Радиофизика и радиоастрономия, 1997, т. 2, №4, стр. 439-445

УДК 524.7 : 533.952

Влияние вращения на стационарное состояние релятивистского заряженного струйного выброса

Я. М. Соболев

Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины, Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная 4

Статья поступила в редакцию 10 декабря 1997 г.

Рассматривается модель релятивистски движущегося заряженного струйного выброса с вращающимся магнитным полем. Показано, что наряду с состоянием, когда магнитное поле и частицы вморожены друг в друга, имеется стационарное состояние, связанное с существенным влиянием центробежной силы. Оценены параметры этих состояний для парсековых и килопарсековых струйных выбросов из ядер внегалактических радиоисточников.

Розглядається модель релятивістського зарядженого струменевого викиду з магнітним полем, яке обертається. Показано, що поряд зі станом, у якому магнітне поле і частинки вморожені, є стаціонарний стан, пов'язаний із значним впливом відцентрової сили. Оцінено параметри станів для парсекових та кілопарсекових струменевих викидів із ядер позагалактичних радіоджерел.

1. Введение

"Сверхсветовой" разлет, наблюдаемый в струйных выбросах из ядер внегалактических радиоисточников, увеличения яркости выброса с одной стороны от ядра объясняются движением выброса со скоростью близкой к скорости света под малым углом к лучу зрения [1,2].

Ряд струйных выбросов имеет цилиндрическую форму как, например, у галактики NGC 6251 или квазара 3C 273 [2]. Для выяснения природы этого явления привлекается магнитная коллимация и вращение [1], приводящие к удержанию выброса за счет натяжения силовых линий тороидального магнитного поля, создаваемого током, текущим вдоль оси выброса. Так, в работе [3] – для нерелятивистских, а в работах [4,5] – для релятивистских скоростей, показано, что магнитные поверхности токонесущего выброса асимптотически имеют вид вложенных цилиндрических поверхностей.

Модели астрофизических струй с учетом центробежной силы для холодной нерелятивистски движущейся плазмы рассматривались в работе [6]. Стационарные состояния релятивистских струйных выбросов рассмотрены в работах [7-9]. В случае релятивистских скоростей частиц необходимо учитывать электрическое поле в уравнении баланса сил, которое принимает вид

$$\rho^{(e)}\mathbf{E}+\frac{1}{c}[\mathbf{j},\mathbf{B}]=0 \qquad . \qquad (1)$$

($\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ – соответственно напряженность электрического поля и магнитная индукция, $\mathbf{j}$ – плотность тока; плотность заряда $\rho^{(e)}\neq 0$ и плазма является заряженной). Вместе с тем, при релятивистских энергиях возрастает масса частиц и соответственно роль центробежных сил. Так, в работе [10] найдено стационарное состояние электронно-позитронного выброса из магнитосферы нейтронной звезды, характеризуемое балансом центробежной силы и силы Лоренца. В работе [8] отмечается, что роль инерционных сил возрастает вблизи светового цилиндра, и представляет интерес исследование их влияния на структуру выброса.

В настоящей работе в модели заряженного плазменного цилиндра с вращающимся магнитным полем и аксиальным током изучается влияние неэлектромагнитных сил на стационарное состояние выброса. Предполагается, что пространственная плотность заряда и ток вдоль оси выброса создаются релятивистски движущимися электронами (позитронами). Тепловым движением частиц пренебрегается.

Такая модель в какой-то степени учитывает заряженность, наличие аксиального тока, цилиндрическую геометрию, присущие астрофизическим струйным выбросам, и позволяет достаточно легко проанализировать влияние центробежной силы на стационарное состояние выброса.

Показано, что наряду с состоянием, которое соответствует уравнению (1), есть качественно отличное стационарное состояние с существенным влиянием центробежной силы.

В пункте 2 настоящей работы из уравнений Максвелла и гидродинамических уравнений в предположении постоянства аксиальной скорости частиц v_z выводятся уравнения (формулы (13), (14)), описывающие модель. При этом левая часть уравнения баланса сил принимает вид произведения, и равенство нулю его сомножителей соответствует двум стационарным состояниям.

