

## Торможение релятивистских джетов в активных галактических ядрах

*В.С.Бескин<sup>1,2</sup>, А.В.Черноглазов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

Джеты (от англ. jet - струя) или струйные выбросы - сколлимированные струи плазмы, вырывающиеся из центров (ядер) таких астрономических объектов, как активные галактики, квазары и радиогалактики. Обычно у объекта наблюдается две струи, направленные в противоположные стороны. [Википедия]

В настоящее время большинство астрофизиков склоняются к следующей картине формирования струйных выбросов из активных галактических ядер: в центре родительской галактики находится сверхмассивная черная дыра ( $M = 10^8 \div 10^9 M_{\odot}$ ), на которую происходит аккреция окружающего вещества. В этом случае можно объяснить высокое энерговыделение вместе с чрезвычайной компактностью "центральной машины". Причем источником энергии в струйных выбросах может служить как энергия вращения черной дыры

$$E_{tot} = \frac{J\Omega^2}{2}, \quad (1)$$

так и энергия аккрецирующего вещества с энерговыделением  $\sim L_{edd}$ . Таким образом, понятно ограничение на время существования джета  $t \sim E_{tot}/L_{edd}$ , которое оказывается порядка  $10^6$  лет. Предполагается, что аккрецирующее вещество принимает форму диска, тем самым возникает естественное выделенное направление вдоль оси вращения черной дыры. Согласно "теореме об отсутствии волос" черная дыра не может иметь магнитное поле. Следовательно, крупномасштабное магнитное поле формируется в аккреционном диске [1, 2, 3].

Предположение о существовании струйных выбросов было сделано еще в 1960-х годах сразу после обнаружения областей излучения, удаленных на десятки и сотни килопарсек от ближайших галактик. Именно джеты поставляют в области излучения вещество и энергию от родительской галактики. Энергия вещества в джете достаточно высока и лоренц-фактор выброса как целого достигает нескольких единиц. Так, например, в галактике M87 гамма-фактор  $\gamma \approx 6$  [4].

Механизм формирования и устойчивости джетов неясен, но наиболее популярной моделью является магнитогидродинамическая модель. Основная идея ее состоит в том, что магнитные силовые линии соединяют центральную машину с бесконечностью. Истечение вещества, направленное вдоль силовых линий, создает продольный электрический ток, индуцирующий тороидальное магнитное поле, и его давление может сколлимировать газ. Частицы же, дрейфуя в скрещенных полях, излучают в синхротроне.

Основным аппаратом для описания осесимметричных стационарных течений в рамках идеальной магнитной гидродинамики (МГД) является метод уравнений Грэда-Шафранова. Предположение о применимости МГД основывается на хорошей проводимости плазмы, заполняющей магнитосферу компактного объекта. В окрестности вращающейся черной дыры это обеспечивает эффективное рождение электрон-позитронной плазмы [5]. В осесимметричном случае уравнения магнитной гидродинамики можно свести к одному уравнению второго порядка на функцию магнитного потока  $\Psi(r, \theta)$ , определяющего магнитное поле <sup>1</sup>

$$\mathbf{B} = \frac{\nabla\Psi \times \mathbf{e}_{\phi}}{2\pi r} - \frac{2I}{cr} \mathbf{e}_{\phi}, \quad (2)$$

что и проделали Грэд [6] и Шафранов [7]. При таком выборе обозначений функция  $\Psi(r, \theta)$  совпадает с потоком магнитного поля, проходящего через круг радиуса  $r$ ,  $0 < \phi < 2\pi$ , а  $I$  - полный ток, текущий через тот же круг. Кроме того, выполняются следующие условия:

1. Уравнение  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  выполнено автоматически. Это позволяет выразить три компоненты магнитного поля через  $\Psi(r, \theta)$  и  $I(r, \theta)$ ,
2. Автоматически, так же, выполнено  $\mathbf{B} \cdot \nabla\Psi = 0$ , поэтому линии  $\Psi(r, \theta) = const$  задают магнитные поверхности.

