АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ДЕКАБРЬ, 1984 ВЫПУСК 3

УДК: 524.6—726—466

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ДИССИПАЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 4 октября 1983
Принята к печати 15 мая 1984

На основе модели Бленфорда—Рисса рассматривается диссипация кинетической энергии плазменных потоков в радиогалактиках за счет шланговой и зеркальной неустойчивостей. В рамках квазилинейной теории неустойчивости оценивается энергия возникающей при этом магнитогидродинамической турбулентности. Как показывают оценки, магнитогидродинамическая турбулентность может быть источником энергии, за счет которой восполняются потери релятивистских частиц на излучение и адиабатическое охлаждение.

В работе [1] было выдвинуто предположение, что основным источником энергии излучения в радиогалактиках являются релятивистские потоки плазмы, идущие из центральной галактики. Причем существенную роль играет взаимодействие этого потока с межгалактической средой. Согласно предположению Бленфорда и Рисса при этом взаимодействии возникают две ударных волны, разделенных контактным разрывом. Наибольший интерес для понимания процессов, происходящих в этой области радиогалактик, представляет первая ударная волна, возникающая непосредственно перед релятивистским потоком. За фронтом этой волны, по мнению авторов [1], происходит превращение кинетической энергии потока в энергию релятивистских частиц и происходит «термализация» потока. Но проблема состоит в том, что на самом деле в радиогалактиках плазма является бесстолкновительной. Действительно, длина свободного пробега при концентрациях $n_e = n_i = 10^{-3}$ см$^{-3}$ и температуре $T = 10^6$ K [2] составляет $6 \cdot 10^3$ пс = 6 кпс. В то же время размер «горячих пятен», где имеет место эта диссипация, составляет 2 кпс. Поэтому нельзя говорить об ударной волне в гидродинамическом смысле. То, что процесс термализации не столкновительный, свидетельствует и тот факт, что для объяснения излучения радиогалактик в рамках синхротронного механизма излучения необходимо предполагать, что энергетический спектр электронов имеет вид: $f(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-\gamma}$, где ε — энергия электронов. Под термином «термализация», введенным в [1], надо понимать процесс формирования спектра электронов рассмотренного выше вида. Для того, чтобы обеспечить формирование такого спектра, как указано в [1], необходимо выполнение следующих условий:

1. При прохождении ударного фронта часть энергии плазменного потока $f_1 L$, где L — поток энергии в единицу времени, обусловленный этим пучком, $f_1 < 1$, трансформируется в энергию магнитогидродинамической турбулентности.

2. Доля $f_2 L$ ($f_2 < 1$) инжектируется в виде релятивистских частиц, которые имеют максквелловское или δ-образное распределение по энергиям.

3. Энергия турбулентности трансформируется в энергию релятивистских частиц через механизм Ферми.

Задача о формировании спектра релятивистских частиц при заданном уровне энергии рассматривалась во многих работах [3—6]. Но при этом задача о генерации турбулентности остается, как правило, всегда в тени и считается, что определенный уровень турбулентности имеется. Такой подход обусловлен в значительной мере сложностью задачи. В последние годы появилась серия работ по радиогалактикам [2, 7—9], в которых в качестве механизма генерации мгд-турбулентности привлекались неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, Рэлея.