Свойства их исследуются в п. 3. В первом случае частицы движутся вдоль силовых линий эффективного магнитного поля $\mathbf{B}^*$ (определение дается формулой (7)), которое, в свою очередь, вращается с угловой скоростью Ω. Винтовой характер и вращение магнитных силовых линий приводят к уменьшению угловой скорости вращения частиц по сравнению с Ω; радиальный размер выброса может превышать радиус светового цилиндра (формула (15)); за световым цилиндром азимутальная компонента магнитного поля превышает его аксиальную компоненту.

Второе решение полностью связано с наличием центробежной силы и соответствует обращению в нуль эффективного магнитного поля $\mathbf{B}^*$. Для описания этого состояния выводится и решается нелинейное уравнение (21). Как и для первого состояния, траектории частиц и силовые линии магнитного поля – винтовые; вращение частиц – почти "твердотельное" с некоторой эффективной угловой скоростью.

Для первого состояния энергия и момент импульса переносятся вдоль оси выброса электромагнитным полем, тогда как для второго – энергия переносится частицами, а потоки моментов импульса частиц и электромагнитного поля сравнимы.

В п. 4 оценивается роль центробежной силы в полученных решениях для параметров среды и магнитных полей, существующих в наблюдаемых парсековых и килопарсековых струйных выбросах из ядер внегалактических радиоисточников. Для первого решения вкладом центробежной силы можно пренебречь. Ее роль, однако, возрастает, если поперечный размер выброса равен некоторому предельному значению. В этом случае частицы и магнитное поле концентрируются в тонком слое вблизи границы выброса. Энергия частиц при этом существенно возрастает.

Радиальный размер выбросов, описываемых вторым решением, мал по сравнению с реальными размерами выбросов. Значения поперечного размера, сравнимые с наблюдаемыми, требуют очень больших энергий частиц.

2. Система уравнений

Рассматривается круговой цилиндр, образованный заряженными частицами (электронами или позитронами), движущимися с околосветовой скоростью v_z вдоль оси цилиндра (ось z).

В силу аксиальной симметрии и пространственной однородности вдоль оси цилиндра ($\partial/\partial\varphi = 0$ и $\partial/\partial z = 0$) магнитные поверхности являются цилиндрическими. Силовые линии магнитного поля и траектории частиц имеют вид винтовых линий, лежащих на этих поверхностях.

Система уравнений, описывающая модель, в цилиндрической системе координат с осью z, направленной вдоль оси выброса, имеет вид [11,10]:

$$\frac{\gamma v_\varphi^2}{r} = \frac{e_\alpha}{m}\left(E_r + \frac{1}{c}v_\varphi B_z - \frac{1}{c}v_z B_\varphi\right), \tag{2}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(rE_r) = 4\pi e_\alpha n_\alpha, \tag{3}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(rB_\varphi) = 4\pi e_\alpha n_\alpha\, v_z/c, \tag{4}$$

$$-\frac{dB_z}{dr} = 4\pi e_\alpha n_\alpha\, v_\varphi/c. \tag{5}$$

Здесь $\gamma = 1\Big/\sqrt{1-v^2/c^2} = 1\Big/\sqrt{1/\gamma_\parallel^2 - \beta_\varphi^2}$ – лоренц-фактор, $\gamma_\parallel = 1\Big/\sqrt{1-v_z^2/c^2}$, $\beta_\varphi = v_\varphi/c$, индекс α обозначает сорт частиц. В уравнении баланса сил (2), следуя работам [7-9], пренебрегается тепловым движением и гравитационным притяжением ядра.

Как известно, для решения системы уравнений (2)-(5) нужно задать две функции. Например, при исследовании лабораторной плазмы [11] задают две величины: аксиальную скорость и плотность частиц. При этом предполагается, что азимутальные токи (уравнение (5)) мало изменяют внешнее аксиальное магнитное поле, и выполняется неравенство $1/\gamma_\parallel^2 >> \beta_\varphi^2$. Напротив, в работе [10] рассмотрено решение $|\beta_\varphi| \to 1/\gamma_\parallel$. При изучении стационарных состояний астрофизических струйных выбросов этими функциями являются, как правило, аксиальный ток и угловая скорость вращения магнитных силовых линий [7-9].

