
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра проблем физики и астрофизики

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

О ВЛИЯНИИ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРА ИЗЛУЧАЮЩИХ ЧАСТИЦ НА СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТОВ

(магистерская диссертация)

Студент:

Халилов Тимур Игоревич

(подпись студента)

Научный руководитель:

Бескин Василий Семенович,
д-р физ.-мат. наук, проф.

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2023

Аннотация

В предположении о сохранении поперечного адиабатического инварианта для излучающих частиц в релятивистских струйных выбросах из активных ядер галактик исследуется изменение яркостной температуры вдоль оси джета. Показано, что сохранение адиабатического инварианта как раз и обеспечивает эволюцию спектра излучающих частиц. Продемонстрировано, что в этом случае можно объяснить наблюдаемый излом в зависимости яркостной температуры от расстояния до «центральной машины» в месте перехода от сильно замагниченному к слабо замагниченному течению, где и наблюдается разрыв зависимости ширины джета от расстояния до центральной чёрной дыры. Помимо этого, в настоящей работе обсуждается возможность наблюдения другого излома, который должен быть расположен на меньшем расстоянии на примере галактики M87. Предполагается, что положение такого разрыва связано с областью формирования центрального ядра продольного магнитного поля вблизи оси вращения.

Благодарности

Выражаю благодарность научному руководителю Бескину Василию Семёновичу за многочисленные консультации по вопросам как настоящей работы, так и за пределами рассматриваемых тем; за помощь в освоении новых материалов и ещё во многих других сферах, пересекающихся так или иначе с научной деятельностью (трудоустройство, семинары, конференции, летние школы). Признательность за систематический контроль хода выполнения научной исследовательской работы.

Также благодарю Владимира Ивановича Парьева и Илью Николаевича Пащенко за полезные обсуждения и критические замечания, поиск необходимой литературы, а также за остальную совместную работу в рамках интересующих задач.

Высказываю признательность одногруппникам и преподавателям за помощь и поддержку в обучении на кафедре проблем физики и астрофизики.

Благодарю родителей и близких за моральную и финансовую поддержку.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 20-02-00469).

Содержание

1. Введение	4
2. Поперечный адиабатический инвариант и яркостная температура релятивистских джетов	11
2.1. Две модели релятивистских джетов	11
2.2. Сохранение поперечного адиабатического инварианта	13
2.3. Яркостная температура	17
3. Структура релятивистского струйного выброса вблизи «центральной машины»	28
3.1. Внутренняя структура релятивистских джетов	28
3.2. Поперечный размер джета	34
4. Заключение	43
Список литературы	45

1. Введение

Во второй половине XX века начались активные астрофизические наблюдения с применением спектрального анализа и теории излучения, которые дали начало совершенно новой науке - радиоастрономии. Тогда казалось, что основными объектами исследования будут источники, излучающие тепловым образом, например, звёзды. Однако первые радиоастрономические наблюдения, и особенно наблюдения в рентгеновском и гамма-диапазонах, показали, что во Вселенной, помимо звёзд, существуют многочисленные источники, излучающие нетепловым образом. Объекты нетеплового излучения являются достаточно компактными и быстро переменными (например, времена переменности излучения радиопульсаров и гамма-всплесков составляют доли секунды). Данная временная активность и генерация нетеплового излучения показывают, что в большинстве случаев рассматриваются релятивистские объекты [1]. Примером массивных компактных астрофизических объектов, для которых развитие радиоастрономии стало основным катализатором в понимании, являются активные галактические ядра.

Активные галактические ядра обладают различными механизмами выделения энергии и формами генерации мощного излучения, одним из которых является релятивистский струйный выброс (джет), представляющий собой видимое проявление их активности на ранней стадии эволюции [2–5]. Гидродинамические скорости вещества джетов соответствуют значениям лоренц-факторов Γ порядка 10–20 [1, 6]. Так, в галактике M87 это движение наблюдается непосредственно, а лоренц-фактор истекающей материи $\Gamma \approx 6$ [7]. Во многих случаях истекающая плазма сохраняет релятивистские скорости на огромных расстояниях от ядра прежде чем заметно замедлиться при взаимодействии с межгалактической средой.

Известно, что релятивистские джеты излучают на протяжении всего спектра, от рентгеновского до радио-диапазона [8–10]. При этом нет сомнения, что наблюдаемое радиоизлучение джета связано с синхротронным излучением релятивистских электронов. Об этом говорит как степенной спектр наблюдаемого излучения, так и его характерный завал на низких частотах, легко объясняемый синхротронным самопоглощением [8, 11–14].

В настоящее время благодаря развитию радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами удастся проследить свойства радиоизлучения до самых внутренних (порядка десятков и сотен гравитационных радиусов) областей струйных выбросов [15–21]. В частности, это даёт нам прямую информацию о зависимости видимой ширины джета d_{jet} от расстояния z до так называемой центральной машины. Так, в настоящее время показано, что во многих случаях форма джета меняется от параболической к конической [22–25], таким образом, можно говорить об универсальности такого явления для релятивистских джетов. В итоге появилась возможность сравнить результаты наблюдений с предсказаниями теории, основные элементы которой были сконструированы уже давно [2, 26–35].

Несмотря на большой объём накопленной информации, многие моменты ещё ждут своего решения. В частности, это касается недавно обнаруженного излома в зависимости яркостной температуры T_{br} от расстояния до «центральной машины» z [36–38], происходящего во многих случаях на расстояниях порядка 1 пк, то есть как раз в области перехода геометрической структуры джета от параболической к конической форме. Такой излом наблюдается у нескольких десятков объектов, причём показатели степени a в степенной зависимости $T_{\text{br}} \propto z^{-a}$ заключены в широком диапазоне:

$$a_1 = 3.0 \pm 1.0, \quad (1)$$

$$a_2 = 2.7 \pm 1.0, \quad (2)$$

где a_1 соответствует малым, а a_2 – большим расстояниям от «центральной машины». Столь широкий разброс параметров, когда близкие средние значения малоинформативны, означает, что в некоторых случаях имеет место условие $a_1 > a_2$ (излом вверх), а в других случаях $a_1 < a_2$ (излом вниз).