<sup>1</sup>здесь и далее формулы записаны в цилиндрических координатах без учета эффектов ОТО

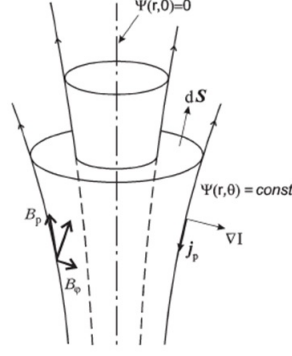


Рис. 1: структура осесимметричного течения  $\Psi(r, \theta) = const$

Используя условие вмороженности магнитного поля  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c = 0$ , можно записать для электрического поля (для вращающейся метрики см., например [8])

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F}{2\pi c} \nabla \Psi, \quad (3)$$

что совместно с уравнением Максвелла  $\nabla \times \mathbf{B} = 0$  приводит к соотношению  $\nabla \Omega_F \times \nabla \Psi = 0$  и

$$\Omega_F = \Omega_F(\Psi). \quad (4)$$

Введенная таким образом функция  $\Omega_F$  является угловой скоростью движения части в магнитосфере, заполненной плазмой, а формула (4) представляет собой закон изоротации Ферраро [9], согласно которому угловая скорость вращения частиц на осесимметричных магнитных поверхностях остается постоянной. Аналогичное соотношение можно получить и для полного тока.

Необходимо отметить, что условие вмороженности магнитных линий приводит к еще двум выводам:

$$E_{\parallel} = 0, \quad (5)$$

$$E_{\perp} < B. \quad (6)$$

Уже сейчас обнаружены (хотя и косвенно) узкие области с нарушением этих условий.

Прежде чем перейти непосредственно к нашей задаче, рассмотрим структуру сильно замагниченного джета. Для начала необходимо отметить, что в реальном астрофизическом источнике суммарный ток должен быть равен нулю, что означает противоположность направлений тока в середине и на краях джета. Поэтому в зоне замыкания тока сила Ампера будет деколлимировать течение. Это приводит к необходимости существования давления внешней среды. В работе была рассмотрена достаточно упрощенная задача, при которой  $z$ -компонента магнитного поля не зависит от радиуса ( $\mathbf{B}_z = const$  и, таким образом,  $\Psi = \pi B_0 r_{\perp}^2$ ). Для цилиндрического истечения существует следующее бессильное решение уравнений Максвелла:

$$4\pi I(\Psi) = 2\Omega_F(\Psi)\Psi \quad (7)$$

что дает

$$B_{\varphi}^{(0)} = -\frac{2I}{cr_{\perp}}, \quad (8)$$

$$E_r^{(0)} = B_{\varphi}^0, \quad (9)$$

и

$$B_r^{(0)} = 0, \quad B_z^{(0)} = B_0, \quad E_{\varphi}^{(0)} = 0, \quad E_z^{(0)} = 0. \quad (10)$$

Важно, что это решение может быть реализовано только безмассовыми частицами, движущимися вдоль джета со скоростью света из-за дрейфа в почти перпендикулярных (см. далее) магнитном и электрическом полях. На настоящий момент не существует убедительных доказательств в пользу какого-либо из возможных профилей распределения угловой скорости частиц. Поэтому мы выберем простейшее соотношение

$$\Omega_F(r_\perp) = \Omega_0 \left( 1 - \frac{r_\perp^2}{r_{\text{jet}}^2} \right) \quad (11)$$

отвечающее нулевому суммарному заряду и электрическому току внутри джета  $\Omega_F(r_{\text{jet}}) = 0$ . Сами же профили распределения заряда и тока могут быть выражены через

$$K(r_\perp) = \frac{1}{4r_\perp} \frac{d}{dr_\perp} \left( r_\perp^2 \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \right) \quad (12)$$

и имеют следующий вид:

$$\rho_e^0(r_\perp) = -\frac{\Omega_0 B_0}{\pi c} K(r_\perp), \quad (13)$$

$j_z^0 = \rho_e^0 c$ . В частности,  $K(0) = 1/2$  и

$$\pi \int_0^{r_{\text{jet}}} K(r') r' dr' = 0, \quad (14)$$

то есть суммарный электрический заряд и продольный ток в джете отсутствуют.