В настоящей работе зададим аксиальную скорость v_z и введем в рассмотрение угловую скорость Ω вращения силовых линий эффективного магнитного поля $\mathbf{B}^*$. Уравнение (2) приводим к виду [12,13]

$$\mathbf{E}_\alpha^* + \frac{1}{c}[\mathbf{v}, \mathbf{B}_\alpha^*] = 0\,, \tag{6}$$

где

$$\mathbf{E}^*_\alpha = \mathbf{E} + \frac{mc^2}{e_\alpha}\nabla(\gamma_\alpha \mathbf{v}_\alpha),$$

$$\mathbf{B}^*_\alpha = \mathbf{B} + \frac{mc}{e_\alpha}\operatorname{rot}(\gamma_\alpha \mathbf{v}_\alpha). \tag{7}$$

Согласно уравнению (6) скорость $\mathbf{v}$ можно представить в виде двух слагаемых, соответствующих движению частиц вдоль силовых линий поля $\mathbf{B}^*$ и вращению этих линий с угловой скоростью $\Omega(\Psi^*)$ [13]

$$\mathbf{v} = \alpha(\Psi^*)\mathbf{B}^* + \Omega(\Psi^*) r\, \mathbf{e}_\varphi, \tag{8}$$

где $\alpha(\Psi^*)$, $\Omega(\Psi^*)$ – произвольные скалярные функции, зависящие в случае аксиальной симметрии от потока Ψ^*; $\mathbf{e}_\varphi$ – орт азимутальной координаты. Траектории частиц и силовые линии поля $\mathbf{B}^*$ лежат на поверхностях постоянного потока Ψ^*.

В астрофизических выбросах магнитные силовые линии "закреплены" либо на поверхности нейтронной звезды [14], либо на аккреционном диске или горизонте черной дыры [15], а угловая скорость вращения "основания" сохраняется на магнитных поверхностях постоянного потока Ψ^* и переходит в угловую скорость вращения силовых линий поля $\mathbf{B}^*$. Магнитная поверхность асимптотически принимает цилиндрический вид [3-5], а угловая скорость Ω зависит от радиальной координаты r, $\Omega(\Psi^*) = \Omega(r)$.

Подставляя выражение (8) в уравнение (6), получаем

$$E^*_r = -\frac{\Omega r}{c} B^*_z . \tag{9}$$

Воспользовавшись определением (7) полей $\mathbf{E}^*$ и $\mathbf{B}^*$, находим из выражения (9)

$$E_r = -\frac{\Omega r}{c} B_z + \frac{m}{e_a}\left(\frac{d}{dr}(\gamma c^2) - \Omega \frac{d}{dr}(r\gamma v_\varphi)\right). \tag{10}$$

Пусть

$$v_z = const \tag{11}$$

(условие (11) в применении к астрофизическим струйным выбросам использовалось в работе [16]). Учитывая условие (11) и потребовав отсутствия сингулярности на оси при $r = 0$, из уравнений (3), (4) находим

$$B_\varphi = \beta_z E_r \tag{12}$$

Подставляя выражения (10) и (12) в уравнение баланса сил (2), приводим его к виду

$$\left(v_\varphi - \frac{v_0}{\gamma^2_\parallel}\right)\left(\frac{\gamma v_\varphi}{r} + \frac{e_\alpha}{mc} B_z + \frac{\gamma^3}{\gamma^2_\parallel}\frac{dv_\varphi}{dr}\right) = 0, \tag{13}$$

где $\quad v_0 = \Omega(r) r, \qquad \gamma = 1\Big/\sqrt{1/\gamma^2_\parallel - v^2_\varphi / c^2}$,

$\gamma_\parallel = const$, $\Omega(r)$ – произвольная функция от r.

Уравнение (5) для аксиального магнитного поля B_z принимает вид

$$-\frac{dB_z}{dr} = \frac{v_\varphi}{c}\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\times$$

$$\times\left\{-\frac{v_0}{c} B_z + \frac{m}{e_\alpha}\left[-\gamma\frac{v_0 v_\varphi}{r} + \gamma^3\left(v_\varphi - \frac{v_0}{\gamma^2_\parallel}\right)\frac{dv_\varphi}{dr}\right]\right\}. \tag{14}$$

Таким образом, система уравнений (2)-(5) сводится к двум уравнениям(13), (14) для неизвестных функций $v_\varphi(r)$ и $B_z(r)$.