Природа релятивистских струй из ядер активных галактик, как полагают, связана с сильно замагниченными магнитогидродинамическими (МГД) течениями, генерируемыми быстро вращающимися сверхмассивными черными дырами [39–42]. В рамках такого подхода ключевую роль играет полоидальное магнитное поле, создаваемое аккреционным диском, поскольку в рамках этой модели как истечение плазмы, так и поток энергии распространяются вдоль силовых линий магнитного поля от «цен-

тральной машины» к активным областям. Как было показано Блэндфордом и Знаком [29], сильно замагниченное течение, в котором основную роль в передаче энергии играет электромагнитное поле, действительно способно отбирать энергию у вращающейся чёрной дыры и передавать её в бесконечность. В результате, благодаря многочисленным работам, посвященным как аналитическому, так и численному анализу МГД-уравнений [13, 41, 43–62], была построена последовательная модель, которая на данный момент является общепринятой.

При всём этом возникли сложности, сдерживающие построение последовательной теории радиоизлучения джетов. Одна из таких сложностей состояла в том, что энергия излучающих частиц должна намного превосходить энергию гидродинамического движения. Поэтому многие годы не удавалось провести прямую связь вопросов, связанных с наблюдаемым радиоизлучением и общепринятой МГД теорией струйных выбросов, так как магнитогидродинамическая теория джетов ничего не говорила об энергетике излучающих частиц. Поскольку же в вопросе о формировании спектра излучающих частиц до сих пор не было единого мнения [63–65], возникающая в этом звене неопределённость не позволяла самосогласованно исследовать эволюцию параметров излучения вдоль оси джета.

Собственно говоря, в настоящее время достаточно хорошо разработанной моделью, позволяющей анализировать зависимость спектра излучающих частиц от расстояния до «центральной машины» z , является адиабатическая модель Маршера [9]. Действительно, воспользовавшись релятивистским уравнением состояния $PV^{4/3} = \text{const}$ для конического джета, когда размер излучающих областей $r_{\perp} \propto z$, немедленно получаем для среднего лоренц фактора отдельно взятого электрона $\gamma \propto r_{\perp}^{-2/3}$. Позже в статье Лобанова и Цензуса [66] эти приближения были обобщены на ситуацию ускоряющихся джетов. Затем в работе [67] на основе приведённых выше результатов была выведена зависимость яркостной температуры от поперечного размера джета вида $T_{\text{br}} \sim r_{\perp}^{-\xi}$, ($\xi \approx 2$), где r_{\perp} – поперечный размер струи. Такая зависимость, например, была применена для наблюдаемых изменений яркостной температуры в статьях [68] и [69].

Однако не очевидно, что такая простая гидродинамическая модель

будет справедлива и для сильного замагниченного течения. Во всяком случае, длина свободного пробега l_γ для излучающих частиц [70]

$$l_\gamma \sim \frac{\gamma^2}{r_e^2 n_e} \sim 10^8 R_L \left(\frac{\lambda}{10^{12}} \right)^{-1} \left(\frac{\gamma}{10^3} \right)^2 \left(\frac{B_p}{10 \text{ Гс}} \right)^{-1} \quad (3)$$

оказывается больше характерного размера системы L . Здесь r_e – ларморовский радиус, а λ – удобный безразмерный коэффициент (множественность рождения), параметризующий концентрацию частиц

$$n_e = \lambda n_{\text{GJ}} \quad (4)$$

через так называемую гольдрайховскую плотность $n_{\text{GJ}} = \Omega_F B_p / (2\pi c e)$ – минимальную концентрацию частиц, необходимую для выполнения приближения идеальной магнитной гидродинамики. Здесь, в случае когда силовые линии уходят на бесконечность, $\Omega_F \approx \Omega_H/2$, где Ω_H – угловая скорость вращения чёрной дыры, c – скорость света в вакууме. Наконец, $R_L = c/\Omega_F$ есть радиус светового цилиндра, который примерно в десять раз превышает гравитационный радиус чёрной дыры [4, 5]. При этом здесь использовано значение полоидального магнитного поля $B_p = 10^2$ Гс, характерное для масштаба светового цилиндра. Что касается величины λ , то в дальнейшем будем полагать $\lambda \sim 10^{12}$. Такая большая величина следует как из численных расчётов по рождению частиц в магнитосфере чёрных дыр [71], так и из наблюдений [72].

Конечно, условие $l_\gamma \gg L$ недостаточно для нарушения соотношения $PV^{4/3} = \text{const}$; для этого необходимо, чтобы достаточно медленно проходила изотропизация функции распределения. А этот процесс, в свою очередь, зависит от уровня турбулентности истекающей плазмы, про который в настоящее время нет достоверной информации. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать двухкомпонентную модель, состоящую из гидродинамического потока с малым разбросом частиц по энергиям (для которых условие изотропизации выполнено) и высокоэнергичного хвоста слабозаимодействующих частиц, с которыми и связано наблюдаемое синхротронное излучение. Для объяснения наблюдаемого излучения (в том числе в оптическом и рентгеновском диапазоне) обычно в астрофизике предполагается степенной спектр распределения излучающих частиц, который может

продолжаться до энергий по крайней мере порядка нескольких ТэВ. При этом концентрация излучающих частиц должно быть заметно меньше концентрации фоновой плазмы ($\lambda_\gamma \ll \lambda$, где λ_γ – параметр множественности излучающих частиц), см., например, [73].

Естественно предположить, что для излучающих частиц будет сохраняться поперечный адиабатический инвариант $I_\perp = p_\perp^2/B$, где p_\perp – составляющая импульса частицы, перпендикулярная к линиям магнитного поля, B – магнитная индукция. В этом случае также можно будет связать энергетику излучающих частиц с параметрами струйного выброса, которые, как уже отмечалось, достаточно хорошо моделируются в рамках современных МГД теорий. В результате видим уникальную возможность получить прямую информацию об эволюции свойств излучающей плазмы вдоль оси джета. В частности, становится возможным проверить, необходимо ли дополнительное ускорение частиц в пределах струйного выброса для объяснения интенсивности наблюдаемого излучения.

Для дальнейших рассуждений определим также ключевые моменты, характеризующие МГД-модель релятивистских джетов, которые понадобятся в настоящей работе. Во-первых, следует подчеркнуть роль давления окружающей среды P_{ext} , которое фактически определяет внутреннюю структуру струйного выброса [49, 58]. В частности, именно зависимость давления P_{ext} от расстояния z и должна определять, как будет зависеть поперечный размер струи r_{jet} от расстояния z до «центральной машины».