Теперь можно сформулировать саму рассматриваемую задачу.

Нам удобно сейчас ввести следующие безразмерные параметры, описывающие идеальное МГД-течение: параметр множественности частиц  $\lambda$ , параметр замагниченности Майкеля  $\sigma_M$  и параметр компактности  $l_a$ . Эти параметры определяются следующим образом:

$$\lambda = \frac{n^{(\text{lab})}}{n_{\text{GJ}}}, \quad (15)$$

где  $n_{\text{GJ}} = |\rho_{\text{GJ}}|/e$  и  $\rho_{\text{GJ}} = \Omega_0 B_0 / (2\pi c)$  [10]- гольдрайховская плотность, то есть плотность заряда, необходимая для экранировки продольного магнитного поля в потоке. Здесь  $B_0$  - полоидальное магнитное поле джета и  $\Omega_0$  - угловая скорость «центральной машины». Как было показано в [11], для ядер активных галактик этот параметр может быть велик:  $\lambda \sim 10^{11}-10^{13}$ .

Далее, параметр замагниченности  $\sigma_M$  показывает, как много электромагнитной энергии вблизи «центральной машины» может быть передано в энергию частиц. Величина  $\sigma_M$  отвечает максимальному значению Лоренц-фактора плазмы, которое может быть достигнуто в случае полной передачи энергий электромагнитного поля частицам плазмы. Другими словами,  $\sigma_M$  - максимальный Лоренц-фактор, который может быть достигнут для замагниченного ветра. Для цилиндрического истечения в нашей задаче  $\sigma_M$  определен следующим образом:

$$\sigma_M = \frac{\Omega_0 e B_0 r_{\text{jet}}^2}{4\lambda m_e c^3}. \quad (16)$$

Удобство этих двух параметров основывается на том факте, что их произведение зависит только от суммарных потерь энергии  $W_{\text{tot}}$  и, следовательно, может быть определено из наблюдений. Это было показано в [12]

$$\lambda \sigma_M \sim \left( \frac{W_{\text{tot}}}{W_A} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где  $W_A = m_e^2 c^5 / e^2 \approx 10^{17}$  эрг/с. Следовательно,  $\lambda \sigma_M \sim 10^{14}$  для обычного джета из ядра активной галактики. Другим представлением произведения  $\lambda \sigma_M$  является

$$\lambda \sigma_M \sim \frac{e E_r r_{\text{jet}}}{m_e c^2}, \quad (18)$$

где  $E_r \sim (\Omega_0 r_{\text{jet}} / c) B_0$ . Как видно, это значение отвечает суммарному падению потенциала поперек джета.

Наконец, параметр компактности

$$l_a = \frac{\sigma_T U_{\text{iso}} R}{m_e c^2} \quad (19)$$

есть, по факту, оптическая толщина по томпсоновскому поперечному сечению  $\sigma_T$  на расстояниях  $R$  в фотонном поле с плотностью энергии  $U_{\text{iso}}$ . Важно, что параметр  $l_a$  дает верхний предел на энергию частиц в области ускорения. И большое значение  $l_a$  необходимо для эффективного рождения частиц.

