

УДК: 524.7—77

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК. ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Ю. В. БАРЫШЕВ, В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 3 декабря 1985

Принята к печати 20 мая 1986

Проведены оценки основных физических параметров характерного 3C FR II радиоисточника. Предсказываются статистические зависимости между скоростью, плотностью, потоком массы струи и светимостью горячего пятна. Полученные оценки указывают на высокую эффективность переработки кинетической энергии струи в энергию ультрарелятивистских частиц, магнитных полей и синхротронного излучения.

1. *Введение.* Предложенная более 10 лет назад Блэндфордом и Рисом [1] модель двойной струи для мощных внегалактических радиоисточников находит в последнее время все большее подтверждение как в наблюдениях [2—5], так и в численных расчетах газодинамики затопленной струи [6—9]. В работах [8, 9], в частности, было отмечено хорошее согласие расчетной структуры «рабочей поверхности» струи с наблюдаемой морфологией «горячих пятен» двойных радиоисточников.

Принципиальным для физики мощных внегалактических радиоисточников является вопрос о величине основных параметров реальных радиоисточников при интерпретации их наблюдаемых свойств в рамках модели двойной струи. В работе [10], из условия баланса давления в горячем пятне, были получены соотношения, связывающие наблюдаемые параметры горячих пятен (линейные размеры и радиосветимости) с такими модельными параметрами, как скорость струи v , поток массы в струе $\dot{M}$, плотность струи ρ . В работах [11, 12] проведены оценки v , $\dot{M}$, ρ для выборки двойных радиоисточников, исходя из геометрических соображений, равномерного распределения энергии и модели турбулентных каскадных процессов.

Настоящая работа посвящена дальнейшему обсуждению теоретических параметров мощных радиогалактик (типа FR II [13]) на основе более широкого использования имеющихся наблюдательных данных. Цель работы состоит в получении самосогласованных оценок физических пара-

метров струйных выбросов, исходя из: 1) наблюдаемых свойств горячих пятен двойных радионисточников, 2) статистики рентгеновского излучения газа вокруг радиогалактик, 3) статистики полных линейных размеров двойных радионисточников, 4) законов сохранения на фронтах сильных ударных волн, 5) предположения о равномерном распределении.

В настоящей работе рассматривается газодинамическое описание взаимодействия струи с окружающим газом и проводится расчет основных параметров модели двойной струи, описывающей характерную FR II радиогалактику. В дальнейшем будет рассмотрена роль плазменных эффов в области взаимодействия струи с окружающим газом и возможность ускорения релятивистских частиц на фронтах головной и обратной ударных волн, а также плазменной турбулентностью за фронтами этих волн.

2. Гидродинамическое описание взаимодействия струи с окружающим газом. Согласно численным расчетам [6—9] область взаимодействия конца струи с окружающим газом имеет характерную структуру в виде двух ударных волн с контактным разрывом между ними. На рис. 1 приведены

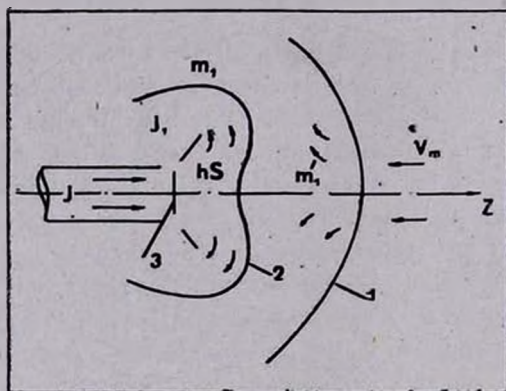


Рис. 1. Структура области взаимодействия сверхзвуковой струи с окружающим газом (обозначения см. в тексте).

основные элементы области взаимодействия: j — сверхзвуковая струя, hs — газ струи за фронтом маховского диска (обратной ударной волны «3»), m_1 — внешний газ за фронтом ударной волны «1» в области hs , m — невозмущенный внешний газ, «2» — контактный разрыв, отделяющий возмущенный газ струи j_1 от возмущенного внешнего газа m_1 .