В настоящей работе делается попытка конкретизировать схему, предложенную в работе [1], в частности первую ее часть, связанную с диссипацией кинетической энергии плазменного потока в энергию мгд-турбулентности. Одной из таких возможностей может быть неустойчивость плазмы, находящейся в магнитном поле, вызванная анизотропией давления ($p_\parallel > p_\perp$ или $p_\perp > p_\parallel$, где $p_\parallel$ и $p_\perp$ — давление плазмы вдоль и поперек магнитного поля). В ряде работ [10] встречается утверждение, что различные неустойчивости плазмы, вызванные анизотропией давления или температуры, приводят к гидродинамизации плазмы ($p_\perp$ становится равным $p_\parallel$), т. е. ее поведение можно описывать гидродинамическими уравнениями. Но развитие неустойчивости приводит к установлению определенного уровня энергии магнитогидродинамической турбулентности, наличие которой может приводить к ускорению электронов. Для некоторых типов неустойчивости (зеркальной и шланговой), эту энергию можно оценить из квазилинейной теории [11, 12]. Для того, чтобы показать возможность возникновения указанных выше неустойчивостей при взаимодействии плазменного потока с межгалактической средой, рассмотрим следующую модельную задачу. Пусть анизотропный поток плазмы с вмороженным магнитным полем $\vec{B}$ набегает на стенку, расположенную перпендикулярно потоку (стенка моделирует межгалактическую среду).

Система уравнений, описывающих такую плазму в стационарном нерелятивистском случае, в приближении Чу—Гольдберга—Лоу [13] имеет следующий вид:

$$\rho_m [\vec{v}(\nabla\vec{v})]_\perp + \nabla_\perp\left(p_\perp + \frac{B^2}{8\pi}\right) - \frac{\vec{B}\nabla\vec{B}}{4\pi}\left[\frac{8\pi(p_\perp - p_\parallel)}{B^2} + 1\right] = 0,$$

$$\rho_m [\vec{v}(\nabla\vec{v})]_\parallel + \nabla_\parallel p_\parallel + (p_\perp - p_\parallel)\left(\frac{\nabla\vec{B}}{B}\right)_\parallel = 0,$$

$$\nabla\times(\vec{v}\times\vec{B}) = 0, \quad \nabla\rho_m\vec{v} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{p_\perp^2 p_\parallel}{\rho_m^5} = \text{const}, \quad \frac{p_\perp}{\rho_m B} = \text{const},$$

где $\vec{v}$ — гидродинамическая скорость плазмы; ρ_m — плотность плазмы.

Система (1) описывает движение анизотронной плазмы в перпендикулярном и параллельном магнитному полю направлениях.

Пусть ось z совпадает с направлением движения потока, а поле перпендикулярно к нему. Будем также считать поток цилиндрическим. Тогда, предполагая $\vec{v} = (0, 0, v_z)$ в цилиндрической системе (r, φ, z) и считая задачу осесимметрической, получим вместо (1):

$$\rho_m v_z \frac{dv_z}{dz} = -\frac{\partial p_\perp}{\partial z} - \frac{1}{8\pi}\frac{\partial B_r^2}{\partial z},$$

$$\frac{\partial p_\parallel}{\partial r} - (p_\perp - p_\parallel)\frac{1}{B_r}\frac{\partial B_r}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{B_r}{\rho_m} = \text{const},$$

$$p_\perp = C\rho_m^2, \quad p_\parallel = C\rho_m, \quad C = \text{const}. \tag{2}$$

На границе потока с межгалактической средой, т. е. на стенке, $v_z = 0$.

Интегрируя первое уравнение системы (2) в предположении $p_\perp \gg \frac{B_r^2}{8\pi}$ и с использованием последних трех соотношений, получим для ρ_m, $p_\perp$, $p_\parallel$ и B_r соотношения:

$$\rho_m(z) = \frac{1}{2}\rho_m^0\delta\left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right),$$

$$p_\perp(z) = \frac{1}{4}p_\perp^0\delta^2\left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right)^2 = \frac{1}{8}\rho_m^0 v_z^{02}\delta\left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right)^2,$$

$$p_\parallel(z) = \frac{1}{4}\rho_m^0 v_z^{02}\frac{p_\parallel^0}{p_\perp^0}\left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right), \tag{3}$$

$$B_r(z) = \frac{1}{2}B_r^0\delta\left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right),$$

где $\delta = \frac{\rho_m^0 v_z^{02}}{2p_\perp^0}$, $p_\parallel^0$, $p_\perp^0$, B_r^0, ρ_m^0, v_z^0 — значения гидродинамических величин и напряженности магнитного поля вдали от границы.