Ясно, что невозможно описать взаимодействие внешней среды с сильно замагниченным потоком без включения в рассмотрение падения потенциала, возникающего из-з наличия поперечного электрического поля. В самом деле, пренебрегая  $E_{\perp}$ , мы не включаем в рассмотрение роль потока вектора Пойтинга, который играет важную роль. В результате, в течение взаимодействия области с ненулевым продольным электрическим полем или с  $E > B$  приводит к крайне эффективному ускорению частиц [12]. Тем не менее, до настоящего момента роль потока вектора Пойтинга во время взаимодействия со внешней средой рассматривалась только косвенно, скажем, добавлением большого тороидального магнитного поля, плотность энергии которого равна таковой для замагниченного потока [13, 14, 15].

Приведем качественное рассмотрение процессов, вызванных силой радиационного трения. Как уже упоминалось, без силы трения достаточно далеко от оси вращения частицы движутся вдоль джета из-за электрического дрейфа в радиальном электрическом и  $E_r$  и тороидальном магнитном  $B_{\varphi} \gg B_z$  полях [16, 8]. Ясно, что сила радиационного трения  $\mathbf{F}_{\text{drag}}$  (направленная вдоль джета) приводит к радиальному дрейфу электронов и позитронов в противоположные стороны (см. Рис. 2). Соответствующий электрический ток может быть оценен как

$$j_r \sim \lambda \rho_{\text{GJ}} V_d, \quad (20)$$

где

$$V_d \sim c \frac{F_{\text{drag}}}{e B_{\varphi}} \quad (21)$$

дрейфовая скорость. Такое перераспределение заряда приводит к уменьшению радиальной компоненты электрического поля и, соответственно, потоку вектора Пойтинга. Так же, как и в сильно замагниченном джете  $E_r \approx B_{\varphi}$ , можно записать уравнение энергии для стационарной потока  $\nabla \mathbf{S} = -\mathbf{j} \mathbf{E}$  как

$$\frac{c}{4\pi} \frac{dB_{\varphi}^2}{dz} \approx -j_r B_{\varphi}. \quad (22)$$

используя (17) и оценку  $B_{\varphi}/B_z \sim r_{\text{jet}}/R_L$  и  $W_{\text{tot}} \sim (c/4\pi) B_{\varphi}^2 r_{\text{jet}}^2$ , мы, наконец, получаем характерную длину торможения джета  $L_{\text{dr}}$

$$L_{\text{dr}} \sim \sigma_M \frac{m_e c^2}{F_{\text{drag}}}. \quad (23)$$

Такие же оценки могут быть получены непосредственно из уравнения непрерывности  $\nabla \mathbf{j} = 0$

$$\frac{j_r}{r_{\text{jet}}} \sim \frac{j_{\parallel}}{L_{\text{dr}}}, \quad (24)$$

где  $j_{\parallel} \approx \rho_{\text{GJ}} c$ .

Как мы видим, работа  $A_{\text{dr}} = F_{\text{drag}} L_{\text{dr}}$  силы радиационного трения  $F_{\text{drag}}$  на масштабах  $L_{\text{dr}}$  (из-за обратного Комpton-эффекта фотоны уносят часть энергии джета)

$$A_{\text{dr}} \sim \sigma_M m_e c^2 \quad (25)$$

в точности равно энергии частиц, отвечающей полному переводу энергии из электромагнитного поля (потока вектора Пойтинга) в плазму.

Решение поставленной задачи проводится по теории возмущений к описанному выше точному решению. Введем поправки к электрическому потенциалу и потоку магнитного поля

$$\Phi(r_{\perp}, z) = \frac{B_0}{c} \left[ \int_0^{r_{\perp}} \Omega_F(r') r' dr' + \Omega_0 r_{\perp}^2 \delta(r_{\perp}, z) \right], \quad (26)$$

$$\Psi(r_{\perp}, z) = \pi B_0 r_{\perp}^2 [1 + \varepsilon f(r_{\perp}, z)], \quad (27)$$