Во-вторых, как было установлено аналитически [54, 58] и численно [13, 53, 55, 59], для достаточно высокого внешнего давления P_{ext} (то есть не так далеко от «центральной машины») продольное полоидальное магнитное поле внутри струи должно быть однородным. Однако, по мере уменьшения внешнего давления в самом центре джета начинает формироваться более плотная сердцевина, в то время как продольное полоидальное магнитное поле B_z и плотность n_e вытекающей плазмы начинает значительно уменьшаться с расстоянием r_\perp от оси джета. Иными словами, образуется центральное ядро в полоидальном магнитном поле. При этом течение по-прежнему остаётся сильно замагниченным.

В-третьих, поскольку в сильно замагниченном течении энергия ча-

стиц увеличивается с расстоянием r_{\perp} от оси джета, на достаточно больших расстояниях z , соответствующих более низким внешним давлениям (где радиус джета r_{jet} также становится достаточно большим), неизбежно должно произойти насыщение, когда почти весь поток электромагнитной энергии (который, как уже подчеркивалось, преобладает вблизи чёрной дыры) будет преобразован в кинетическую энергию истекающей плазмы.

В настоящее время существуют прямые указания на то, что насыщение происходит на расстояниях в несколько парсек ($10^5 - 10^6$ гравитационных радиусов $R_g = 2GM/c^2$, где G – гравитационная постоянная, M – масса чёрной дыры) от центральной машины. Было предсказано, что такой переход из режима с сильной замагниченностью в режим со слабой замагниченностью будет наблюдаться через нарушение в зависимости ширины выброса r_{jet} от расстояния z до «центральной машины» [62, 74]. Предполагается, что именно это и приводит к наблюдаемому переходу от параболической формы выброса к конической. Напомним, что впервые это было обнаружено в M87 [22], а затем структурный переход струи был также обнаружен в ряде близлежащих источников [23, 75–79].

Для M87 такой характер разрыва также обсуждался в работе [20]. При этом там говорилось об особенности, расположенной на угловом расстоянии около 10 микросекунд дуги (или $10^3 R_g$), что в сотни раз меньше вышеописанного перехода. Поэтому интересно обсудить вопрос о том, не связана ли данная особенность у самого основания выброса в M87 с образованием центрального ядра в полоидальном магнитном поле, то есть с переходом джета с однородным полоидальным магнитным полем к джету, имеющему плотное центральное ядро.

Таким образом, в данной работе на основе анализа движения заряженных частиц исследуются несколько свойств излучения релятивистских джетов. Во-первых, в рамках конической и параболической моделей струйных выбросов рассматривается изменение яркостной температуры вдоль оси джета. Показано, что в этом случае можно объяснить наблюдаемый излом в зависимости яркостной температуры от расстояния до «центральной машины». При этом хорошее согласие с наблюдениями достигается без дополнительного ускорения частиц в пределах самого струйного выброса.

Во-вторых, в работе исследуется внутренняя структура релятивистских джетов на малых расстояниях z от «центральной машины». Основная цель состоит в том, чтобы выяснить, существует ли в дополнение к внешнему разрыву в зависимости ширины релятивистского джета r_{jet} от расстояния z , на котором происходит переход от потока с преобладанием магнитного поля к потоку с преобладанием частиц, также внутренний разрыв, при котором начинает формироваться центральное ядро в полоидальном магнитном поле вблизи оси струи.

В Главе 2 обсуждаются две модели релятивистских джетов, которые достаточно адекватно описывают внутреннюю структуру релятивистских струйных выбросов из активных галактических ядер. Анализируется сохранение поперечного адиабатического инварианта в скрещенных электрических и магнитных полях релятивистских джетов. Показано, что и в этом случае поперечный адиабатический инвариант сохраняется с большой точностью. Наконец, проведен анализ изменения яркостной температуры вдоль оси джета за счет сохранения поперечного адиабатического инварианта для излучающих частиц. Будет показано, что этот эффект может служить основой для объяснения данных наблюдений. В свою очередь, Глава 3 посвящена структуре релятивистского джета на малых расстояниях вблизи чёрной дыры. Также здесь формулируются основные соотношения МГД-теории, которые, как будет показано, предсказывают существование внутреннего разрыва в зависимости наблюдаемого поперечного размера джета от расстояния до «центральной машины».

2. Поперечный адиабатический инвариант и яркостная температура релятивистских джетов

2.1. Две модели релятивистских джетов

Как было отмечено ранее, сами наблюдения говорят о том, что в качестве достаточно хорошей геометрической модели релятивистских струйных выбросов могут быть выбраны конические и параболические течения. Поэтому в качестве основы рассмотрим две простые аналитические модели бессиловых релятивистских струйных выбросов – коническое (точнее, квазисферическое) решение Майкеля [80] и параболическое решение Блендфорда [26]. Важно отметить, что, по результатам численного моделирования (см., например [60]), значительная область вблизи оси джета действительно имеет регулярное магнитное поле.

Электромагнитные поля конического бессилового течения Майкеля в сферической системе координат r, θ, φ примут вид

$$B_r = B_L \frac{R_L^2}{r^2}, \quad (5)$$

$$B_\varphi = -B_L \frac{R_L}{r} \sin \theta, \quad (6)$$

$$E_\theta = -(1 - \varepsilon) B_L \frac{R_L}{r} \sin \theta, \quad (7)$$

где вновь R_L – радиус светового цилиндра, а B_L – магнитное поле при $r = R_L$. При этом будем считать, что такое решение существует лишь в узкой области $\theta < \theta_{\text{jet}} \sim 0.1$ вблизи оси джета. Кроме того, в выражение для электрического поля добавлен множитель $(1 - \varepsilon)$, в котором постоянная $\varepsilon \ll 1$, позволяет смоделировать отсутствие ускорения частиц на больших расстояниях, когда уже весь поток электромагнитной энергии передан потоку плазмы. Иными словами, малый параметр ε отвечает за насыщение энергии (лоренц-фактора) частиц.