Рассмотрим отношение $p_\perp$ к $p_\parallel$. Из системы (3) получим:

$$\frac{p_\perp(z)}{p_\parallel(z)} = \frac{1}{2}\frac{p_\perp^0}{p_\parallel^0}\delta\left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right) = \frac{\rho_m^0 v_z^{02}}{2p_\parallel^0}\left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right). \tag{4}$$

Из соотношения (4) следует, что сильная анизотропия ($p_\perp \gg p_\parallel$) возникает при $\delta \gg 1$, т. е. когда плотность кинетической энергии потока больше начального давления поперек магнитного поля, или когда она больше, чем продольное давление. Максимальное значение эта анизотропия принимает вблизи границы плазменного потока и межгалактической среды, т. е. при $v_z = 0$.

При наличии анизотропии, связанной с преобладанием поперечного давления над продольным, возникает так называемая зеркальная неустойчивость [11], условие возникновения которой можно получить в гидродинамическом приближении из дисперсионного уравнения [13]:

$$\omega^2 = \frac{k^2}{2\rho_m}\left\{\left[\frac{B^2}{4\pi} + p_\perp(1 + \sin^2\theta) + 2p_\parallel\cos^2\theta\right] \pm \right.$$
$$\left. \pm\left\{\left[\frac{B^2}{4\pi} + p_\perp(1 + \sin^2\theta) - 4p_\parallel\cos^2\theta\right]^2 + 4p_\perp^2\sin^2\theta\cos^2\theta\right\}^{1/2}\right\}, \tag{5}$$

где θ — угол между волновым вектором $\vec{k}$ и $\vec{B}$.

В предельном случае ($p_\perp \gg p_\parallel$) из соотношения (5) получаем:

$$\omega^2 = -\frac{1}{4}k_z^2 V_A^2\frac{\beta_\perp^2\sin^2\theta}{1 + \frac{\beta_\perp}{2}(1 + \sin^2\theta)}, \tag{6}$$

где: $k_z = k\cos\theta$, $\beta_\perp = \frac{8\pi p_\perp}{B^2}$, $V_A = \frac{B^2}{\sqrt{4\pi\rho_m}}$.

Инкремент и характерное время нарастания этого типа неустойчивости представляется выражениями:

$$\gamma_k = \frac{1}{2} k_z V_A \frac{\beta_\perp \sin\theta}{\left[1 + \frac{\beta_\perp}{2}(1 + \sin^2\theta)\right]^{1/2}},$$

$$\tau_k = \frac{2L_z}{V_A} \frac{\left[1 + \frac{\beta_\perp}{2}(1 + \sin^2\theta)\right]^{1/2}}{\beta_\perp \sin\theta}, \quad L_z = \frac{1}{k_z} \tag{7}$$

При более слабом неравенстве ($p_\perp > p_\parallel$) из (5) следует:

$$\omega^2 = -\frac{3k_z^2 p_\parallel}{\rho_m}\left[\frac{p_\perp^2}{3p_\parallel}\sin^2\theta + p_\parallel\cos^2\theta - \frac{B^2}{4\pi} - p_\perp(1 + \sin^2\theta)\right]. \tag{8}$$

Неустойчивость имеет место при выполнении неравенства:

$$\frac{p_\perp^2}{3p_\parallel}\sin^2\theta + p_\parallel\cos^2\theta > \frac{B^2}{4\pi} + p_\perp(1 + \sin^2\theta). \tag{9}$$

То есть неустойчивым являются магнитогидродинамические волны, распространяющиеся под углами θ, меньшими θ_c, где θ_c удовлетворяет (9) в случае равенства.

Частота ω удовлетворяет во всех приведенных критериях условия $\omega \gg k_z \sqrt{\frac{p_\parallel}{\rho_m}}$ [11].