Рассмотрим более подробно условия, которым подчиняются газодинамические параметры струи на разрывах «1», «2», «3» в пренебрежении динамической значимостью магнитного поля $\rho v^2 \gg B^2/8\pi$. Условия баланса

импульса на разрывах «1» и «3» в системе отсчета головной ударной волны в области «hs» имеют вид:

$$p_m + \rho_m v_m^2 = p_{m1} + \rho_{m1} v_{m1}^2, \quad (1)$$

$$p_j + \rho_j (v_j - v_m)^2 = p_{hs} + \rho_{hs} v_{hs}^2, \quad (2)$$

где p_m , ρ_m — давление и плотность внешнего газа; v_m — скорость головной ударной волны, равная скорости втекания внешнего газа в область фронта ударной волны; p_{m1} , ρ_{m1} , v_{m1} — давление, плотность и скорость внешнего газа за фронтом „1“; p_j , ρ_j , v_j — давление, плотность и скорость газа струи; p_{hs} , ρ_{hs} , v_{hs} — давление, плотность и скорость газа струи за фронтом „3“. Будем считать, что ударные волны „1“ и „3“ сильные, т. е. $p_{m1} \gg p_m$ и $p_{hs} \gg p_j$, тогда для идеального газа с $\Gamma = 5/3$ без учета высвечивания имеем:

$$p_{m1} = 0.75 \rho_m v_m^2, \quad (3)$$

$$p_{hs} = 0.75 \rho_j (v_j - v_m)^2, \quad (4)$$

где учтено, что $p_{m1} = 4p_m$, $\rho_{hs} = 4\rho_j$, $v_{m1} = \frac{1}{4}v_m$, $v_{hs} = \frac{1}{4}(v_j - v_m)$. Из условия равенства давлений на контактном разрыве „2“ имеем $p_{m1} = p_{hs}$ и соотношения

$$v_j = v_m \left[1 + \left(\frac{\rho_m}{\rho_j} \right)^{1/2} \right], \quad (5)$$

$$\rho = \rho_m \left| \left(\frac{v_j}{v_m} - 1 \right)^2 \right|. \quad (6)$$

Будем в дальнейшем отождествлять газ струи за фронтом обратной ударной волны «3» с горячими пятнами в лоубах FR II источников. Для того, чтобы связать непосредственно наблюдаемые величины с параметрами струи, введем два безразмерных параметра: η — доля потока кинетической энергии струи L_k , идущая на синхротронное излучение горячего пятна L_{hs} в некотором интервале частот (ν_1 , ν_2); χ — доля полного давления газа горячего пятна p_{hs} , которую составляет давление релятивистских частиц и магнитных полей p_m , ответственных за это синхротронное излучение:

$$L_{hs} = \eta L_k, \quad (7)$$

$$p_{em} = \kappa p_{hs}. \quad (8)$$

С учетом выражения для потока кинетической энергии через поперечное сечение A струи $L_k = \frac{1}{2} \rho_j v_j^3 A$ из (4), (7), (8) следует уравнение для скорости струи:

$$v_j = \frac{\kappa}{\eta} \cdot \frac{1.5 L_{hs}}{p_{em} A} \cdot \left(1 - \frac{v_m}{v_j}\right)^2 \quad (9)$$

или для величины $x = v_j/v_m$:

$$\frac{x^3}{(x-1)^2} = \frac{\kappa}{\eta} \cdot \frac{1.5 L_{hs}}{p_{em} \cdot v_m \cdot A}. \quad (10)$$

Функция $G(x) \equiv x^3/(x-1)^2$, $x > 1$ имеет минимальное значение $G_{\min} = 6.75$ при $x = 3$. Каждому фиксированному значению величины правой части уравнения (10) соответствуют два значения скорости v_j , одно из которых близко к v_m , а другое много больше v_m . Это соответствует двум противоположным случаям $\rho_j \gg \rho_m$ и $\rho_m \gg \rho_j$. Для выбора одного из этих решений нужны дополнительные аргументы, о которых пойдет речь в разделе 3. Отметим, что в случае $v_j \gg v_m$ скорость струи определяется непосредственно из (9) через наблюдаемые величины L_{hs} , p_{em} , R_{hs} , где R_{hs} — радиус горячего пятна, и определенные выше параметры κ и η [4, 10]. Входящая в уравнение (10) скорость головной ударной волны v_m может быть определена из соотношений (3), (8):

$$v_m = \frac{2}{\sqrt{3}} (p_{em}/\kappa \rho_m)^{1/2}, \quad (11)$$

если плотность внешней среды ρ_m известна, например из рентгеновских наблюдений. Таким образом, по известным величинам L_{hs} , p_{em} , R_{hs} , ρ_m и κ , η с помощью (10) можно найти скорость втекания струи в горячее пятно v_j .

