

УДК: 524.7—782

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ  
РАДИОГАЛАКТИК. III. УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

Ю. В. БАРЫШЕВ, В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 26 ноября 1986

Принята к печати 20 декабря 1987

Показана эффективность действия механизма ускорения частиц на фронтах сильных ударных волн в горячих пятнах и лоубах мощных радиогалактик для генерации релятивистских электронов с  $\gamma_e \sim 10^7$  и протонов с энергией  $\sim 10^{20}$  эВ. Дается оценка эффективности ускорения релятивистских электронов за счет циклотронного резонанса с альвеновской турбулентностью за фронтом обратной ударной волны в горячем пятне радиисточника.

1. *Введение.* В настоящей работе даются оценки эффективности механизмов ускорения частиц на фронте ударной волны и ускорения за счет циклотронного резонанса в применении к горячим пятнам и лоубам радиогалактик. Отметим, что существенной особенностью рассматриваемых механизмов является то, что они требуют предварительного ускорения за счет других механизмов, т. к. в первом случае гирорадиус ускоряемой частицы должен быть больше толщины ударного фронта, а во втором случае должно быть выполнено условие:  $p > m_i V_A$ , где  $p$  — импульс ускоряемой частицы,  $m_i$  — масса иона.

Поэтому ниже при проведении оценок эти условия предполагаются выполненными.

2. *Ускорение частиц.* Структура области взаимодействия плазменной струи с внешним газом является благоприятной для механизмов ускорения частиц на фронте ударной волны и ускорения МГД-турбулентностью и плазменной турбулентностью за фронтом ударной волны. Будем считать, что толщина фронта имеет порядок  $r_{Bi}$ . Выделим для анализа две области протяженных компонентов: горячее пятно, т. е. сжатый газ струи за фронтом обратной ударной волны и лоуб, т. е. сжатый газ гало галактики за фронтом головной ударной волны.

Как указывалось выше, для реализации механизма ускорения на фронте ударной волны необходимо, чтобы гирорадиус ускоряемых частиц

был больше толщины фронта. Толщина фронта обратной ударной волны (ударной волны в горячем пятне)  $\delta \sim 10^9$  см, а гирорадиус тепловых электронов в горячем пятне  $r_{Be} \sim 10^8$  см. Условие  $r_{Be} > \delta$  начинает выполняться с  $r_{Be} > 10^9$  см, т. е. для электронов с  $\gamma_e > 200$ , что хорошо соответствует нижней границе энергии  $E_1$  релятивистских электронов, соответствующей частоте радиоизлучения радиогалактики  $\nu_1 = 10^7$  Гц. Кроме того, нужен эффективный механизм рассеяния частиц перед фронтом и за фронтом, обеспечивающий возможность многократного пересечения фронта ускоряемыми частицами. Согласно [1, 2], характерное время ускорения частиц в области фронта ударной волны дается выражением

$$t_a = \frac{9(D_1^{1/2} + D_2^{1/2})^2}{10(\Delta u)^2}, \quad (1)$$

где:  $\Delta u = u_2 - u_1$  — скачок скорости на фронте ударной волны,  $D_1$  и  $D_2$  — коэффициенты диффузии частиц в области перед фронтом (индекс «1») и за фронтом («индекс «2»). Поскольку за фронтом бесстолкновительной ударной волны МГД-турбулентность только усиливается, то  $D_2 < D_1$ , и основная задача — это определение коэффициента диффузии перед фронтом. В качестве механизмов рассеяния частиц перед фронтом можно рассматривать следующие:

1) ускоренные за фронтом частицы, попадая вследствие рассеяния в область перед фронтом, сами возбуждают МГД-турбулентность нужного уровня (в этом случае необходимо проверить выполнимость условий самовозбуждения и «зеркализации»);

2) в плазме до фронта существует МГД-турбулентность со степенным спектром, в широком интервале волновых чисел;

3) отраженные от фронта ударной волны ионы набегающей плазменной струи возбуждают в области перед фронтом МГД-турбулентность.