Действительно, воспользовавшись фундаментальным теоретическим результатом, согласно которому в асимптотически далёкой области за пре-

делами светового цилиндра энергия частиц гидродинамической компоненты приближается к энергии, соответствующей дрейфовому движению [41, 81, 82]

$$\mathbf{U}_{\text{dr}} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (8)$$

получаем для гидродинамического лоренц-фактора

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \left(1 - \frac{E^2}{B_\varphi^2 + B_p^2}\right)^{-1/2} \approx \\ &\approx \left(1 - \frac{1 - 2\varepsilon}{1 + 1/x^2}\right)^{-1/2} \approx \left(2\varepsilon + \frac{1}{x^2}\right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $x = r \sin \theta / R_L$ есть безразмерное расстояние до оси джета. Важно отметить, что в случае высокоэнергетичной гидродинамической компоненты это, вообще говоря, не так [83]. В итоге, на малых расстояниях от «центральной машины», при $x < (2\varepsilon)^{-1/2}$, получаем

$$\Gamma \approx x, \quad (10)$$

то есть хорошо известную асимптотику для сколлимированных замагниченных струйных выбросов [41]. С другой стороны, на больших расстояниях, то есть при $x > (2\varepsilon)^{-1/2}$, имеем $\Gamma \approx (2\varepsilon)^{-1/2} \approx \text{const}$. Отсюда следует, что эта асимптотика моделирует область насыщения, когда уже весь поток энергии сосредоточен в гидродинамическом потоке частиц. Поэтому можно записать

$$\varepsilon \approx \frac{1}{2\sigma_M^2}, \quad (11)$$

где σ_M есть так называемый параметр замагниченности Майкеля [84], который как раз имеет смысл максимально возможного лоренц-фактора. Согласно работе [72], для большинства релятивистских джетов из активных галактических ядер $\sigma_M = 10\text{--}50$, что находится в соответствии со значениями, определяемыми из сверхсветовых движений. Таким образом, структура электромагнитных полей однозначно определяет все необходимые в дальнейшем характеристики гидродинамического течения.

Другой моделью будет бессилое решение с параболическим полоидальным магнитным полем, найденное Блендфордом [26]. В сферических координатах r, θ, φ полоидальное магнитное поле может быть записано в

виде [41]

$$\mathbf{V}_p = B_L \frac{\nabla X \times \mathbf{e}_\varphi}{\sin \theta \sqrt{1 + \Omega_F(X)^2 X^2 / c^2}} \frac{R_L}{r}, \quad (12)$$

где

$$X = r(1 - \cos \theta), \quad (13)$$

так что $|\nabla X| = \sqrt{2 - 2 \cos \theta}$. Условие $X(r, \theta) = \text{const}$ ($\theta \propto r^{-1/2}$) как раз соответствует параболической структуре, при которой все силовые линии проходят через экваториальную плоскость (при этом центральная часть силовых линий пересекает горизонт чёрной дыры). При этом радиус светового цилиндра R_L и значение функции Ω_F при $X = 0$ связаны соотношением $R_L = c/\Omega_F(0)$. Соответственно, электрическое и тороидальное магнитное поля имеют вид

$$\mathbf{E} = -\frac{B_L(1 - \varepsilon)}{\sqrt{1 + \Omega_F(X)^2 X^2 / c^2}} \frac{\Omega_F(X)}{\Omega_F(0)} \nabla X, \quad (14)$$

$$\mathbf{V}_\varphi = -\frac{B_L}{\sqrt{1 + \Omega_F(X)^2 X^2 / c^2}} \frac{(2 - 2 \cos \theta)}{\sin \theta} \frac{\Omega_F(X)}{\Omega_F(0)} \mathbf{e}_\varphi. \quad (15)$$

Здесь величина Ω_F есть так называемая скорость вращения силовых линий магнитного поля, которая, вообще говоря, должна зависеть от X , так как возможными оказываются лишь те конфигурации, при которых $\Omega_F(X) X/c < 1$ (в противном случае «центральная машина» вращалась бы со скоростью, превышающей скорость света); во всех дальнейших расчётах предполагается, что $\Omega_F(X) X/c \approx 0.5$ при $X > 0.5 R_L$. Здесь в электрическое поле, по аналогии с предыдущей моделью, добавлен множитель $(1 - \varepsilon)$. Легко проверить, что и для этой конфигурации также выполнена асимптотика $\Gamma \approx x$ (10) в области сильно замагниченного течения и $\Gamma \approx \text{const}$ в области насыщения.

2.2. Сохранение поперечного адиабатического инварианта

Прежде чем переходить к основной задаче в данной Главе, а именно к нахождению яркостной температуры релятивистских джетов, стоит подробно обсудить свойства движения отдельных частиц в определенных выше электромагнитных полях. Прежде всего, необходимо проверить, дей-

ствительно ли при таком движении будет сохраняться первый (поперечный) адиабатический инвариант

$$I_{\perp} = \frac{(p'_{\perp})^2}{h}. \quad (16)$$

Здесь

$$h = \sqrt{B^2 - E^2} \quad (17)$$

есть магнитное поле в гидродинамической системе покоя (электрическое поле равно нулю, $E' = 0$). Кроме того, напомним, что h является известным лоренц-инвариантом [85]. Соответственно, p'_{\perp} есть поперечный импульс отдельной частицы также в системе покоя. В дальнейшем, штрихом будут обозначены величины, также определённые в сопутствующей системе координат.

Дело в том, что в стандартной постановке (см., например, [86]) рассматривается движение частицы в стационарном магнитном поле, то есть в заданной инерциальной системе координат. В данном же случае сопутствующая система координат (система координат, в которой плазма покоится) ускоряется в скрещенных электрических и магнитных полях. Поэтому полезно проверить сохранение поперечного адиабатического инварианта в таком нетривиальном случае.

Уравнения в обезразмеренной форме, определяющие движение заряженной частицы в релятивистском джете, имеют следующий вид

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} - \left(\frac{R_L}{c}\right) \left(\frac{eB_L}{m_e c}\right) (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} - \frac{\mathbf{u}}{\sqrt{1 + u^2}} = 0. \quad (19)$$

Здесь \mathbf{u} – пространственные компоненты 4-скорости, m_e – масса электрона. Обезразмеривание проводилось таким образом: \mathbf{r}/R_L , $t/(R_L/c)$, \mathbf{E}/B_L , \mathbf{B}/B_L . Перейдём в (локально) сопутствующую систему отсчёта, где плазма покоится, а лоренц-фактор используется в точности для скорости электрического дрейфа (9). Для этого, введём в лабораторную систему отсчёта новый ортонормированный базис: $\mathbf{e} = \mathbf{E}/E$, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ и $\mathbf{d} = \mathbf{e} \times \mathbf{b}$. Тогда преобразования Лоренца для компонент 4-скорости \mathbf{u} релятивистской

частицы примут вид

$$\begin{cases} u'_e = u_e, \\ u'_b = u_b, \\ u'_d = \Gamma (u_d - \beta\gamma), \end{cases} \quad (20)$$

где $\beta = U_{\text{др}}^2/c^2$, γ – лоренц-фактор частицы в лабораторной системе отсчёта. Соответственно, для полей имеем

$$\begin{cases} E' = \Gamma (E - \beta B) \equiv 0, \\ B' = \Gamma (B - \beta E). \end{cases} \quad (21)$$

Таким образом, зная, как изменяются компоненты векторов \mathbf{u}' и \mathbf{B}' из решения уравнений (18) и (19) в электромагнитных полях (5)–(7) или (12), (14) и (15), а также с учётом вышеописанных лоренц-преобразований, становится нетрудно определить поперечный импульс и питч-угол частицы в системе отсчёта покоя плазмы.