Если известной величиной является плотность струи ρ_j (например из данных по деполяризации излучения горячих пятен), то скорость струи согласно (4) можно найти из соотношения

$$v_j = \frac{2}{\sqrt{3}} (p_{em}/\kappa \rho_j)^{1/2} + v_m, \quad (12)$$

а соотношение (7) в этом случае может служить для определения величины параметра η .

Температура газа за фронтом ударной волны может быть найдена из соотношений (3), (4), которые можно переписать в виде

$$T_{m_1} = 0.094 \frac{m_p v_m^2}{k_B}, \quad (13)$$

$$T_{hs} = 0.094 \frac{m_p (v_i - v_m)^2}{k_B}, \quad (14)$$

где m_p — масса протона, k_B — постоянная Больцмана. Температура вещества струи может быть оценена из соотношения

$$T_j = \xi T_m \cdot \frac{\rho_m}{\rho_j}, \quad (15)$$

которое следует из условия на тепловые давления внешнего газа и струи $p_j = \xi p_m$. Параметр ξ в численных расчетах [6, 7] принимался равным 1.

В формулах (13)—(15) предполагается, что ионная температура плазмы равна электронной ($T_i = T_e$). Если это условие нарушается, то необходимо ввести параметр, учитывающий отличие T_i от T_e .

Используя гидродинамическое приближение, мы считаем, что в области фронта бесстолкновительной ударной волны существуют турбулентные электромагнитные поля, которые рандомизируют втекающий макроскопический поток плазмы, что обеспечивает сжатие и нагрев плазмы за фронтом. Обсуждение этих процессов в применении к радиогалактикам будет проведено в отдельной работе.

3. *Оценка физических параметров струйных выбросов.* В протяженных компонентах FR II источников будем выделять три характерных части: струя „j“, горячее пятно „hs“, лоуб „l“. Сами протяженные компоненты окружены внешним газом „m“. Для оценки физических параметров FR II источников часть величин требуется задать. Исходными для расчетов считаются те величины, которые получаются непосредственно из наблюдений, либо при минимуме дополнительных предположений.

Можно считать, что из радионаблюдений известны размеры (R) горячих пятен и лоубов, а также их удельные светимости L , и спектральные индексы α в некотором интервале частот (ν_1, ν_2). Тогда минимальную плотность энергии релятивистских частиц и магнитных полей можно вычислить по формуле [15, 14]:

$$\varepsilon_{em} = 1.4 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{1+k}{2}\right)^{4/7} \cdot \left(\frac{1 \text{ кпк}}{R}\right)^{12/7} \cdot \left(\frac{L}{10^{44} \text{ эрг/с}}\right)^{4/7} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}, \quad (16)$$

где фиксированы следующие значения параметров: $\alpha = 0.8$, $v_1 = 10^7 \text{ Гц}$, $v_2 = 10^{11} \text{ Гц}$, фактор заполнения $= 1$, $\sin \theta = 1$, k — доля энергии релятивистских протонов от энергии релятивистских электронов, R — радиус излучающей однородной области, $L = \int_{v_1}^{v_2} L_\nu d\nu$ — интегральная светимость излучающей области. Магнитное поле в этом случае будет:

$$B_{\pi} = 4.1 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{1+k}{2}\right)^{2/7} \cdot \left(\frac{1 \text{ кпк}}{R}\right)^{6/7} \cdot \left(\frac{L}{10^{44} \text{ эрг/с}}\right)^{2/7} \text{ Гс}, \quad (17)$$

а давление релятивистских частиц и магнитных полей $p_{em} = \frac{1}{3} \varepsilon_{em}$.