3. Стационарные состояния

Приравняв нулю первый сомножитель в левой части уравнения (13), находим азимутальную скорость v_φ для первого состояния

$$v_\varphi = v_0/\gamma^2_\parallel = cr/\gamma^2_\parallel r_L, \ \gamma = \gamma_\parallel \Big/ \sqrt{1 - v_0^2/\gamma^2_\parallel c^2}, \tag{15}$$

где $v_0 = \Omega r$, $\quad r_L = c/\Omega$ – радиус светового цилиндра.

Формула (15) связывает азимутальную скорость v_φ с угловой скоростью Ω при произвольной функциональной зависимости последней от радиальной координаты r. В работах [7, 8] угловая скорость Ω считалась постоянной, а в работе [9] рассмотрены две различные функциональные зависимости $\Omega(r)$. В случае, когда $\Omega = const$, решение уравнения (14) имеет вид

$$B_z = \frac{1}{1 - v_0^2/\gamma_\|^2 c^2}\left(B_0 + \frac{mc}{e_a}\frac{\Omega\gamma}{\gamma_\|^2}\frac{v_0^2}{\gamma_\|^2 c^2}\right), \quad (16)$$

где B_0 – постоянная интегрирования, имеющая смысл аксиального магнитного поля на оси системы.

Затем из уравнений (15), (16) находим

$$E_r = -\frac{v_0}{c}\frac{1}{1 - v_0^2/\gamma_\|^2 c^2}\left(B_0 + \frac{mc}{e_a}\frac{\Omega\gamma}{\gamma_\|^2}\right). \quad (17)$$

Азимутальная компонента магнитного поля B_φ дается формулой (12).

Для плотности заряда имеем выражение

$$4\pi\rho = -\frac{2\Omega/c}{(1 - v_0^2/\gamma_\|^2 c^2)^2}\times$$

$$\times\left[B_0 + \frac{mc}{e_a}\frac{\Omega\gamma}{\gamma_\|^2}\left(2 + \frac{v_0^2}{\gamma_\|^2 c^2}\right)\right]. \quad (18)$$

Частицы движутся вдоль силовых линий поля $\mathbf{B}^*$, которые вращаются с угловой скоростью Ω, при этом $(v_\varphi - v_0)/v_z = B_\varphi^*/B_z^*$.

Угловая скорость вращения частиц, как видно из формулы (15), меньше угловой скорости Ω в $\gamma_\|^2$ раз. Решение (15), (16) справедливо вплоть до расстояний от оси $r = \gamma_\| r_L$. Таким образом, в случае релятивистских аксиальных скоростей $(\gamma_\| > 1)$ радиус выброса может быть больше радиуса светового цилиндра.

На малых расстояниях, таких что $r << \gamma_\| r_L$, полная энергия не зависит от радиуса, $\gamma = \gamma_\|$. Плотность заряда равна плотности заряда Голдрайха-Джулиана [14]. Полная энергия значительно превышает энергию аксиального движения лишь на предельных расстояниях $r \to \gamma_\| r_L$, при этом $|v_\varphi| \approx c/\gamma_\|$.

Вклад центробежных сил в первое решение описывается вторым слагаемым в выражениях (16), (17). Он существенен при $\gamma \sim \gamma_\|^2(\omega_B r_L)$, где $\omega_B = e_\alpha B_0/mc$. Для килопарсековых выбросов с параметрами (см. пункт 4) $r_L = 10^{15}$ см, $B_0 \sim 10^{-6}$ Гс: $\omega_B r_L/c \sim 10^6$.

Второе решение уравнений (13), (14) находим, полагая равным нулю второй сомножитель в уравнении (13):

$$\frac{e_\alpha}{mc}B_z + \frac{\gamma v_\varphi}{r} + \frac{\gamma^3}{\gamma_\|^2}\frac{dv_\varphi}{dr} \equiv \frac{e_\alpha}{mc}B_z^* = 0. \quad (19)$$

Без учета центробежных сил этот множитель пропорционален B_z и не может обратиться в нуль. Поэтому наличие центробежных сил приводит к качественно новому стационарному состоянию.