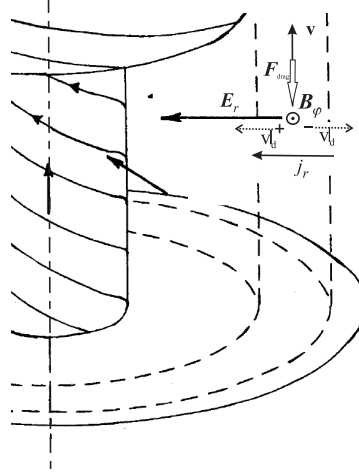


Рис. 2: Радиационная сила трения  $\mathbf{F}_{\text{drag}}$  приводит к появлению радиального дрейфового тока, перераспределению электрических зарядов, уменьшению радиального электрического поля и, наконец, уменьшению потока вектора Пойтинга. Энергия частиц остается почти постоянной, т.к. отрицательная работы силы трения почти равна энергии, получаемой частицей при пересечении эквипотенциальных поверхностей.

а так же возмущения скоростей и плотностей частиц

$$n^+ = \frac{\Omega_0 B_0}{2\pi c e} [\lambda - K(r_\perp) + \eta^+(r_\perp, z)], \quad (28)$$

$$n^- = \frac{\Omega_0 B_0}{2\pi c e} [\lambda + K(r_\perp) + \eta^-(r_\perp, z)], \quad (29)$$

$$v_z^\pm = c [1 - \xi_z^\pm(r_\perp, z)], \quad (30)$$

$$v_r^\pm = c \xi_r^\pm(r_\perp, z), \quad (31)$$

$$v_\varphi^\pm = c \xi_\varphi^\pm(r_\perp, z). \quad (32)$$

Видно, что таким образом введенное возмущение описывает ток и пространственное распределение заряда. Поля при этом будут

$$B_r = -\frac{\varepsilon}{2} r_\perp B_0 \frac{\partial f}{\partial z}, \quad (33)$$

$$B_\varphi = -\frac{\Omega_0 r_\perp}{c} B_0 \left[ \frac{\Omega_F}{\Omega_0} + \zeta(r_\perp, z) \right], \quad (34)$$

$$B_z = B_0 \left[ 1 + \frac{\varepsilon}{2r_\perp} \frac{\partial}{\partial r_\perp} (r_\perp^2 f) \right], \quad (35)$$

$$E_r = -\frac{\Omega_0 r_\perp}{c} B_0 \left[ \frac{\Omega_F}{\Omega_0} + \frac{1}{r_\perp} \frac{\partial}{\partial r_\perp} (r_\perp^2 \delta) \right], \quad (36)$$

$$E_z = -\frac{\Omega_0 r_\perp^2}{c} B_0 \frac{\partial \delta}{\partial z}. \quad (37)$$

Отсюда видно, что  $|\delta| \sim 1$  и  $|\varepsilon f| \sim 1$  отвечают почти полному затуханию полей.

Подстановка этих поправок в уравнения Максвелла и уравнение энергии

$$\nabla \mathbf{E} = 4\pi \rho \mathbf{e}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad (38)$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (39)$$

$$(\mathbf{v}^\pm \nabla) \mathbf{p}^\pm = e \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}^\pm}{c} \times \mathbf{B} \right) + \mathbf{F}_{\text{drag}}^\pm. \quad (40)$$

дает систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$-\frac{1}{r_{\perp}} \frac{\partial}{\partial r_{\perp}} (r_{\perp}^2 \zeta) = 2(\eta^+ - \eta^-) - 2 [(\lambda - K) \xi_z^+ - (\lambda + K) \xi_z^-], \quad (41)$$

$$2(\eta^+ - \eta^-) + \frac{1}{r_{\perp}} \frac{\partial}{\partial r_{\perp}} \left[ r_{\perp} \frac{\partial}{\partial r_{\perp}} (r_{\perp}^2 \delta) \right] + r_{\perp}^2 \frac{\partial^2 \delta}{\partial z^2} = 0, \quad (42)$$

$$r_{\perp} \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 2 [(\lambda - K) \xi_r^+ - (\lambda + K) \xi_r^-], \quad (43)$$