Проведем оценку физических параметров для некоторого усредненного FR II радиисточника из 3CR-выборки. В качестве исходных величин для расчетов выбираем: расстояние от ядра до лоуба $R_m \approx 150 \text{ кпк}$ [16], радиус лоуба $R_l \approx 20 \text{ кпк}$ [17], радиус горячего пятна $R_{hs} \approx 2.2 \text{ кпк}$ [18], радиус струи $R_j \approx 2.2 \text{ кпк}$, рентгеновская светимость внешнего газа $L_m^x \approx 1.6 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с}$ [19], радиосветимость лоубов $L_l \approx 2 \cdot 10^{44} \text{ эрг/с}$ [17], радиосветимость горячих пятен $L_{hs} \approx 7.6 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с}$ [18], скорость движения лоубов (скорость головной ударной волны) $v_m \approx 0.06 \text{ с}$ [16, 20, 21], концентрация тепловой плазмы в горячем пятне $n_{hs} \lesssim 5.2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ [18]. Кроме того, из наблюдений радиоструй у мощных двойных радиогалактик NGC 6251 [4] и 3C 111 [5] берем величину магнитного поля в струе перед входом в горячее пятно. $B_j \approx 10^{-6} \text{ Гс}$, величину магнитного поля во внешнем газе принимаем для оценок равной $B_m \approx 10^{-7} \text{ Гс}$.

В табл. 1 приводятся результаты расчета физических параметров среднего FR II источника. Электронная концентрация внешнего газа оценивалась по формуле:

$$n_m = 1.8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{T_m}{2 \cdot 10^7 \text{ К}}\right)^{-1/4} \cdot \left(\frac{R_m}{150 \text{ кпк}}\right)^{-3/2} \cdot \left(\frac{L_m^x}{1.6 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с}}\right)^{1/2} \text{ см}^{-3}. \quad (18)$$

Значения $T_m = 2 \cdot 10^7 \text{ К}$ и $n_m = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии $R = 150 \text{ кпк}$ от ядра находятся в хорошем согласии с моделями газовых гало вокруг гигантских эллиптических и cD-галактик, полученными на основе рентгеновских наблюдений [22—24]. Тепловое давление внешнего газа $p_m = 2n_m \cdot k_B T_m = 10^{-11} \text{ дин/см}^2$. Поскольку известными величинами

Таблица 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СРЕДНЕГО ЗСР FR II РАДИОИСТОЧНИКА

Параметр	Область источника				
	Единица измерения	Внешний газ "т"	Лоуб "l"	Горячее пятно "h _h "	Струя "j"
Радиус (R)	кпк	150	20	2.2	2.2
Светимость (L)	эрг/с	$1.6 \cdot 10^{43}$	$2 \cdot 10^{44}$	$7.6 \cdot 10^{43}$	—
Скорость (v)	см/с	—	$1.3 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^9$
Концентрация (n)	см ⁻³	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$
Температура (T)	К	$2 \cdot 10^7$	10^9	$5.8 \cdot 10^{10}$	$3.2 \cdot 10^8$
Давление (p)	дин/см ²	10^{-11}	$1.1 \cdot 10^{-10}$	$7.1 \cdot 10^{-9}$	10^{-11}
Плотность энергии релятив. частиц в М. п. (ε)	эрг/см ³	10^{-15}	$1.2 \cdot 10^{-10}$	$3.1 \cdot 10^{-9}$	10^{-13}
Магнитное поле (B)	Гс	10^{-7}	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$	10^{-6}
Масса (M)	M _☉	$6 \cdot 10^{11}$	$3.2 \cdot 10^9$	$4.8 \cdot 10^5$	—
Тепл. скорость электронов (v _{Te})	см/с	$1.7 \cdot 10^9$	$1.2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^9$
Тепл. скорость протонов (v _{Ti})	см/с	$4 \cdot 10^7$	$2.8 \cdot 10^8$	$2.2 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^8$
Альевенская скорость (v _A)	см/с	$5.1 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$	$2.2 \cdot 10^7$
Плазм. частота электронов (ω _{pe})	рад/с	$2.4 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$
Плазм. частота протонов (ω _{pi})	рад/с	56	84	28	14
Гирочастота электронов (ω _{Be})	рад/с	1.8	$6 \cdot 10^3$	$1.61 \cdot 10^3$	18
Гирочастота протонов (ω _{Bi})	рад/с	10	0.33	18	10^{-2}
Гирорадиус электронов (r _{Be})	см	$9.7 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^8$
Гирорадиус протонов (r _{Bi})	см	$4.2 \cdot 10^{10}$	$8.6 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^9$	$1.7 \cdot 10^{10}$
Дебаевский радиус (r _D)	см	$7.4 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^7$
Число Дебая (N _D)	—	$7.3 \cdot 10^{14}$	$1.7 \cdot 10^{17}$	$2.3 \cdot 10^{20}$	$2.4 \cdot 10^{17}$
Частота кулоновских столк. (ν _{ei})	с ⁻¹	$3.3 \cdot 10^{-12}$	$2.1 \cdot 10^{-14}$	$5.2 \cdot 10^{-18}$	$2.5 \cdot 10^{-15}$
Кулонов, длина своб. пробега (l _{ei})	см	$5.2 \cdot 10^{20}$	$5.7 \cdot 10^{23}$	$5.7 \cdot 10^{27}$	$2.8 \cdot 10^{24}$
Толщина фронта ударн. волны (δ)	см	$5.4 \cdot 10^8$	$3.6 \cdot 10^8$	$1.1 \cdot 10^9$	$2.1 \cdot 10^{11}$
Плазменный параметр (β)	—	$1.2 \cdot 10^4$	12	2.5	122