При выполнении условия (19) уравнение баланса сил (6) принимает вид $E_z^* = -\beta_z B_z^*$. Отсюда и из уравнения (12) находим, что наряду с B_z^* равны нулю и остальные компоненты эффективных полей (7): $E_r^* = 0$, $B_\varphi^* = 0$. Воспользовавшись этими равенствами и определением E_r^* (7), выражаем напряженность E_r и плотность заряда ρ через v_φ и dv_φ/dr. Уравнение (14) принимает вид

$$-\frac{dB_z}{dr} = 4\pi\rho\beta_\varphi = \frac{\beta_\varphi}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{mc^2}{e_\alpha}\gamma^3\beta_\varphi\frac{d\beta_\varphi}{dr}\right). \quad (20)$$

Вводя безразмерную скорость $V = \gamma_\|\beta_\varphi$ и воспользовавшись уравнением (19), приводим уравнение (20) к виду

$$\frac{d^2V}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dV}{dr} - \frac{V}{r^2} + \frac{2V}{1 - V^2}\left(\frac{dV}{dr}\right)^2 = 0. \quad (21)$$

При этом $V(0) = 0$ и $V < 1$.

Решая уравнение (21) с граничными условиями $V(0) = 0$ и $dV/dr|_{r=0} = 0$, находим

$$v_\varphi = \frac{2c}{\gamma_\| r_0}\frac{r}{1 + r^2/r_0^2}, \quad \gamma = \gamma_\|\frac{1 + r^2/r_0^2}{1 - r^2/r_0^2}, \quad (22)$$

$$E_r = \frac{mc^2}{e_\alpha}\frac{\gamma_\|}{r_0}\frac{4r/r_0}{(1 - r^2/r_0^2)^2}, \quad (23)$$

$$B_z = -\frac{mc^2}{e_\alpha}\frac{1}{r_0}\frac{4}{(1 - r^2/r_0^2)^2}, \quad (24)$$

где r_0 – постоянная интегрирования. Пространственная плотность заряда и азимутальная компонента магнитного поля даются формулами (3) и (12) соответственно.

Если спроектировать скорость $\mathbf{v}$ на магнитную силовую линию $\mathbf{B}$, которая движется с азимутальной скоростью $\tilde{v}_0$, то из условия $(v_\varphi - \tilde{v}_0)/v_z = B_\varphi/B_z$ находим

$$\tilde{v}_0 = \frac{c\gamma_\parallel r}{r_0}\left(1 + \frac{1}{\gamma_\parallel^2}\frac{2}{1+r^2/r_0^2}\right). \qquad (25)$$

Постоянная r_0 играет роль предельного радиуса выброса, вплоть до которого справедливо решение (22). Вместо предельного радиуса r_0 в формулах (22)-(25) можно ввести эффективную угловую скорость $\tilde{\Omega} \equiv (c/r_0)\gamma_\parallel$. Как видно из формулы (22), при $r \ll r_0$ движение частиц близко к "твердотельному" вращению с угловой скоростью $2\tilde{\Omega}/\gamma_\parallel^2$. При этом угловая скорость вращения магнитных силовых линий, как следует из формулы (25), равна $\tilde{\Omega}$ для релятивистских $(\gamma_\parallel \gg 1)$ и $3\tilde{\Omega}$ для нерелятивитских аксиальных скоростей.

Магнитные силовые линии – винтовые, с наклоном к оси $B_\varphi = -(\tilde{\Omega}r/c)\beta_z B_z$. Величина магнитного поля, как видно из формул (22), (24), связана с орбитальным движением частиц, $B_z = -(mc/e_\alpha)(\gamma^2\tilde{\Omega}/\gamma_\parallel)\times$ $\times[4/(1+r^2/r_0^2)] \sim 10^{-7}\gamma^2\tilde{\Omega}/\gamma_\parallel$,

где B_z выражается в Гс.

Несмотря на сходство траекторий орбитального движения и магнитных силовых линий решения (15) и (22) качественно различны. Это четко видно и при рассмотрении вопроса о переносе энергии и момента импульса вдоль выброса. Рассмотрим плотность потока энергии частиц $S_P = nv_z\gamma mc^2$, вектор Пойнтинга $S = (c/4\pi)E_r B_\varphi$, а также плотности потока момента импульса частиц $M_P = nmrv_z\gamma v_\varphi$ и момента электромагнитного поля $M = (c/4\pi)B_\varphi B_z$.