$$-\varepsilon r_{\perp}^2 \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \varepsilon r_{\perp} \frac{\partial}{\partial r_{\perp}} \left[ \frac{1}{r_{\perp}} \frac{\partial}{\partial r_{\perp}} (r_{\perp}^2 f) \right] = 4 \frac{\Omega_0 r_{\perp}}{c} [(\lambda - K) \xi_{\varphi}^+ - (\lambda + K) \xi_{\varphi}^-], \quad (44)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\xi_r^+ \gamma^+) = -\xi_r^+ F_d (\gamma^+)^2 + 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_{\text{jet}}^2} \left[ -\frac{\partial}{\partial r_{\perp}} (r_{\perp}^2 \delta) + r_{\perp} \zeta - r_{\perp} \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \xi_z^+ + \frac{c}{\Omega_0} \xi_{\varphi}^+ \right], \quad (45)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\xi_r^- \gamma^-) = -\xi_r^- F_d (\gamma^-)^2 - 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_{\text{jet}}^2} \left[ -\frac{\partial}{\partial r_{\perp}} (r_{\perp}^2 \delta) + r_{\perp} \zeta - r_{\perp} \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \xi_z^- + \frac{c}{\Omega_0} \xi_{\varphi}^- \right], \quad (46)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\gamma^+) = -F_d (\gamma^+)^2 + 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_{\text{jet}}^2} \left( -r_{\perp}^2 \frac{\partial \delta}{\partial z} - r_{\perp} \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \xi_r^+ \right), \quad (47)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\gamma^-) = -F_d (\gamma^-)^2 - 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_{\text{jet}}^2} \left( -r_{\perp}^2 \frac{\partial \delta}{\partial z} - r_{\perp} \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \xi_r^- \right), \quad (48)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\xi_{\varphi}^+ \gamma^+) = -\xi_{\varphi}^+ F_d (\gamma^+)^2 + 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_{\text{jet}}^2} \left( -\frac{\varepsilon c r_{\perp}}{2 \Omega_0} \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{c}{\Omega_0} \xi_r^+ \right), \quad (49)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\xi_{\varphi}^- \gamma^-) = -\xi_{\varphi}^- F_d (\gamma^-)^2 - 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_{\text{jet}}^2} \left( -\frac{\varepsilon c r_{\perp}}{2 \Omega_0} \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{c}{\Omega_0} \xi_r^- \right). \quad (50)$$

здесь снова  $\sigma_M$  (16) означает параметр замагниченности Майкеля, и  $F_d \approx l_a/R$ - нормированная сила радиационного трения

$$F_d = \frac{4}{3} \frac{\sigma_T U_{\text{iso}}}{m_e c^2}. \quad (51)$$

Более физически точным является переход к средним значениям скоростей

$$\Gamma = \frac{\gamma^+ + \gamma^-}{2}, \quad G = \gamma^+ - \gamma^-, \quad (52)$$

$$P_+ = \frac{\xi_z^+ + \xi_z^-}{2}, \quad P_- = \xi_z^+ - \xi_z^-, \quad (53)$$

$$Q_+ = \frac{\xi_{\varphi}^+ + \xi_{\varphi}^-}{2}, \quad Q_- = \xi_{\varphi}^+ - \xi_{\varphi}^-, \quad (54)$$

где параметры со знаком " + " обозначают гидродинамические (средние) величины.