При $\omega \ll k_z \sqrt{\frac{p_\parallel}{\rho_m}}$ имеет также кинетический аналог неустойчивости [11, 12]. Соответствующее дисперсионное уравнение, условие неустойчивости, инкремент и характерное время нарастания имеют представление:

$$\omega = i\frac{k_z v_{T\parallel}}{\sqrt{\pi}\,\beta_\perp}\frac{p_\parallel}{p_\perp}\left[\beta_\perp\left(\frac{p_\perp}{p_\parallel} - 1\right) - 1 - \frac{k_z^2}{k_\perp^2}\left(1 + \frac{\beta_\perp - \beta_\parallel}{2}\right)\right],$$

$$\beta_\perp\left(\frac{p_\perp}{p_\parallel} - 1\right) > 1 + \frac{k_z^2}{k_\perp^2}\left(1 + \frac{\beta_\perp - \beta_\parallel}{2}\right), \tag{10}$$

$$\gamma_k = |\omega|, \quad \tau_k = \frac{1}{\gamma_k}, \quad v_{T\parallel} = \sqrt{\frac{p_\parallel}{\rho_m}}.$$

Используя результаты работы [12], можно показать, что развитие этой неустойчивости приводит к возникновению флуктуаций магнитного поля, плотность энергии которых в квазилинейном режиме определяется выражением

$$\delta W_B = \frac{128}{\pi^2}\,\frac{B^2}{8\pi}\left(\frac{p_\parallel}{p_\perp}\right)^2\left[1-\left(\frac{p_\parallel}{p_\perp}\right)-\frac{1}{\beta_\perp}\left(\frac{p_\parallel}{p_\perp}\right)\right], \tag{11}$$

где B — напряженность основного магнитного поля.

Другим возможным вариантом неустойчивости, возникающей при взаимодействии плазменного потока, идущего из центральной галактики, с межгалактической средой является шланговая неустойчивость. Будем исходить из той же модели взаимодействия, что и при рассмотрении зеркальной неустойчивости, только магнитное поле имеет составляющую, совпадающую с направлением движения, а составляющая, перпендикулярная этому направлению, равна нулю. В этом случае система уравнений, описывающих такое движение в цилиндрически симметричном случае, имеет вид:

$$\begin{gathered}\rho_m v_z \frac{dv_z}{dz} + \frac{dp_\parallel}{dz} = 0,\\ p_\perp = C_1\rho_m,\quad p_\parallel = C_2\rho_m^3,\\ \frac{dB_z}{dz} = 0,\quad B_z = f(r)\ \text{или}\ = \text{const}.\end{gathered} \tag{12}$$

Здесь не выписаны уравнения гидродинамики в направлении, перпендикулярном направлению движения. Фактически это уравнение баланса давления $p_\perp$ с давлением межгалактической среды. Интегрируя (12), получим:

$$\begin{gathered}\rho_m(z) = \left(\frac{2}{3}\delta_1\right)^{1/2}\rho_m^0\left(1+\frac{3}{2}\delta_1^{-1}-\frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right)^{1/2},\quad \delta_1 = \frac{\rho_m^0 v_z^{02}}{2p_\parallel^0},\\ p_\parallel(z) = \frac{2}{3}\left(\frac{2}{3}\delta_1\right)^{1/2}\frac{1}{2}\rho_m^0 v_z^{02}\left(1+\frac{3}{2}\delta_1^{-1}-\frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right)^{3/2},\\ p_\perp(z) = \frac{2}{3}\left(\frac{2}{3}\delta_1^{-1}\right)^{1/2}\frac{1}{2}\rho_m^0 v_z^{02}\frac{p_\perp^0}{p_\parallel^0}\left(1+\frac{3}{2}\delta_1^{-1}-\frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right)^{1/2},\end{gathered} \tag{13}$$