Отношения этих потоков для первого решения (15), принимают вид

$$\frac{S_P^{(1)}}{S^{(1)}} = -\frac{\gamma c r_L}{\omega_B r^2}\frac{1+(\gamma c/\gamma_\parallel^2\,\omega_B r_L)(2+r^2/\gamma_\parallel^2 r_L^2)}{(1+\gamma c/\gamma^2\omega_B r_L)^2}, \qquad (26)$$

$$\frac{M_P^{(1)}}{M^{(1)}} = -\frac{\gamma c}{\gamma_\parallel^2\omega_B r_L}\frac{1+(\gamma c/\gamma_\parallel^2\,\omega_B r_L)(2+r^2/\gamma_\parallel^2 r_L^2)}{(1+\gamma c/\gamma_\parallel^2\,\omega_B r_L)(1+(\gamma c/\gamma_\parallel^2\,\omega_B r_L)(r^2/\gamma_\parallel^2 r_L^2))}, \qquad (27)$$

а для второго решения (22)

$$\frac{S_P^{(2)}}{S^{(2)}} = \frac{1}{2}\frac{(1+r^2/r_0^2)^2}{r^2/r_0^2}, \quad \frac{M_P^{(2)}}{M^{(2)}} = -(1+r^2/r_0^2). \qquad (28)$$

Поскольку при $r < \gamma r_L$ выполняется неравенство $\gamma c/\gamma_\parallel^2\omega_B r_L \ll 1$, плотность потока энергии для первого состояния (15), как видно из формулы (26), определяется электромагнитным полем, тогда как для второго состояния (22) поток энергии, как следует из формулы (28), определяется частицами.

Момент импульса для первого решения, как видно из (27), переносится электромагнитным полем. Для второго решения плотности потоков моментов импульса частиц и электромагнитного поля сравнимы по абсолютной величине.

4. Парсековые и килопарсековые струйные выбросы

Рассмотрим полученные стационарные состояния для величин магнитных полей, размеров и других параметров, характерных для парсековых и килопарсековых струйных выбросов.

Пусть выброс имеет резкую границу. Граница несет поверхностный заряд, компенсирующий пространственный заряд выброса, и поверхностные токи, обеспечивающие скачки магнитного поля при переходе через границу. Постоянные интегрирования B_0 и r_0 для решений (15) и (22) оцениваются из условия баланса сил на границе выброса $r = r_j$, которое в свою очередь находим из равенства нулю на границе скачка радиальной компоненты тензора напряжений [7]

$$\frac{1}{8\pi}\left(B_z^2 + B_\varphi^2 - E_r^2\right)\Big|_{r_j-\varepsilon} = P_{ext} + \frac{1}{8\pi}\left(B_z^2 + B_\varphi^2\right)\Big|_{r_j+\varepsilon}, \qquad (29)$$

здесь $r = r_j - \varepsilon$ означает стремление к границе изнутри выброса, а $r = r_j + \varepsilon$ – извне, P_{ext} – внешнее давление. В правой части уравнения (29) положим $E_r(r_j + \varepsilon) = 0$, считая полный заряд равным нулю. Тогда плотность поверхностного заряда $\sigma = -(1/4\pi)E_r(r_j)$, где $E_r(r)$ дается выражениями (17) и (23) для первого и второго решений, соответственно.

Запишем уравнение (29) баланса сил на границе выброса для первого решения. Подставляя (16), (17) в уравнение (29), получаем

$$\frac{1}{8\pi}\frac{\gamma^4}{\gamma_\parallel^4}B_0^2\left[\left(1+\frac{\gamma c}{\gamma_\parallel^2\omega_B r_L}\frac{r_j^2}{\gamma_\parallel^2 r_L}\right)^2-\frac{r_j^2}{\gamma_\parallel^2 r_L}\left(1+\frac{r_j^2}{\gamma_\parallel^2 r_L}\right)^2\right]=$$

$$= P_{ext}+\frac{1}{8\pi}\left[\frac{4\pi}{c}\left(j_z^{suf}-v_z\sigma\right)\right]^2+\frac{1}{8\pi}B_z^2\Big|_{r_j+\varepsilon}, \quad (30)$$

где в правой части в квадратных скобках азимутальное магнитное поле B_φ выражено через аксиальный поверхностный ток j_z^{suf}.

Сначала покажем, что $B_0 > \left(\gamma mc^2/e_\alpha\gamma_\parallel^2 r_L\right)\left(r_j^2/\gamma_\parallel^2 r_L\right)$ для выбросов, полный заряд которых равен нулю. Действительно, при выполнении противоположного неравенства левая часть уравнения (30) становится отрицательной. Знак в правой части может измениться лишь при $E_r(r > r_j) \neq 0$, а это требует нескомпенсированного полного заряда.

