  $\sim 0.82$ ;  $\bar{D} = 2.5 \pm 0.5$ ;  $\bar{\Sigma} = 9.81 \pm 1.14$ . Компоненты:  $\bullet$  — малые,  $\oplus$  — большой,  $+$  — равные (или один разрешенный компонент).

different frequencies and for different redshift ranges are obtained. The mean slope of these functions is  $(2.5 \pm 0.28)$  which is close to the value for plerion-type SNR  $(2.35 \pm 0.20)$ . The coincidence is obviously a manifestation of a continued supply of extended components by high-energy particles from the nuclei. The 1400 MHz subsample for radio galaxies with  $z \leq 0.1$  including 55 extended components is used to plot a similar dependence and in fact, it may help to estimate the distances to unidentified near radio sources. The accuracy of the estimated distances by the method suggested in this paper is equal to or better than the accuracy of estimates based on red shifts with the uncertainty of  $H_0 = (75 \pm 25)$  km/s Mpc taken into account.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. G. Hine, M. S. Longair, M. N. RAS, 188, 111, 1979.
2. A. G. Pacholczyk, JILA Report N 29, 1965.
3. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 37, 256, 1960.
4. Н. С. Кардашев, Астрон. ж., 39, 393, 1962.
5. M. S. Longair, M. Ryle, P. A. G. Scheuer, M. N. RAS, 164, 243, 1973.
6. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 39, 591, 1962.
7. Б. В. Комберг, Препринт ИПМ АН СССР, № 19, 1971.
8. K. W. Weiler, K. J. Johnston, M. N. RAS, 190, 269, 1980.
9. C. D. Mac Kay, M. N. RAS, 162, 1, 1973.
10. R. D. Ekers, IAU Symp. N 58, 257, 1979.
11. M. Yokasawa, Astrophys. Space Sci., 83, 335, 1982.
12. J. E. Baldwin, IAU Symp. N 97, 1982.
13. M. P. Veron-Cetty, P. Veron, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 53, 219, 1983.
14. O. B. Slee, B. C. Siegman, P. S. Mulhall, PAS Australia, 4, 278, 1982.
15. R. T. Schilizzi, W. B. Mc Adam, Mem. RAS, 79 (1), 1, 1979.
16. C. D. Mac Kay, M. N. RAS, 145, 31, 1969.
17. E. B. Fomalont, A. J., 76, 513, 1971.
18. J. A. Hogbom, I. Carlsson, Astron. Astrophys., 34, 341, 1974.
19. R. A. Laing, M. N. RAS, 195, 261, 1981.
20. C. J. Jenkins, G. G. Pooley, J. M. Riley, Mem. RAS, 84, 61, 1977.
21. J. M. Riley, G. C. Pooley, Mem. RAS, 80, 105, 1977.
22. N. J. B. A. Branson, B. Elsmore, G. G. Pooley, M. Ryle, M. N. RAS, 156, 377, 1972.
23. C. J. Jenkins, M. Mc Ellin, M. N. RAS, 180, 219, 1977.
24. S. G. Neff, L. Rudnick, M. N. RAS, 192, 531, 1980.
25. K. W. Weiler, N. Panagia, Astron. Astrophys., 90, 269, 1980.
26. R. D. Blendford, L. L. Cowie, Ap. J., 260, 625, 1982.
27. Ф. Х. Сахибов, М. А. Смирнов, Письма АЖ, 8, 281, 1982.
28. A. O. Allakhverdiev, P. Amnuel, O. Gassinov, F. Kasimov, Astrophys. Space Sci., 97, 261, 1983.
29. И. С. Шкловский, Письма АЖ, 2, 244, 1976.
30. M. D. Smith, M. N. RAS, 207, 41, 1984.
31. W. van Breugel, T. Heckman, H. Butcher, G. Miley, Ap. J., 277, 82, 1984.

32. *D. J. Saikta*, M. N. RAS, 197, 11, 1981.
33. *Б. В. Комберг*, Препринт ИКИ, № 252, 1975.
34. *R. G. Hine, P. A. G. Scheuer*, M. N. RAS, 193, 285, 1980.
35. *M. J. Wilson, P. A. G. Scheuer*, M. N. RAS, 205, 449, 1983.
36. *R. H. Sanders, L. N. Da Costa*, *Astron. Astrophys.*, 70, 477, 1978.
37. *Ю. Л. Эвский, А. А. Степанян*, *Астрофизика*, 21, 487, 1984.
38. *A. G. Pacholczyk*, *Astrophys. Lett.*, 21, 87, 1981.
39. *Б. В. Комберг*, Препринт ИКИ АН СССР, № 834, 1983.
40. *S. G. Neff, R. L. Brown*, A. J., 89, 195, 1984.
41. *A. C. Gower, P. C. Gregory, J. B. Hutchings, W. G. Unruh*, *Ap. J.*, 262, 478, 1982.
42. *Ю. В. Барышев*, *Письма АЖ*, 9, 591, 1983.
43. *G. de Vaucouleurs*, *Ap. J.*, 268, 451, 1983.
44. *L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs*, *Astron. Astrophys.*, 118, 4, 1983.