Здесь мы рассмотрим вторую и третью возможности. Для произвольного спектра МГД-турбулентности коэффициент диффузии релятивистских электронов за счет циклотронного рассеяния может быть записан в следующем виде [3]:

$$D(E) = \frac{c^2}{\omega_{Be}} \left( \frac{E}{m_e c^2} \right) \cdot \frac{B^2}{8\pi W_T(k_r) \cdot k_r} = r_{pe} \cdot c \cdot \left( \frac{B^2}{8\pi W_T(k_r) \cdot k_r} \right), \quad (2)$$

где:  $W_T(k_r) \cdot k_r$  — плотность энергии МГД-турбулентности с волновым числом  $k_r \sim r_{pe}^{-1}$ ,  $r_{pe}$  — гирорадиус релятивистского электрона.

Считая выполненной вторую возможность, предположим, что МГД-турбулентность в области до фронта имеет спектр:



$$W_T(k) = \frac{W_M}{k_0} \left( \frac{k}{k_0} \right)^{-2i_1}, \quad (3)$$

где:  $W_M = \frac{B^2}{8\pi}$ ,  $k_0 = \frac{2\pi}{L_0}$ ,  $L_0$  — основной масштаб турбулентности. Непосредственным основанием для принятия степенного спектра служат наблюдательные данные, полученные при экспериментальном исследовании межпланетной среды, причем наблюдаемый спектр тянется от  $\lambda = 10^9$  см до  $\lambda = 10^{13}$  см и имеет показатель 1.5...2.2 [1]. Тогда для коэффициента диффузии релятивистских частиц, резонансно рассеиваемых на МГД-турбулентности, с помощью (2) и (3) получим [2]:

$$D(E) = \left( \frac{c^3}{\omega_{Bi} \cdot k_0} \right)^{1/2} \left( \frac{E}{m_i c^2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где принято  $i_1 = 3/2$ , что соответствует постоянству потока энергии турбулентности. Подставляя соответствующие величины в (4), получаем коэффициент диффузии в струе  $D_1^i (\gamma_e = 2.1 \cdot 10^4) = 3.7 \cdot 10^{27}$  см<sup>2</sup>/с, а во внешнем газе  $D_1^m (\gamma_e = 5 \cdot 10^4) = 1.8 \cdot 10^{28}$  см<sup>2</sup>/с. Тогда время ускорения электронов, дающих синхротронное излучение на граничной частоте  $\nu_2 = 10^{11}$  Гц в горячем пятне  $t_{\alpha}^{hs} = 3.5$  года, в лобу  $t_{\alpha}^l = 2.8 \cdot 10^2$  лет, что много меньше времени синхротронных потерь на этой же частоте. Такие же по порядку величины  $D_1(E)$  и  $t_{\alpha}$  получаются в случае, если спектр турбулентности произволен, что может иметь место при выполнении третьей возможности, т. е. если генерация МГД-турбулентности производится ионами, отраженными от фронта ударной волны и  $\frac{B^2}{8\pi W_T(k_r) \cdot k_r} \sim 10^3$ .

Оценим, до каких энергий возможно ускорение электронов и протонов на фронтах головной и обратной ударных волн. Время диффузионного выхода ускоряемых частиц из области ускорения, имеющей максимальный размер  $L = 2R_{hs}$ , где  $R_{hs}$  — характерный размер горячего пятна, дается выражением  $t_D \sim L^2/2D$ , а время конвективного сноса элемента  $t_{conv} \sim L/v$ . Из условия  $t_{\alpha} \approx t_D \approx t_{conv}$  получаем ограничение на энергию ускоряемых частиц, которая в случае горячего пятна составляет  $E_m \sim \sim 10^{20}$  эВ. В случае лобу максимальная энергия частиц имеет такой же порядок величины. Гирорадиус релятивистских протонов с энергией  $E_m$  в магнитном поле горячего пятна составляет 0.5 кпк. Отметим, что согласно [2, 4], предельная энергия космических лучей (КЛ), достигаемая на фронтах ударных волн, в остатках SN составляет  $E_{SN} = 10^{15}$  эВ. Полученное выше значение  $E_m$  относится к среднему FR II ЗС источнику; для более мощных источников  $E_m$  может достигать  $10^{21}$  эВ.