Если радиус выброса меньше предельного радиуса в модели ($r_j < \gamma_\parallel r_L$), то вкладом центробежных сил в левой части уравнения (30) можно пренебречь для астрофизических выбросов. Тогда в левой части остается выражение $(1/8\pi)B_0^2$, в правой части полагаем $B_z(r_j+\varepsilon) = 0$. Выброс удерживается внешним давлением или натяжением силовых линий азимутального магнитного поля. Если же аксиальный ток электронов, движущихся внутри выброса, не компенсируется поверхностным током j_z^{suf}, $j_z^{suf} \neq v_z\sigma$, то в правой части уравнения баланса сил (30) азимутальная компонента магнитного поля $B_\varphi \sim \left(r_j/r_L\right)\beta_z B_z \sim \left(r_j/r_L\right)B_0$.

При этом для радиусов выброса, больших радиуса светового цилиндра ($r_j > r_L$), получаем, что $\left|B_\varphi(r_j+\varepsilon)\right| > \left|B_0\right|$, и для выполнения условия (30) нужно, чтобы либо $j_z^{suf} \approx v_z\sigma$, либо радиус выброса $r_j \to \gamma_\parallel r_L$.

Наблюдаемый поперечный размер парсековых и килопарсековых выбросов $r_j \sim (10 \div 100)r_L$ и $r_j \sim 10^6 r_L$, где радиус светового цилиндра $r_L = 10^{15}$ см [8]. Учитывая неравенство $r_j < \gamma_\parallel r_L$, получаем ограничения на аксиальный лоренц-фактор $\gamma > 10 \div 100$ и $\gamma > 10^6$ соответственно для парсековых и килопарсековых выбросов. Отметим, что в работе [17] обсуждается модель выброса с $\gamma > 10^5$.

Рассмотрим парсековый выброс. Тогда постоянная B_0 определяется из условия

$$\frac{1}{8\pi}\frac{B_0^2}{1-r_j^2/\gamma_\parallel^2 r_L^2} = P_{ext}+\frac{1}{8\pi}\left[\left(\frac{r_j}{r_L}\right)\delta\beta_z B_z\right]^2, \quad (31)$$

где δ описывает степень скомпенсированности полного аксиального тока, $4\pi/c(j_z^{suf}-v_z\sigma) \equiv \delta\beta_z B_0$.

Как указывается в работе [8], парсековый выброс может ограничиваться в поперечном направлении давлением окружающей среды. Тогда в правой части уравнения (31) имеем величину порядка 10^{-2} дин/см² [1], и если внешнее магнитное давление мало, $\delta \approx 0$, то постоянная B_0 определяется величиной давления среды. Если же полный аксиальный ток не полностью компенсирован, так что в правой части уравнения (31) давление магнитного поля порядка внешнего давления, $(1/8\pi)\gamma_\parallel^2 B_0^2 \approx P_{ext}$, то постоянная B_0 принимает меньшие значения и радиус выброса равен предельному радиусу с точностью $1/(1-r_j^2/\gamma_\parallel^2 r_L^2) \sim \gamma_\parallel^2$. При этом лоренц-фактор γ (15) возрастает и происходит, как видно из формул (15), (12), (17), рост величины магнитного поля вблизи границы, с преобладанием азимутальной компоненты.

Рассмотрим второе решение (22). В этом случае уравнение (29) принимает вид

$$\frac{1}{8\pi}\left(\frac{mc^2}{e_\alpha}\right)^2\left(\frac{4}{r_0}\right)^2\frac{1}{(1-r_j^2/r_0^2)^3}=$$

$$= P_{ext}+\frac{1}{8\pi}\left(B_z^2+B_\varphi^2\right)\Big|_{r_j+\varepsilon} \quad (32)$$

Отсюда, для $r_j < r_0$ и при равенстве правой части уравнения (32) наблюдаемому внешнему давлению (10^{-12} дин/см² для килопарсековых выбросов и 10^{-2} дин/см² для парсековых выбросов), получаем соответственно $r_0 \sim 10^9$ см и $r_0 \sim 10^4$ см. Таким образом, решение (22) имеет смысл для внутренних областей выброса. В связи с этим отметим, что в работе [18] предложена модель для квазара 3С 273, одной из составляющих которой является релятивистский электронно-позитронный выброс малых размеров вблизи оси более крупномасштабного наблюдаемого выброса.