являются v_m и ρ_m , то соотношение (11) можно использовать для оценки параметра давления χ в горячем пятне, откуда $\chi = 0.14$. Тогда полное давление в горячем пятне $p_{hh} = 7.1 \cdot 10^{-9}$ дин/см².

Для отыскания скорости струи v_j с помощью соотношений (10) или (12) необходимо знать либо параметр η , либо плотность струи ρ_j . Рассмотрим, какие ограничения из наблюдений имеются на ρ_j , учиты-

вая, что $\rho_{hs} = 4\rho_j$. Из данных по деполяризации концентрация нерелятивистских электронов в горячем пятне $n_{hs}^e \lesssim 5.2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$. Подстановкой пробных значений v_j в соотношения (12), (14) находим, что при скорости $v_j < 3v_m$ концентрация нерелятивистских электронов больше допустимой из деполяризации. С другой стороны, концентрация релятивистских электронов, ответственных за наблюдаемое синхротронное излучение горячего пятна в интервале частот от $\nu_1 = 10^7 \text{ Гц}$ до $\nu_2 = 10^{11} \text{ Гц}$ со спектральным индексом $\alpha = 0.8$ в магнитном поле, соответствующем условию равномерного распределения $B_{hs} = 1.9 \times 10^{-4} \text{ Гс}$, составляет $n_2^e = \int_{E_1}^{E_2} KE^{-\alpha} dE$. Рассматриваемому интервалу

частот соответствует интервал лоренц-факторов релятивистских электронов от $\gamma_1 = 2.1 \cdot 10^3$ до $\gamma_2 = 2.1 \cdot 10^4$, в котором энергетический спектр имеет вид: $n_{hs}^e(E) dE = 2.4 \cdot 10^{-12} E^{-2.6} dE$. При этом полное число релятивистских электронов в единице объема горячего пятна в интервале энергий (E_1, E_2) будет $n_2^e = 1.6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, число тепловых релятивистских электронов с $\gamma > 2.1 \cdot 10^3$ должно быть меньше $1.6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$, откуда получаем второе ограничение: $v_j < 8v_m$.

Следовательно, скорость струи заключена в пределах $0.18 \text{ с} < v_j < 0.48 \text{ с}$, и для дальнейших оценок выбираем среднюю для этого интервала величину $v_j \approx 0.3 \text{ с}$, т. е. $v_j/v_m = 5$. Тогда $n_j = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, $n_{hs} = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, $T_{hs} = 5.8 \cdot 10^{10} \text{ К}$, средний лоренц-фактор тепловых релятивистских электронов ~ 20 . Следовательно, плазма в горячем пятне является „полурелятивистской“, так как состоит из релятивистских электронов с $\gamma_e \sim k_B T_{hs}/m_e c^2$ и нерелятивистских протонов. Если $T_{hs} \gtrsim 10^{13} \text{ К}$, что достижимо для $v_j \approx c$, то плазма в горячем пятне становится полностью релятивистской и $\gamma_e \sim 10^3$, тогда надо использовать релятивистские законы сохранения на фронте ударной волны.

Для найденных параметров поток кинетической энергии в струе $L_k = 9.7 \cdot 10^{45} \text{ эрг/с}$ и можно оценить параметр светимости $\eta = L_{hs}/L_k = 8 \cdot 10^{-3}$. Потеря массы ядром галактики в одном струйном выбросе будет $\dot{M} = \rho_j v_j A = 3.8 M_\odot/\text{год}$. Оценивая время жизни среднего источника как $t_s = R/v_m = 8.2 \cdot 10^6 \text{ лет}$, получим полную потерю массы активным ядром галактики за время t_s на два струйных выброса $\dot{M} = 6.2 \cdot 10^7 M_\odot$. Температура газа струи (при $\xi = 1$) будет $T_j =$

$= 3.2 \cdot 10^6$ K, число Маха головной ударной волны $M_m = 24$, число Маха газа струи $M_j = 30$.