Максимальная энергия электронов будет определяться синхротронными и обратными комптоновскими потерями. В нашем случае, однако, потерями на обратное комптоновское излучение можно пренебречь, т. к. эффективное магнитное поле микроволнового фона  $B_r \approx 4 \cdot 10^{-6}$  Гс, много меньше магнитного поля в горячих пятнах и лоубах. Из условия  $t_a \lesssim t_{\text{syn}}$  получим максимальную энергию электронов в горячем пятне и лоубе  $E_e \approx \approx 3.5 \cdot 10^{12}$  эВ ( $\gamma_e \approx 7 \cdot 10^6$ ). Электроны с  $\gamma_e \approx 7 \cdot 10^6$  будут излучать синхротронное излучение в магнитном поле горячего пятна на частоте  $\nu = 10^{16}$  Гц ( $h\nu = 4.2$  эВ), т. е. в УФ-диапазоне, а в магнитном поле лоуба — на частоте  $\nu = 10^{15}$  Гц, т. е. в оптическом диапазоне.

Механизм ускорения частиц на фронте ударной волны обладает двумя замечательными особенностями: 1) формированием универсального степенного спектра, 2) высокой эффективностью переработки направленной кинетической энергии струи в хаотическую микроскопическую энергию частиц. Энергетический спектр релятивистских частиц, ускоренных на фронте ударной волны, дается выражением [3]:  $N(E) \sim E^{-\sigma}$ , где:  $\sigma = \frac{n+2}{n-2}$ ,  $n = \frac{\rho_2}{\rho_1}$  — коэффициент сжатия газа за фронтом. Для сильной ударной волны с  $\Gamma = 5/3$ ,  $n = 4$ ,  $\sigma = 2$  и спектральный индекс синхротронного излучения  $\alpha = 0.5$ . Учет кривизны фронта, возможных потерь энергии, механизма рассеяния может приводить к вариациям  $\alpha$ . Эффективность ускорения частиц на фронтах сильных ударных волн может составлять от нескольких процентов до 50% энергии втекающего газа [5].

Наряду с этим механизмом в горячих пятнах и лоубах мощных радиоисточников могут эффективно работать и другие механизмы ускорения частиц. Один из них предложен в работах [6, 7] и связан с тем, что отраженные потоки ионов от фронта квазиперпендикулярной волны генерируют в области перед фронтом косые магнитоэвковые волны, которые, взаимодействуя с электронами, благодаря черенковскому резонансу, ускоряют их вдоль магнитного поля до ультрарелятивистских энергий ( $\gamma_e \sim 10^7$ ). При этом возникает проблема изотропизации ультрарелятивистских электронов, которая решается в предположении существования в струе длинноволновой альвеновской турбулентности. Можно предполагать, что этот механизм действует в лоубе, который представляет сжатый газ за фронтом головной ударной волны, являющейся, возможно, квазиперпендикулярной.

В то же время в области горячих пятен, в предположении квазипараллельности обратной ударной волны, возможно ускорение вследствие циклотронного резонанса релятивистских электронов с альвеновской турбулентностью. В работе [8] была показана возможность генерации альвеновской



турбулентности за фронтом ударной волны в горячем пятне за счет шланговой неустойчивости. Характерное время ускорения электронов за счет циклотронного резонанса оценивается с помощью выражения:

$$t_a = \left( \frac{\delta B_{\perp}^2}{B^2} \right)^{-1} \cdot \left( \frac{c}{v_{hs}} \right)^2 \cdot \left( \frac{r_{pe}}{L_0} \right)^{2-\delta_1} \cdot \frac{L_0}{c}. \quad (5)$$

Формула (5) отличается от соответствующей формулы, приведенной в [1], тем, что альвеновская скорость  $v_A$  заменена на скорость плазмы за фронтом ударной волны  $v_{hs}$ , что связано с аperiодическим характером шланговой неустойчивости. Предполагая далее, что основная энергия МГД-турбулентности заключена в масштабе  $L_0 = r_{pe}$  и используя для гирорадиуса релятивистского электрона выражение  $r_{pe} = \frac{\gamma_e c}{\omega_{Be}}$ , получим вместо (5):

$$t_a = \left( \frac{\delta B_{\perp}^2}{B^2} \right)^{-1} \cdot \left( \frac{c}{v_{hs}} \right)^2 \cdot \frac{\gamma_e c}{\omega_{Be}}. \quad (6)$$