Из (13) следует, что отношение $p_\parallel$ к $p_\perp$ определяется соотношением

$$\frac{p_\parallel(z)}{p_\perp(z)} = \frac{p_\parallel^0}{p_\perp^0}\,\delta_1\left(1+\frac{3}{2}\delta_1^{-1}-\frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right) = \frac{\rho_m^0}{2p_\perp^0}v_z^{02}\left(1+\frac{3}{2}\delta_1^{-1}-\frac{v_z^2}{v_z^{02}}\right). \tag{14}$$

Как следует из соотношения, сильная анизотропия в тормозящем потоке плазмы ($v_z^2 < v_z^{02}$) может возникать при $\beta_1 \gg 1$ или $\rho_m^0 v_z^{02} \gg 2p_\perp^0$, причем максимальный эффект имеет место при $v_z^2 \ll v_z^{02}$. Так как при этом $\frac{\rho_m^0 v_z^{02}}{2} \gg \frac{B_z^2}{8\pi}$, то в области торможения плазменного потока возникает шланговая неустойчивость [12, 14], для возникновения которой необходимо выполнение условия: $p_\parallel > p_\perp + \frac{B_z^2}{4\pi}$. Инкремент нарастания этой неустойчивости определяется выражением при $V_A^2 \ll c^2$:

$$\gamma_k^{02} = k^2 V_A^2 \frac{p_\parallel(t) - p_\perp(t) - \frac{B_z^2}{4\pi}}{B_z^2/4\pi}. \tag{15}$$

С учетом конечного ларморовского радиуса это выражение приобретает вид:

$$\gamma_k^2 = \omega_{Hi}(kr_{Hi})^2\left(\Delta - \frac{1}{4}k^2 r_{Hi}^2\right),\ \Delta = \left\{\frac{p_\parallel(t) - p_\perp(t)}{p_\parallel(t)} - \frac{2}{\beta_\parallel}\right\}, \tag{16}$$

где ω_{Hi} — ларморовская ионная частота, $r_{Hi} = \left(\frac{p_\parallel}{\rho_m}\right)^{1/2}\frac{1}{\omega_{Hi}}$ — ларморовский радиус, $\beta_\parallel = \frac{8\pi p_\parallel}{B_z^2}$. Это выражение имеет максимум при $(k_m r_{Hi})^2 = 2\Delta$; γ_k и характерное время τ_k равны:

$$\gamma_k^2(t) = (\omega_{Hi} kr_{Hi})^2 \Delta,\ \tau_k = \frac{1}{\omega_{Hi} kr_{Hi} \Delta^{1/2}}, \tag{17}$$

причем в выражениях (16), (17) предполагается выполнение условий: $kr_{Hi} \ll 1$, $\beta_\parallel \gg 1$. При $(kr_{Hi})^2 = 4\Delta$ $\gamma_k^2(t) = 0$ и, как показано в [14], обращается в нуль при $(kr_{Hi})^2 > 4\Delta$. Вводя волновое число $k_0^2 = \frac{4\Delta}{r_{Hi}^2}$, выражение (16) можно переписать в виде: $\gamma_k^2(t) = \gamma_k^{02}(t)\left(1 - \frac{k^2}{k_0^2}\right)$, причем $\gamma_k^0(t) \to 0$, $\gamma_k(t) \to 0$, $k_0^2(t) \to 0$, при $t \to \infty$.

В результате эволюции под влиянием шланговой неустойчивости анизотропная в начальный момент плазма приходит к состоянию с $p_\parallel^1 = p_\perp^1$, т. е. становится изотропной в гидродинамическом смысле. Причем в плазме появляются магнитогидродинамические флуктуации, плотноость энергии которых оценивается выражением [12, 14]:

$$\delta W_B = \int W_B^k dk = p_\parallel \frac{p_\parallel - p_\perp}{5p_\parallel - p_\perp} Y,$$
$$Y = \frac{p_\parallel - p_\perp - B_z^2/4\pi}{p_\parallel}. \tag{18}$$