В табл. 1 приведены также результаты вычислений по стандартным формулам (см., например, [25]) следующих величин, характеризующих плазму в рассматриваемых четырех областях среднего радиоисточника: v_{Te} , v_{Ti} — тепловые скорости электронов и протонов, v_A — альвеновская скорость, ω_{pe} , ω_{pi} — электронная и ионная плазменные частоты, ω_{Be} , ω_{Bi} — гирочастоты тепловых электронов и протонов, r_{Be} , r_{Bi} — гирорадиусы тепловых электронов и протонов, r_D — радиус Дебая, N_D — число Дебая, ν_{ei} — эффективная частота кулоновских столкновений, l_{ei} — длина свободного пробега относительно кулоновских столкновений, $\delta = c/\omega_{pi}$ — параметр, характеризующий толщину фронта бесстолкновительной ударной волны, $\beta = nk_B T / (B^2/8\pi)$ — параметр, характеризующий роль магнитного поля в плазме. Общий вывод из данных табл. 1 состоит в том, что в FR II источниках мы имеем дело с разреженной горячей бесстолкновительной „high-beta“ плазмой.

4. *Обсуждение результатов.* В работах [11, 12] в предположении свободного расширения струи была найдена степенная зависимость между скоростью струи и радиосветимостью источника в виде $v_j \sim L^{0.33}$, что находится в хорошем согласии с полученным нами соотношением $v_j \sim L^{0.36}$. Однако полученные в этих работах значения потока массы в струях двойных радиоисточников, $13 M_\odot/\text{год} < \dot{M}_j < 3000 M_\odot/\text{год}$, сильно отличаются от наших оценок $0.5 M_\odot/\text{год} < \dot{M}_j < 9 M_\odot/\text{год}$, основанных на более детальном рассмотрении физических процессов в горячих пятнах мощных радиогалактик.

Развитый в разделах 2 и 3 метод оценки скорости v_j и плотности ρ_j струи в области горячих пятен можно использовать также при расчете параметров индивидуально исследуемых радиоисточников. Для тех радиоисточников, у которых неизвестна концентрация «холодных» частиц в горячем пятне, можно в первом приближении получить оценку v_j и ρ_j , если известны линейный радиус горячего пятна R_h и светимость горячего пятна L_h . В этом случае надо положить параметры x и η приблизительно равными их значениям у среднего радиоисточника, т. е. $x \approx 0.1$, $\eta \approx 0.01$ и найти из уравнения (10) величину v_j/v_m . Особенно простые соотношения для оценки v_j и ρ_j получаются в приближении $v_j \gg v_m$. Тогда из (9) и (12) следуют соотношения [10]:

$$v_j \approx 9 \cdot 10^3 \left(\frac{x}{0.1} \right) \cdot \left(\frac{0.01}{\eta} \right) \cdot \left(\frac{2_{\text{кпк}}}{R_{hs}} \right)^{2/7} \cdot \left(\frac{L_{hs}}{10^{44} \text{ эрг/с}} \right)^{3/7} \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (19)$$

$$n_j \approx 1.2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{0.1}{x} \right) \cdot \left(\frac{\eta}{0.01} \right) \cdot \left(\frac{2_{\text{кпк}}}{R_{hs}} \right)^{8/7} \cdot \left(\frac{10^{44} \text{ эрг/с}}{L_{hs}} \right)^{2/7} \text{ см}^{-3}, \quad (20)$$

$$\dot{M}_j \approx 3.6 \cdot \left(\frac{0.1}{x} \right) \cdot \left(\frac{\eta}{0.01} \right) \cdot \left(\frac{R_{hs}}{2_{\text{кпк}}} \right)^{4/7} \cdot \left(\frac{L_{hs}}{10^{44} \text{ эрг/с}} \right)^{1/7} \frac{M_{\odot}}{\text{год}} \quad (21)$$