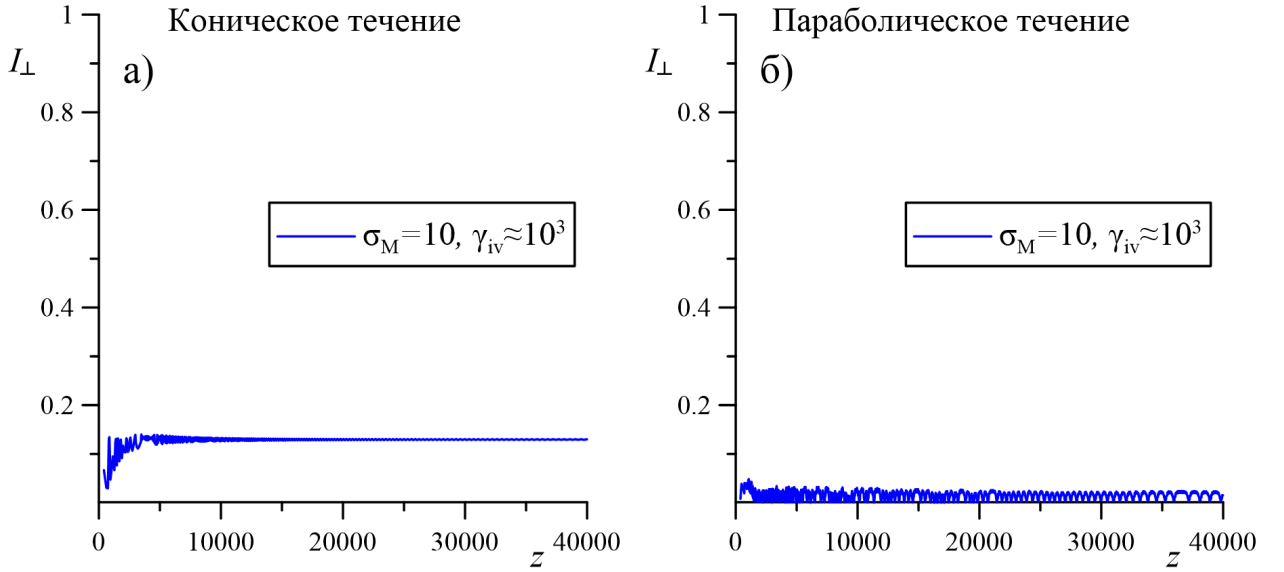


Рис. 1. Сохранение поперечного адиабатического инварианта в сопутствующей системе координат для конического (а) и параболического (б) течений при $\sigma_M = 10$, $\gamma_{iv} \approx 10^3$.

На Рис. 1 показаны результаты численного интегрирования движения частиц в электромагнитных полях (5)–(7) и (12), (14)–(15) для характерных параметров релятивистских джетов: параметра замагниченности

$\sigma_M = 10$, магнитного поля на расстоянии светового цилиндра $B_L = 10^3$ Гс и начального лоренц-фактора частицы $\gamma_{iv} \approx 10^3$; значение малого параметра ε определялось из соотношения (11). При этом здесь также было проведено обезразмеривание поперечного адиабатического инварианта I_\perp/I_\perp^0 , где $I_\perp^0 = (m_e c \gamma_{iv})^2 / (4B_L)$. Как видно из Рис. 1, поперечный адиабатический инвариант I_\perp (16) действительно сохраняется с хорошей точностью как для конической (Рис. 1а), так и для параболической (Рис. 1б) геометрии. При этом, поскольку для ультрарелятивистских излучающих частиц $m_e c \gamma' \approx p'_\perp$, получаем что

$$\gamma' = \frac{I_\perp^{1/2}}{m_e c} h^{1/2}. \quad (22)$$

Здесь также необходимо отметить, что инвариант I_\perp не меняется при существенном изменении характера зависимости величины h от расстояния $z \approx r$ до «центральной машины». Действительно, нетрудно убедиться, используя соотношение (17), что для конического течения плазмы на малых расстояниях, то есть при $x < 1/\sqrt{2\varepsilon}$, будет справедлива асимптотика $h \propto z^{-2}$, а на больших расстояниях $x > 1/\sqrt{2\varepsilon}$ – асимптотика $h \propto z^{-1}$. Соответственно для параболического течения на малых расстояниях, то есть при $x < 1/\sqrt{2\varepsilon}$, имеем $h \propto z^{-1}$ и, в свою очередь, $h \propto z^{-1/2}$ на больших расстояниях $x > 1/\sqrt{2\varepsilon}$. Как будет в дальнейшем показано, наличие такого излома как раз и позволит объяснить характер изменения зависимости яркостной температуры от расстояния z до «центральной машины».

Наконец, отметим еще одно важное обстоятельство, которое понадобится для дальнейших рассуждений. Как показано на Рис. 2, в сопутствующей системе координат питч-угол отдельной частицы χ' не уменьшается с уменьшением магнитного поля (то есть с ростом расстояния z до «центральной машины»), как это бывает в статических чисто магнитных конфигурациях, а наоборот, стремится к 90° . Это еще раз подтверждает уже отмеченный ранее результат, что в замагниченных ветрах (и в сопутствующей системе координат) можно пренебречь продольной, параллельной магнитному полю, компонентой скорости по сравнению со скоростью дрейфа. Конечно, данный эффект имеет место лишь за пределами светового цилиндра, где роль электрического поля становится определяющей. В пределах же светового цилиндра, как и при отсутствии электрическо-