В работе [8] была дана оценка величины  $\left( \frac{\delta B_{\perp}^2}{B^2} \right) = 1.3 \cdot 10^{-4}$  для случая, когда максимум энергии приходится на длину волны  $\lambda \approx r_{pe}$  при  $\nu = 10^{11}$  Гц. Учитывая также, что при  $B_{hs} = 6 \cdot 10^{-5}$  Гс,  $\omega_{Be} = 10^3$  Гц,  $\gamma_e = 10^4$ , получим из (6):  $t_a \approx 2.7 \cdot 10^7$  с  $\approx 1$  год. Эта величина  $t_a$  меньше времени синхротронных потерь  $t_{syn}$ .

Строгое рассмотрение задачи [9] показывает, что в конечном итоге в радиоисточнике возможно формирование степенного спектра электронов за счет циклотронного механизма ускорения альвеновскими волнами, при этом возможно равновесное состояние  $t_a \approx t_{syn}$ , если показатель спектра турбулентности  $\delta_1 = 3$  (см. также [10]). Необходимо отметить, что задача формирования степенного спектра турбулентности в радиоисточнике остается пока не решенной.

3. Основные выводы. 1) Наличие универсальных степенных спектров синхротронного излучения указывает на то, что наиболее вероятным механизмом ускорения частиц в протяженных компонентах FR II источников является ускорение на фронтах сильных ударных волн. Вместе с тем, важную роль могут играть и другие механизмы ускорения. Оценки показывают возможность ускорения за счет циклотронного резонанса релятивистских электронов с альвеновской турбулентностью в горячем пятне радиоисточника.

2) Механизм ускорения на фронте сильной ударной волны в горячем пятне и лобе среднего FR II источника может дать релятивистские электроны с  $\gamma_e \sim 10^7$  и протоны с  $E_p \sim 10^{20}$  эВ. Таким образом, в горячих пятнах и лобах может возникать синхротронное излучение вплоть до оптического и ультрафиолетового диапазона. FR II источники могут служить поставщиками КЛ сверхвысоких энергий  $\lesssim 10^{20}$  эВ, тогда как ударные волны в остатках сверхновых дают КЛ с энергией  $\lesssim 10^{15}$  эВ.

Ленинградский государственный  
университет  
Главная геофизическая обсерватория  
им. А. И. Воейкова

## THEORETICAL PARAMETERS OF THE POWERFUL RADIOGALAXIES. III. ACCELERATION OF PARTICLES

YU. V. BARYSHEV, V. N. MOROZOV

The efficiency of mechanism of acceleration of particles by strong shocks in the hot spots and lobes of powerful radiogalaxies which can generate relativistic electrons with  $\gamma_e \sim 10^7$  eV and protons with energy  $\sim 10^{20}$  eV has been shown. Estimates of efficiency of acceleration of the relativistic electrons by cyclotron resonance with alfvén turbulence behind the reverse shock front in hot spot of radiosource are made.

### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Толтыгин, Космические лучи в межпланетных магнитных полях, Наука, М., 1983.
2. V. N. Fedorenko, *Astrophys. and Space Sci.*, 96, 25, 1983.
3. L. O' C. Drury, *Repts. Progr. Phys.*, 46, 973, 1983.
4. A. F. Heavens, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 1, 1984.
5. D. Eichler, *Astrophys. J.*, 247, 1089, 1981.
6. А. А. Галеев, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 86, 1655, 1984.
7. А. А. Галеев, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 483, 1985.
8. Ю. В. Барышев, В. Н. Морозов, *Астрофизика*, 28, 111, 1988.
9. J. A. Eilek, R. N. Henriksen, *Astrophys. J.*, 277, 820, 1984.
10. В. Н. Федоренко, *Астрон. ж.*, 57, 511, 1980.