Из этих формул следуют вполне определенные корреляции между величинами R_{hs} , L_{hs} и v_j , n_j , $\dot{M}_j$. Согласно наблюдательным данным [26], на рис. 2 нанесены R_{hs} и L_{hs} для 27 горячих пятен мощных двойных радиисточников, наблюдавшихся на 5-километровом Кембриджском радиотелескопе. Методом наименьших квадратов получаем зависимость $R_{hs} \sim L_{hs}^{0.244 \pm 0.047}$. Исключая с помощью этой зависимости R_{hs} из (19)–(21) и нормируя к параметрам среднего FR II радиисточника, получаем, что при x и $\eta = \text{const}$, в среднем выполняются соотношения: $v_j \approx 10^{10} (L_{hs}/10^{44} \text{ эрг/с})^{0.36} \text{ см/с}$, $n_j \approx 10^{-4} (L_{hs}/10^{44} \text{ эрг/с})^{-0.56} \text{ см}^{-3}$, $\dot{M}_j \approx 4 (L_{hs}/10^{44} \text{ эрг/с})^{0.29} M_{\odot}/\text{год}$.

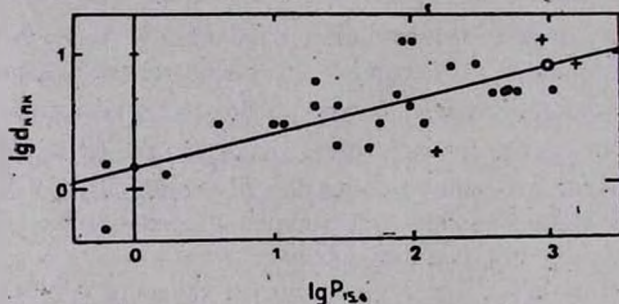


Рис. 2. Соотношение размер-светимость для горячих пятен двойных радиисточников по данным из [26]: d — диаметр горячего пятна в кпк, $P_{15.4}$ — мощность излучения горячего пятна на частоте 15.4 ГГц в относительных единицах.

Перечислим основные выводы, полученные в работе.

1. Рассчитаны основные физические параметры плазмы протяженных компонентов среднего FR II 3CR источника (табл. 1), в рамках модели двойной струи (рис. 1). Вещество в струе, горячем пятне и лоубе является разреженной бесстолкновительной "high-beta" плазмой. Для среднего источника скорость струи $v_j \approx 0.3$ с, концентрация

протонов в струе $n_j \approx 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, поток массы в струе $\dot{M}_j \approx 3.6 M_\odot/\text{год}$, отношение плотностей $\rho_m/\rho_j = 16$, числа Маха $M_j = 30$, $M_m = 24$.

2. Предсказываются корреляционные зависимости скорости, плотности и потока массы струи от светимости горячего пятна в виде: $v_j \sim L_{hs}^{0.36}$, $n_j \sim L_{hs}^{-0.56}$, $\dot{M}_j \approx L_{hs}^{0.288}$. При изменении средней светимости горячих пятен FR II источников в диапазоне $10^{41} \text{ эрг/с} < L_{hs} < 10^{46} \text{ эрг/с}$ пределы изменения других средних величин составляют: $10^4 \text{ км/с} < v_j < 3 \cdot 10^5 \text{ км/с}$, $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3} > n_j > 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$, $0.5 M_\odot/\text{год} < \dot{M}_j < 9 M_\odot/\text{год}$.

3. Основную часть лобуба составляет сжатая в головной ударной волне внешняя плазма. В качестве характерных параметров лобуба получены: скорость головной ударной волны $v_m = 0.06 \text{ с}$, скорость газа лобуба $v_l \approx 0.045 \text{ с}$, время жизни источника $t_l \approx R_l/v_m = 8 \cdot 10^8 \text{ лет}$, концентрация протонов в лобубе $n_s \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Температура плазмы за фронтом головной ударной волны (при $T_s = T_l$) изменяется от $4 \cdot 10^8 \text{ К}$ в области перед горячим пятном до 10^8 К вдали от горячего пятна. От лобубов FR II источников можно ожидать тепловое тормозное рентгеновское излучение в диапазоне от 10 кэВ до 300 кэВ , со средней светимостью $L_x \sim 10^{41} \text{ эрг/с}$. Измерение температуры рентгеновского излучения лобубов эквивалентно определению скорости головной ударной волны v_m (см. (13)).