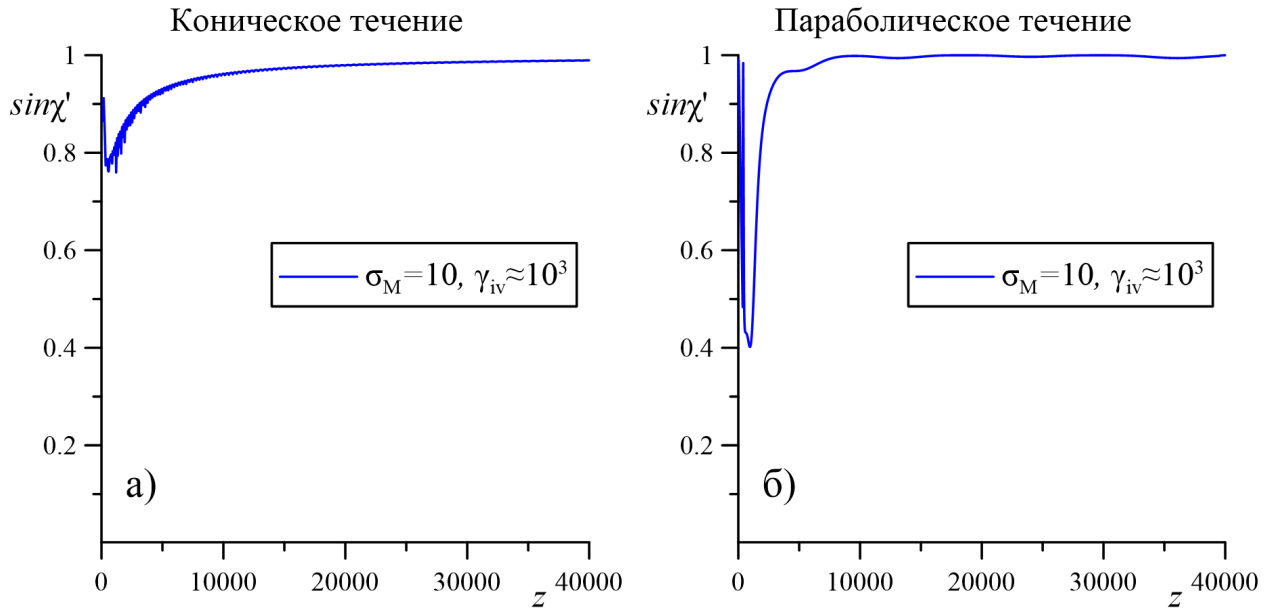


Рис. 2. Зависимость питч-угла отдельной частицы χ' в сопутствующей системе координат от расстояния z до «центральной машины» для конической (а) и параболической (б) моделей при $\sigma_M = 10$, $\gamma_{iv} \approx 10^3$.

го поля, сохранение поперечного адиабатического инварианта приводит к уменьшению питч-угла χ' . Такое уменьшение угла χ' видно на Рис. 2б для параболического поля на начальной фазе траектории частицы, то есть там, где частица пока находится в пределах светового цилиндра. Аналогичное поведение питч-угла в зависимости от расстояния z до «центральной машины» наблюдается, если рассматривать заряженную частицу в лабораторной системе отсчёта (Рис. 3).

Как уже было отмечено, различные неустойчивости, присущие сильно анизотропным распределениям, будут стремиться уменьшить степень анизотропии. Поэтому предположение о медленной изотропизации является необходимым условием для рассматриваемой здесь модели. При этом в дальнейшем будет важно лишь то, что питч-углы не стремятся к 0° , когда мощность синхротронного излучения значительно подавляется.

2.3. Яркостная температура

Посмотрим теперь, как изменение энергии излучающих частиц, неизбежно возникающее при расширении джета благодаря сохранению попе-

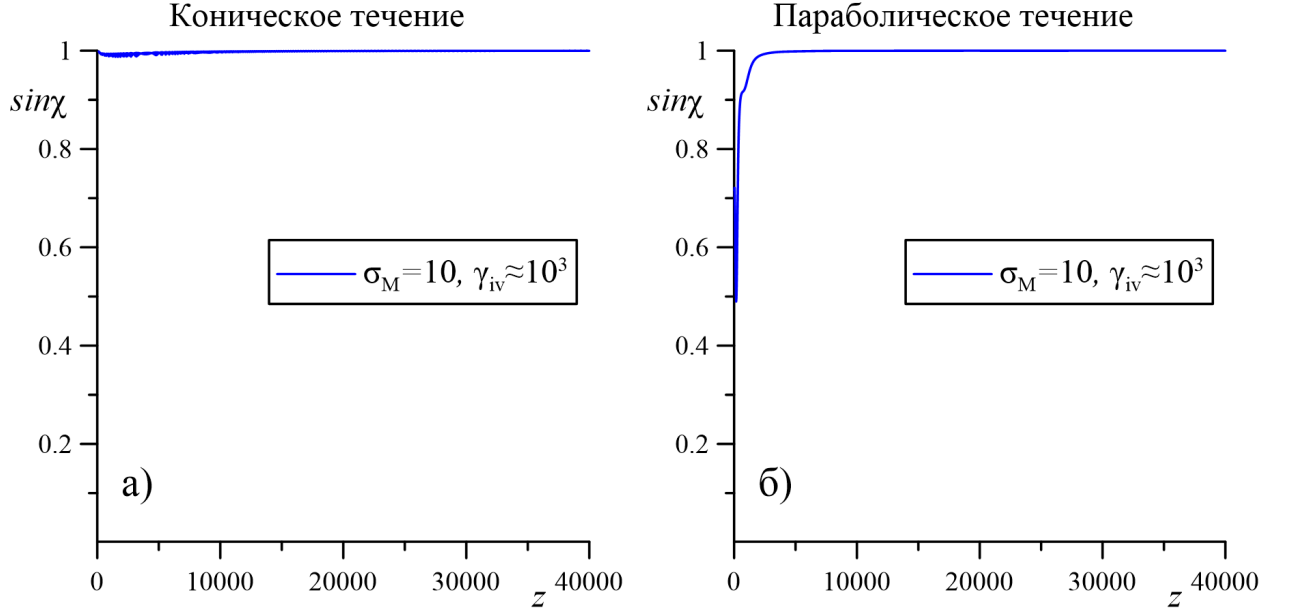


Рис. 3. Зависимость питч-угла отдельной частицы χ в лабораторной системе координат от расстояния z до «центральной машины» для конической (а) и параболической (б) моделей при $\sigma_M = 10$, $\gamma_{iv} \approx 10^3$.