Для согласования предельного расстояния r_0 с наблюдаемым значением радиуса выброса необходимо, чтобы $r_j \to r_0$. Подставляя в правую часть уравнения (32) значения 10^{-2} дин/см² и 10^{-12} дин/см² (парсековый и килопарсековый выбросы соответственно), находим в обоих случаях $r_0 \approx r_j(1+10^{-8})$. При этом энергия частиц в пограничном слое должна иметь огромные значения.

Таким образом, при учете центробежных сил имеется два стационарных состояния. Первое соответствует вмороженности магнитного поля в плазму и плотности пространственного заряда, равной плотности Голдрайха-Джулиана; второе полностью определяется инерционными силами и соответствует обращению в нуль эффективного поля $\mathbf{B}^*$. Энергия вдоль выброса переносится электромагнитным полем для первого решения, и частицами – для второго.

Для релятивистских аксиальных скоростей радиус выброса может превышать радиус светового цилиндра, при этом магнитное поле – винтовое, с преобладанием за световым цилиндром азимутальной компоненты над аксиальной.

В случае, когда радиус выброса близок к предельному значению, энергия частиц и магнитного поля возрастает вблизи границы выброса.

Автор благодарен А. Г. Боеву за обсуждение работы и полезные замечания.

Литература

1. M. C. Begelmam, R. D. Blandford, M. J. Rees. Rev. Mod. Phys. 1984, **56**, No. 2, p. 255.
2. A. H. Bridle, R. A. Perley. Ann. Rev. Astron. Astroph. 1984, **22**, pp. 319-358.
3. J. Heyvaerts, C. A. Norman. Astrophys. J. 1989, **347**, No. 2, pp. 1055-1081.
4. J. Chiueh, Z. Li, M. C. Begelman. Astroph. J. 1991, 377, No. 2, pp. 462-466.
5. С. В. Боговалов. Письма в Астрон. журн. 1995, **21**, вып. 8, с. 633-640.
6. G. Benford. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1978, **193**, No. 1, pp. 29-48.
7. S. Appl, M. Camenzind. Astronomy & Astrophysics. 1993, **270**, No.1, pp. 71-82.
8. S. Appl, M. Camenzind. Astronomy & Astrophysics. 1993, **274**, No. 3, pp. 699-706.
9. Ya. N. Istomin, V. I. Pariev. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1994, **267**, No. 3, pp. 629-636.
10. А. Г. Боев, Я. М. Соболев. Кинематика и физ. небесных тел. 1996, **12**, вып. 3, с. 65-74.
11. Р. Дэвидсон. Основы физики плазмы: в 2-х т. Дополн. к т. 2. Под ред. А. А. Галеева, Р. Судана. Москва, Энергоатомиздат, 1984, с. 147-247.
12. С. И. Брагинский. Вопросы теории плазмы. 1963, вып. 1, с. 183-272.
13. L. Mestel, J. A. Robertson, Y.-M. Wang, K. C. Westfold. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1985, **217**, No. 2, pp. 443-484.
14. P. Goldreich, W. H. L. Julian. Astroph. J. 1969, **157**, No. 2, pp. 869-880.
15. Черные дыры: мембранный подход. Под ред. К. Торна, Р. Прайса, Д. Макдональда. Москва, Мир, 1988, 428 с.
16. G. V. Bicknell, R. N. Henriksen. Astroph. Lett. 1980, **21**, No. 1, pp. 29-34.
17. T. Lesch, S. Appl, M. Camenzind. Astronomy & Astrophysics. 1989, **225**, No. 2, pp. 341-350.
18. P. Morrison, A. Sadun. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1992, **254**, No. 3, pp. 488-492.

The Influence of Rotation on the Steady State of Relativistic Charged Jet

Ya. M. Sobolev

The model of a relativistically moving charged jet with rotating magnetic field is considered. It is shown that together with the steady state which has magnetic field and particles freezed each other, there exists a steady state which is characterized by considerable influence of a centrifugal force. Parameters of these states in the case of parsec and kiloparsec astrophysical jets has been evaluated.