Предполагая $p_\parallel \gg p_\perp$, получим экстремальную оценку для δW_B: $\delta W_B = \frac{p_\parallel}{5}$. Так как $\delta W_B = \frac{\delta B^2}{8\pi}$, то из выражения (18) следует, что

$$\frac{\delta B^2}{8\pi} = \frac{p_\parallel}{5} \frac{1 - \frac{p_\perp}{p_\parallel}}{1 - 0.4\frac{p_\perp}{p_\parallel}} Y. \tag{19}$$

Оценим теперь с помощью формул (11), (18) ту часть кинетической энергии плазменного потока, которая переходит в энергию мгд-турбулентности в радиогалактиках, на примере радиогалактики Лебедь-А. Известно [2, 15], что области интенсивного радиоизлучения в этой радиогалактике движутся со скоростями $v \sim (0.01 \div 0.1)$ c, где c — скорость света. Пусть в эти области втекают плазменные потоки со скоростью V и плотностью ρ_m, причем относительно этих областей скорость равна по абсолютной величине $(V - v)$. Тогда в формулах (3), (13) v_s^0 заменяется на $(V - v)^0$, v_s на $(V - v)$. В случае зеркальной неустойчивости плотность энергии магнитогидродинамической неустойчивости оценивается с помощью выражеиия:

$$\delta W_B = 6.5 \frac{\rho_m (V - v)^{02}}{2} \frac{1}{\beta_\perp} \frac{p_\parallel}{p_\perp} \left[1 - \frac{p_\parallel}{p_\perp} - \frac{1}{\beta_\perp}\left(\frac{p_\parallel}{p_\perp}\right)\right] \times$$
$$\times \left[1 + 2\delta^{-1} - \frac{(V - v)^2}{(V - v)^{02}}\right]. \tag{20}$$

Для шланговой неустойчивости имеем:

$$\delta W_B = 0.108 \frac{\rho_m (V - v)^{02}}{2} \delta_1 \cdot \frac{1 - p_\perp/p_\parallel}{1 - 0.4\, p_\perp/p_\parallel} Y \left[1 + \frac{3}{2}\delta^{-1} - \frac{(V - v)^2}{(V - v)^{02}}\right]. \tag{21}$$

Отношение $p_\parallel/p_\perp$ в формуле (20) определяется выражением (4), а в (21) выражением (14). При оценке δW_B по формулам (20) и (21), параметры $\frac{p_\perp^0}{p_\parallel^0}$, $\beta_\parallel$, $\beta_\perp$, δ, δ_1 являются произвольными. Примем $\frac{p_\perp^0}{p_\parallel^0} = 1$,

$\beta_\perp, \beta_\parallel \gg 1$, $\delta, \delta_1 \geqslant 1$. В табл. 1 и 2 приведены оценки отношения плотности энергии мгд-флуктуаций к плотности кинематической энергии втекающего плазменного потока $\frac{\rho_m (V-v)^{02}}{2}$ и отношения δW_B к плотности энергии магнитного поля $\frac{B_r^2}{8\pi}$, $\frac{B_z^2}{8\pi}$, при $\beta_\perp = 10$ для зеркальной неустойчивости и $\frac{4\pi\rho_m (V-v)^{02}}{B_z^2} = 10$ при $B_z = 10^{-4}$ Э для шланговой неустойчивости. В случае зеркальной неустойчивости эти отношения убывают с ростом $\frac{p_\perp}{p_\parallel}$. Это, по всей видимости, связано с тем, что часть кинетической энергии плазменного потока переходит при торможении в энергию магнитного поля $\left(\text{отношение } \frac{B_r}{B_r^0} \text{ с ростом } \frac{p_\perp}{p_\parallel} \text{ увеличивается}\right)$. В случае шланговой неустойчивости эти отношения растут с ростом анизотропии. В случае сильной анизотропии эти оценки нужно рассматривать как порядковые, так как формулы (11), (18) для δW_B получены в приближении слабой анизотропии [12]. Значения отношения $\frac{2\delta W_B}{\rho_m (V-v)^{02}}$ (приведены в табл. 1 и 2) максимальны и получены при условии $(V-v)^2 \ll (V-v)_0^{02}$. На самом деле генерация мгд-турбулентности имеет место в более широкой области, т. е. $(V-v)^2 < (V-v)_0^{02}$ и, по всей видимости, составляет по размерам область порядка диаметра плазменного потока, т. е. 1 кпс [1].