речного адиабатического инварианта, повлияет на изменение яркостной температуры T_{br} вдоль оси джета. При этом воспользуемся стандартными соотношениями, полученными в работах Лютикова и др. [11, 12]. Существенное отличие будет состоять лишь в том, что в настоящей работе будут учитываться как расширение джета, так и эволюция спектра излучающих частиц. Кроме того, в рамках рассматриваемой задачи синхротронными потерями в высокоэнергетичной части спектра можно пренебречь. Покажем, что данное предположение действительно выполняется.

Прежде всего, определим величину ϵ в системе покоя плазмы в виде

$$\epsilon = \frac{(d\gamma'/dt')_{syn}}{(d\gamma'/dt')_{inv}}, \quad (23)$$

где производная

$$\left(\frac{d\gamma'}{dt'}\right)_{syn} = \frac{2}{3} \frac{e^4 h^2}{m_e^3 c^5} \gamma^2 \quad (24)$$

соответствует синхротронным потерям при $\chi = 90^\circ$, а для любых степенных зависимостей h от z

$$\left(\frac{d\gamma'}{dt'}\right)_{inv} \approx \frac{\Gamma c \gamma'}{z}. \quad (25)$$

Здесь для простоты подставили $dt = \Gamma dt'$ и $c dt = dz$. В итоге получаем

$$\epsilon \approx \frac{\omega_h^2 r_e z \gamma'}{\Gamma c^2}, \quad (26)$$

где $\omega_h = eh/m_e c$. Для оценки этой величины необходимо помнить о том, что интерес, вообще говоря, представляют наблюдения на фиксированной частоте $\nu \approx \omega_h(\gamma')^2 \Gamma$, и поэтому

$$\epsilon \propto z h^{3/2}(z) \Gamma^{-3/2}(z). \quad (27)$$

В итоге получаем в области до излома $x < 1/\sqrt{(2\epsilon)}$ (и в пренебрежении зависимости от Γ)

$$\epsilon_{\text{conus}} \propto z^{-2}, \quad (28)$$

$$\epsilon_{\text{parabolic}} \propto z^{-1/2} \quad (29)$$

для конической и параболической модели соответственно. Как видим, в обоих случаях параметр ϵ уменьшается с ростом z . С другой стороны для $\nu = 15 \text{ ГГц}$

$$\epsilon(R_L) \sim 1 \left(\frac{B_L}{10^2 \text{ Гс}} \right)^{3/2} \left(\frac{R_L}{10^{15} \text{ см}} \right). \quad (30)$$

Отсюда следует, что синхротронными потерями в рассматриваемой области можно пренебречь.

Стоит сразу отметить, что возможность ограничиться приближением оптически тонкой плазмы, в котором не учитываются ни синхротронное самопоглощение, ни фарадеевское вращение, связано с тем, что интересующая здесь область насыщения находится достаточно далеко от «центральной машины», где плотность плазмы и магнитные уже не столь велики. Как известно, в области сантиметровых длин волн заметное самопоглощение, определяемое по эффекту смещения ядра (см., например, [72]), имеет место на расстояниях, не превышающих нескольких сотен гравитационных радиусов (десятки световых цилиндров от центральной чёрной дыры). Что же касается фарадеевского вращения, то, как известно, даже регистрируемые в самых центральных областях значения меры вращения $RM \sim 100 \text{ рад/м}^2$ [87, 88] не приводят к заметной деполяризации в сантиметровой области длин волн. Ниже, в ходе решения задачи, будут приведены соот-

ветствующие выкладки.

Вернёмся к основному вопросу с обсуждения выражения для концентрации излучающих частиц в сопутствующей системе координат n'_γ , имеющих степенной энергетический спектр в диапазоне $\gamma_0 < \gamma' < \gamma_{\max}$

$$dn'_\gamma = K_e (\gamma')^{-p} d\gamma' d^3r' d\Omega. \quad (31)$$

Здесь $p > 1$ — показатель спектра, $d\Omega$ — элемент телесного угла, а K_e — нормировочная постоянная. Отметим сразу, что в рамках рассматриваемой модели важно, чтобы ключевую роль играл нижний предел интегрирования. При этом, как будет видно, минимальный лоренц-фактор может соответствовать и нерелятивистским скоростям ($\gamma_0 = 1$), основные выводы работы от этого не изменятся.

Далее заметим, что, благодаря отмеченной выше (Рис. 2) тенденции к увеличению питч-угла χ' , зависимостью функции распределения (31) от телесного угла $d\Omega$ можно пренебречь. Это связано с тем, что при малых углах между осью джета и направлением на наблюдателя, характерных для квазаров, а также благодаря почти тороидальному магнитному полю в основной части струйных выбросов, диаграмма направленности синхротронного излучения большинства излучающих частиц будет ориентирована по направлению к наблюдателю.

В результате, поскольку, как было показано выше, при распространении вдоль расширяющегося джета энергия всех излучающих частиц изменяется пропорционально величине h , следовательно, степенная форма спектра сохранится вдоль всего джета. С другой стороны, если выбрать нормировку энергетического распределения частиц в виде

$$n'_\gamma(r') = \int_{\gamma_0}^{\gamma_{\max}} f(\gamma') d\gamma', \quad (32)$$

где $f(\gamma') = K_e (\gamma')^{-p}$, то в этом случае

$$K_e = (p - 1)n'_\gamma(\mathbf{r}') \gamma_0^{p-1}(\mathbf{r}'). \quad (33)$$

Здесь предполагается, что $\gamma'_{\max} \gg \gamma_0$ и $\gamma_0 \gg 1$. При этом, благодаря основному соотношению $\gamma_0 \propto h^{1/2}$ (22), нормировочный множитель K_e приобретает

зависимость от инварианта h . Именно учёт зависимости K_e от координат в согласии с сохраняющимся первым адиабатическим инвариантом I_{\perp}

$$K_e \propto n'_{\gamma} h^{(p-1)/2}, \quad (34)$$

благодаря зависимости магнитного поля в сопутствующей системе координат h от расстояния z , и представляет тему настоящего исследования. Нетрудно проверить, что зависимость (34) будет также выполнена и в том случае, если нижняя граница спектра излучающих частиц близка к $m_e c^2$ ($\gamma_0 \approx 1$). В этом случае изменение величины K_e будет связана с изменением числа излучающих частиц с $\gamma' > 1$.