Из геометрии задачи ясно, что в этом случае все возмущения, включая продольное электрическое поле  $E_{\parallel}$ , будут пропорциональны силе радиационного трения  $F_d$ . При некоторых условиях электрическая сила  $eE_{\parallel}$ , действующая на заряд, может быть больше, чем тормозящая сила трения  $F_d$ . В этом случае один из видов частиц ускоряется, пока другой вид тормозится более эффективно, чем под действием только одной силы радиационного трения, что приводит к полной остановке в некоторой точке. И это условие уже соответствует негидродинамическому режиму. Из этих соображений определение отношения  $eE_{\parallel}/F_{\text{drag}}$  является одной из главных целей нашего рассмотрения. В терминах безразмерного радиуса

$$x = \frac{\Omega_F r_{\perp}}{c} \quad (55)$$

уравнение энергии

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = (F_{\parallel} + eE_{\parallel})v_{\parallel}. \quad (56)$$

переходит в

$$\frac{\partial \gamma^{\pm}}{\partial z} = -\frac{(1 - x^2 P_+)^2}{(1 + x^2)} F_d (\gamma^{\pm})^2 \mp \frac{4\lambda \sigma_M}{r_{\text{jet}}^2} \frac{(1 - x^2 P_+)}{(1 + x^2)} \left( -r_{\perp}^2 \frac{\partial \delta}{\partial z} + r_{\perp}^2 \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \frac{\varepsilon}{2} \frac{\partial f}{\partial z} \right). \quad (57)$$

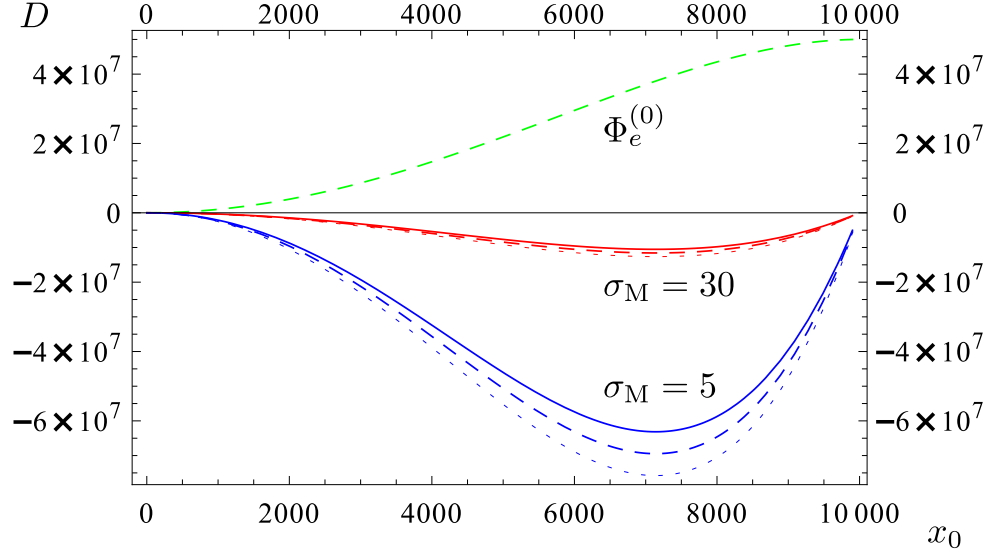


Рис. 3: Решение уравнения для  $D = x_0^2 \delta$  во внешней области джета ( $x > 1$ ). Верхняя кривая соответствует невозмущенному потенциалу.

Это уравнение является одним из основных уравнений нашей работы и поэтому стоит остановиться на нем подробнее. Как мы видим, в добавление к силе радиационного трения (первое слагаемое), всегда уменьшающей энергию частиц, уравнение (57) содержит действие продольного электрического поля  $E_{\parallel}$ , имеющего две компоненты. К возмущению электрического потенциала  $\delta$  добавляется параллельное электрическое поле  $E_{\parallel}$ , которое появляется из-за возмущения магнитных поверхностей  $\varepsilon f$ . Последнее слагаемое, очевидно, пропадает, если

$$\delta = \frac{\varepsilon \Omega_F}{2 \Omega_0} f, \quad (58)$$

что означает эквипотенциальность магнитных поверхностей. Таким образом, можно заключить, что самосогласованное рассмотрение продольного электрического поля содержит не только возмущения электрического поля  $\delta$ , но и возмущения магнитных поверхностей  $\varepsilon f$ .