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ $\frac{8\pi\delta W_B}{B_r^2}$, $\frac{2\delta W_B}{\rho_m (V-v)^{02}}$ ДЛЯ ЗЕРКАЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ($\beta_\perp = 10$)

δ	$p_\perp / p_\parallel$	B_r / B_r^0	$\frac{8\pi\delta W_B}{B_r^2}$	$\frac{2\delta W_B}{\rho_m (V-v)^{02}}$
1	1.5	1.5	4.6	0.36
10	6	6	0.14	0.096
100	51	51	0.0013	0.012

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ $\frac{8\pi\delta W_B}{B_z^2}$, $\frac{2\pi W_B}{\rho_m(V-v)^{02}}$ ДЛЯ ШЛАНГОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ $\left(\frac{4\pi\rho_m(V-\dot v)^{02}}{B_z^2}=10\right)$

δ_1	$p_\parallel/p_\perp$	$\beta_\parallel$	$\frac{8\pi\delta W_B}{B_z^2}$	$\frac{2\pi W_B}{\rho_m(V-v)^{02}}$
1	2.5	22	1.6	0.16
5	6.5	18	2.4	0.24
10	11.5	21	3.2	0.32
100	102	54	10.5	1.03

Как следует из приведенных оценок, доля кинетической энергии порядка 10% переходит в энергию магнитных флуктуаций при развитии обоих типов неустойчивости. Поток кинетической энергии, втекающий в излучающие области радиогалактики, можно оценить по формуле:

$$L = \pi r^2\rho_m (V - v)^3,$$

где r — сечение потока: $r = 2$ кпс $= 6\cdot 10^{21}$ см. При $(V - v)^0 \approx 0.4c$ и $\rho_m \sim 10^{-28}$ г/см^3, $L \sim 10^{46}$ эрг/с. В этом случае генерируемое в единицу времени энергия мгд-турбулентности составит 10^{45} эрг/с.

Если предположить, что вся энергия идет на пополнение энергии релятивистских электронов, то такой поток будет обеспечивать энергетику радиогалактики Лебедь-А в течение 10^6—10^7 лет [15]. Ускорение релятивистских электронов может осуществляться за счет механизмов Ферми и циклотронного резонанса. Во втором случае ускорение осуществляется за счет взаимодействия релятивистских электронов с мгд-турбулентностью, длина волны которой (λ) равна ларморовскому радиусу релятивистского электрона $\left(r_{pe} = \frac{\varepsilon}{eB},\ \varepsilon\text{ — энергия релятивистского электрона}\right)$.

Для излучения в сантиметровом диапазоне $\varepsilon = 8.2\cdot 10^{-3}$ эрг при $B = 10^{-4}$ Э. Отсюда следует, что $r_{pe} = 1.7\cdot 10^{11}$ см и $\lambda = r_{pe} = 1.7\cdot 10^{11}$ см. Ионный циклотронный радиус для нерелятивистской составляющей плазмы в радиогалактике Лебедь-А равен $r_{Hi} = 9\cdot 10^8$ см при $B = 10^{-4}$ Э, а альвеновская скорость $V_A = 7\cdot 10^6$ см/с. Из выражений (7), (10), (17) вытекает, что характерные времена развития зеркальной и шланговой неустойчивости составляют величины порядка 10^2—10^3 с для данных выше величин, при этом необходимо, конечно, иметь в виду, что эти времена на самом деле больше, так как в ходе квазилинейной релаксации они растут. Для ускорения за счет механизма Ферми требуются длины волн $\lambda \gg r_{pe}$. Характерные времена развития неустойчивости лежат при 10^{21} см $\gg \lambda \gg 10^{11}$ см в интервале 10^5 лет $\gg \tau \gg 10^1$ с, где верхняя граница соответствует времени синхротронных потерь для Лебедь-А.