4. Горячее пятно представляет из себя сжатую в обратной ударной волне плазму струи. Характерные параметры горячего пятна: скорость вещества горячего пятна в системе отсчета головной ударной волны $v_{hs} = 1/4(v_j - v_m) = 0.06 \text{ с}$, а в системе отсчета покоящегося внешнего газа $v'_{hs} = 1/4(v_j + 3v_m) = 0.12 \text{ с}$, концентрация протонов $n_{hs} = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, $T_{hs} = 5.8 \cdot 10^{10} \text{ К}$. При столь высокой температуре плазма горячего пятна является „полурелятивистской“, так как электроны имеют средний лоренц-фактор $\gamma = 20$, а протоны остаются нерелятивистскими: $v_{Ti} \approx 2.2 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ ($T_s = T_i$). От горячих пятен ожидается тепловое тормозное гамма-излучение в диапазоне $\sim 5 \text{ МэВ}$ со светимостью $L_\gamma \approx 6 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с}$. Измерение температуры гамма-излучения в этой области радиисточника эквивалентно измерению скорости струи v_j (см. (14)). В горячих пятнах тепловые релятивистские электроны будут излучать низкочастотное синхротрон-

ное излучение в магнитном поле $B = 2 \cdot 10^{-4}$ Гс на $\nu_m \approx 0.1$ МГц со светимостью $L_{\text{нч}} \approx 3 \cdot 10^{42}$ эрг/с. Для горячих пятен более мощных радиосточников возможно более жесткое γ -излучение и крутой подъем спектра синхротронного излучения на низкой частоте.

Ленинградский государственный
университет

Главная геофизическая обсерватория
им. А. И. Воейкова

• THEORETICAL PARAMETERS OF THE POWERFUL RADIOGALAXIES. HYDRODYNAMICAL APPROXIMATION

YU. V. BARYSHEV, V. N. MOROZOV

The estimates of main physical parameters of typical 3C FR II radiosource are made. Statistical dependences among the velocity density, mass flow of jet and luminosity of hot spot are predicted. The obtained estimates indicate a high efficiency of working of kinetic energy of jet into energy of ultrarelativistic particles, magnetic field energy and synchrotron radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Blandford, M. J. Rees, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 169, 395, 1974.
2. A. H. Bridle, R. A. Perley, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 22, 319, 1984.
3. J. O. Burns, J. P. Basart, D. S. DeYoung, D. C. Ghigla, Astrophys. J., 283, 515, 1984.
4. R. A. Perley, A. H. Bridle, A. G. Willis, Astrophys. J. Suppl. Ser., 54, 291, 1984.
5. R. Linfield, R. Perley, Astrophys. J., 279, 60, 1984.
6. M. L. Norman, L. Smarr, K.-H. A. Winkler, M. D. Smith, Astron. and Astrophys., 113, 285, 1982.
7. M. L. Norman, K.-H. A. Winkler, L. Smarr, Astrophys. Jett., Proc. Int. Workshop, 1983, p. 227.
8. M. J. Wilson, P. A. G. Scheuer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 205, 449, 1983.
9. M. D. Smith, M. L. Norman, K.-H. A. Winkler, L. Smarr, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 214, 67, 1985.
10. Ю. В. Барышев, Астрон. циркуляр, № 1334, 1, 1984.
11. L. Zaninetti, Astrophys. and Space Sci., 108, 401, 1985.
12. L. Zaninetti, Astrophys. and Space Sci., 109, 287, 1985.
13. B. Fanaroff, J. M. Riley, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 167, 31P, 1974.
14. В. А. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Успехи физ. наук, 87, 65, 1965.
15. А. Пахольчик, Радиоастрофизика, М., 1973.
16. Ю. В. Барышев, Астрофизика, 19, 461, 1983.
17. S. F. Burch, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 186, 519, 1979.

18. *A. J. Kerr, P. Birch, R. G. Conway, R. J. Davis, D. Stannard*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 197, 921, 1981.
19. *E. D. Felgelson, C. J. Berg*, Astrophys. J., 269, 400, 1983.
20. *C. D. Mackay*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 162, 1, 1973.
21. *Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева*, Письма в Астрон. ж., 8, 67, 1980.
22. *P. E. J. Nulsen, G. C. Stewart, A. C. Fabian, R. F. Mushotzky, S. S. Holt, W. H.-M. Ku, D. F. Malin*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 1089, 1982.
23. *G. C. Stewart, C. R. Cantares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen*, Astrophys. J., 278, 536, 1984.
24. *Е. В. Волков*, Астрон. ж., 62, 450, 1985.
25. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Плазменная астрофизика, М., 1972.
26. *R. A. Laing*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 195, 261, 1981.