Из системы уравнений также можно получить обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка на возмущение электрического потенциала  $\delta$

$$\begin{aligned} & 2x \frac{d}{dx_0} \left[ x_0 \frac{d}{dx_0} D \right] - 2x_0 \frac{d}{dx_0} \left[ \frac{1}{x_0} \frac{d}{dx_0} \left( \frac{\Omega_0}{\Omega_F} D \right) \right] - \frac{32K^2 x_0 (x^2 + 1 - x^2 P_+)}{x(1+x^2)} D \\ & - 8x \frac{d}{dx_0} \left[ K \frac{(x_0 x + \Omega_0/\Omega_F - x^2 P_+ \Omega_0/\Omega_F)}{(1+x^2)} D \right] + 8K x_0 \frac{d}{dx_0} D = -2x \frac{d}{dx_0} [x_0^2 \mathcal{G}] - 8K x_0^2 \mathcal{G}, \end{aligned} \quad (59)$$

где  $D = x_0^2 \delta$ ,  $\mathcal{G} = A \Gamma^2(F_d z)/\sigma_M$  и снова  $x_0 = \Omega_0 r_{\perp}/c$  и  $x = \Omega(r_{\perp})r_{\perp}/c$ ,

$$A(r_{\perp}) = \frac{r_{\text{jet}}^2}{r_{\perp}^2} \left[ 1 - \frac{(1 - x^2 P_+)^2}{1 + x^2} \right] \frac{\Omega_0}{\Omega_F}. \quad (60)$$

Результат численного интегрирования приведен на (Рис.3). Замечательно, что решение отрицательно во всей области и уменьшает невозмущенный потенциал  $\Phi_e^{(0)}$ . Таким образом, поток вектора Пойтинга постепенно затухает вдоль джета. Отметим, что решение воспроизводит нашу качественную оценку

## Список литературы

- [1] Bisnovatyi-Kogan G.S. & Ruzmaikin A.A., 1974, *Astrophys. Space Sci.*, V.28, P.45
- [2] Bisnovatyi-Kogan G.S. & Ruzmaikin A.A., 1976, *Astrophys. Space Sci.*, V.42, P.401

- [3] Новиков И.Д. & Фролов В.П., 1986, Физика черных дыр (М.:Наука)
- [4] Junor W., Biretta J.A. & Livio M., 1994, Nature, V.401, P.891
- [5] Blandford R.D. & Znajek R.L., 1977, MNRAS, V.179, P.433
- [6] Grad H., 1960, Rev.Mod.Phys., V.32, P.830
- [7] Шафранов В.Д., 1957, ЖЭТФ, Т.33, С.770
- [8] Beskin V.S., 2009, MHD Flows in Compact Astrophysical Objects. Springer, Berlin
- [9] Ferraro V.C.A., 1937, MNRAS, V.97, P.458
- [10] Goldreich P. & Julian W.H. 1969, ApJ, V.157, P.869
- [11] Nokhrina E.E., Beskin V.S., Kovalev Y.Y. Zheltoukhov A.B., 2015, MNRAS, V.447, P.2726
- [12] Бескин В.С., 2010, УФН, Т.53, С.1199
- [13] Bogovalov S.V., Khangulyan D.V., Koldoba A.V., Ustyugova G.V., Aharonian F.A., 2008, MNRAS, V.387, P.63
- [14] Bogovalov S.V., Khangulyan D.V., Koldoba A.V., Ustyugova G.V., Aharonian F.A., 2012, MNRAS, V.419, P.3426
- [15] de la Cita V.M., Bosch-Ramon V., Paredes-Fortuní X., Khangulyan D., Perucho M. 2016, A&A (in press) ArXiv:1604.02070v1
- [16] Tchekhovskoy A., McKinney J., Narayan R., 2008, MNRAS, V.388, P.551
- [17] Beskin V.S., Chernoglazov A.V., 2016, MNRAS, V. 463, L3, P.3398