Характерное время ускорения релятивистских частиц за счет механизма Ферми оценивается выражением [4]: $\tau_f \approx \left(\frac{B}{\delta B}\right)^2 \left(\frac{c}{V_A}\right)^2 \frac{\lambda}{c}$. При $\lambda \sim 10^{18}$ см, $V_A = 7\cdot 10^8$ $\frac{\text{см}}{\text{с}}$; $\frac{\delta B}{B} \sim 1$; $\tau_f \sim 10^4$ лет (масштаб выбран из условия слабого возмущения упорядоченного поля в радиогалактиках [21]). Оценка характерного времени ускорения за счет циклотронного резонанса затруднена из-за незнания спектрального распределения возникающей мгд-турбулентности по волновым числам k. Во всяком случае, как следует из [4] при $\nu > 3$, $\tau_e \gg \tau_f$, где ν — показатель спектрального распределения $\left(\frac{\delta B_k^2}{8\pi} \sim k^{-\nu}\right)$.

Таким образом, рассмотренные выше механизмы генерации мгд-турбулентности, связанные с анизотропией плазменных потоков, могут наряду с неустойчивостями типа Кельвина—Гельмгольца, Релея вносить определенный вклад в восполнение потерь энергии релятивистских частиц на излучение и адиабатическое охлаждение, в совместном действии которых и возникает, по всей видимости, степенной спектр релятивистских частиц.

Главная геофизическая обсерватория
им. А. И. Воейкова, Ленинград

A POSSIBLE MECHANISM OF THE KINETIC ENERGY DISSIPATION OF PLASMA STREAMS IN RADIOGALAXIES

V. N. MOROZOV

Based on the Blandford-Rees model the kinetic energy dissipation of plasma streams in radiogalaxies is considered, due to gardenhorse and mirror instabilities. The energy of the resulting magnetohydrodynamic turbulence is estimated using the quasi-linear theory. The estimations show that the resulting turbulence may be a source of energy which compensates energy losses due to radiation and adiabatic cooling by means of relativistic particles.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. D. Blandford, M. J. Rees,* M. N. RAS, 169, 395. 1974.
2. *A. Ferrari, E. Trussoni, L. Zaninetti,* Astron. Astrophys., 79, 190, 1979.
3. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович,* Плазменная астрофизика, Наука, М., 1967.
4. *I. N. Toptyghin,* Astrophys., Space Sci., 20, 329, 1973.
5. *C. Lacombe,* Astron. Astrophys., 54, 1, 1977.
6. *В. Н. Федоренко,* Астрон. ж., 57, 511, 1980.
7. *J. Eilek,* Ap. J., 230, 373, 1979.
8. *G. Benford, A. Ferrari, E. Trussoni,* Ap. J., 241, 98, 1980.
9. *G. V. Bicknell, D. B. Melrose,* Ap. J., 262, 511, 1982.
10. *E. N. Parker,* Space Sci. Rev., 9, 651, 1969.
11. *А. Б. Михайловский,* Вопросы теории плазмы, 6, 70, 1972.
12. *В. Д. Шевченко, В. Н. Шапиро,* ЖЭТФ, 45, 1612, 1963.
13. *Н. Кролл, А. Трайвелпис,* Основы физики плазмы, Мир, М., 1975.
14. *R. S. Davidson,* Nonlinear Plasma Theory, Academic Press, New York, 1971.
15. *P. J. Hargrave, M. Ryle,* M. N. RAS, 166, 305, 1974.