Воспользуясь теперь стандартным выражением для интенсивности I_{ν} [11, 12], получим

$$dI_{\nu} = 2\pi \frac{(p + 7/3)}{(p + 1)} \kappa(\nu) \frac{dS dl}{D^2} \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} |h \sin \hat{\chi}|^{(p+1)/2} d\nu. \quad (35)$$

Здесь $\hat{\chi}$ – угол между магнитным полем и лучем зрения,

$$\kappa(\nu) = \frac{\sqrt{3}}{4} \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+7}{12}\right) \frac{e^3}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{2\pi m_e c}\right)^{(p-1)/2} \nu^{-(p-1)/2} K_e, \quad (36)$$

D – расстояние до источника, а

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \mathbf{n})} \quad (37)$$

есть доплер-фактор ($\beta = \mathbf{V}/c$, где \mathbf{V} – гидродинамическая скорость (в данном случае, в точности совпадающая со скоростью электрического дрейфа (8)), а \mathbf{n} – единичный вектор в направлении наблюдателя). В данном случае, доплер-фактор возник в силу перехода из рассмотрения задачи в системе отсчёта, где плазма покоится, в систему наблюдателя. Далее, элемент объема (который в этом соотношении уже должен соответствовать лабораторной системе координат) записан в виде $d^3r = dS dl$, где dS есть элемент площади, перпендикулярный лучу зрения, а dl – элемент длины вдоль луча зрения. Наконец, так как dS/D^2 есть элемент телесного угла,

получаем выражение для яркостной температуры $T_{\text{br}} = I_\nu c^2 / (2k_B \nu^2)$:

$$T_{\text{br}} = R(p) \frac{e^3}{m_e k_B} \left(\frac{e}{m_e c} \right)^{(p-1)/2} \nu^{-(p+3)/2} \cdot \int \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} h^{(p+1)/2} n_\gamma(\mathbf{r}) \gamma_0^{p-1}(\mathbf{r}) (\sin \hat{\chi})^{(p+1)/2} dl, \quad (38)$$

где теперь $n_\gamma(\mathbf{r})$ есть концентрация частиц в лабораторной системе, k_B – постоянная Больцмана,

$$R(p) = \frac{3^{p/2}}{8(2\pi)^{(p-3)/2}} \frac{(p-1)(p+7/3)}{(p+1)} \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+7}{12}\right), \quad (39)$$

а интеграл берется по лучу зрения.

Далее, вновь выразим плотность излучающих частиц n_γ через гольдрайховскую плотность

$$n_\gamma = \lambda_\gamma n_{\text{GJ}}, \quad (40)$$

где постоянная величина λ_γ такая, что

$$\lambda_\gamma \ll \lambda, \quad (41)$$

есть множественность излучающих частиц, а при $\theta \ll 1$, когда $z \approx r$,

$$n_{\text{GJ}} = \frac{B_L R_L}{2\pi e r^2} \cos \theta \approx 1.1 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3} \times \left(\frac{h_0}{100 \text{ Гс}} \right) \left(\frac{R_L}{10 r_g} \right)^{-1} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{z}{R_L} \right)^{-2} \quad (42)$$

для электромагнитных полей с конической формой магнитных поверхностей (5)–(7) и

$$n_{\text{GJ}} = \frac{B_L}{\sqrt{5}\pi e r} \approx 1.0 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3} \times \left(\frac{h_0}{100 \text{ Гс}} \right) \left(\frac{R_L}{10 r_g} \right)^{-1} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{z}{R_L} \right)^{-1} \quad (43)$$

для электромагнитных полей с параболической формой магнитных поверхностей (12), (14) и (15) при $X/R_L < 0.5$ и постоянной $\Omega_F = c/R_L$. Здесь M_{bh} есть масса центральной чёрной дыры, M_\odot – масса Солнца.

В итоге, для заданной плотности излучающих частиц получаем окон-

чательное выражение для яркостной температуры

$$T_{\text{br}} = \lambda_{\gamma} \frac{m_e c^2}{k_B} \frac{R(p)}{2\pi} \left(\frac{eh_0}{m_e c} \right)^{(p+3)/2} \nu^{-(p+3)/2} \cdot \int \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} \left(\frac{h}{h_0} \right)^p \left(\frac{z}{R_L} \right)^{-b} (\sin \hat{\chi})^{(p+1)/2} \frac{dl}{R_L}. \quad (44)$$

Здесь h_0 есть значение h на световом цилиндре, а $b = 2$ для конического и $b = 1$ для параболического течений (эти значения соответствуют законам спадаания полоидального магнитного поля для этих моделей). Кроме того, здесь использовалось характерное значение массы центральной дыры $M_{\text{bh}} = 10^9 M_{\odot}$ с соответствующим радиусом Шварцшильда $r_g = 3 \times 10^{14}$ см.

Оценим явно оптическую толщину $\tau \sim \mu_l l$ синхротронного самопоглощения релятивистскими частицами со степенным распределением по энергиям (лоренц-фактору) (32) и (33). Здесь μ_l есть коэффициент синхротронного самопоглощения, а $l \sim \theta_{\text{jet}} z$ – характерная длина. Воспользовавшись стандартным выражением для μ_l [89, 90], получим для рассмотренных выше параметров

$$\tau = 0.2 \left(\frac{\lambda_{\gamma}}{10^9} \right) \left(\frac{\nu}{15 \text{ ГГц}} \right)^{-(p+4)/2} \times \left(\frac{h_0}{100 \text{ Гс}} \right)^{(p+4)/2} \left(\frac{z}{10 R_L} \right)^{1-b(p+4)/2} \left(\frac{\theta_{\text{jet}}}{0.1} \right). \quad (45)$$

Здесь вновь воспользовались выражением $n_{\gamma} = \lambda_{\gamma} n_{\text{GJ}}$ для определения концентрации излучающих частиц, а также положили нижний предел обрезания спектра $\gamma_0 \sim 1$. Как видно, для характерных величин $p = 2.5$, $h_0 = 100$ Гс и частоты наблюдений $\nu = 15$ ГГц оптическая толщина по синхротронному самопоглощению уже на расстояниях $z = 10 R_L$ от «центральной машины» становится много меньше единицы. Таким образом, можно пренебречь влиянием синхротронного самопоглощения на спектр и поляризацию наблюдаемого излучения релятивистских электронов на парсековых масштабах.

Что же касается оценки величины фарадеевского вращения, то такая оценка, вообще говоря, существенно зависит от состава истекающей плазмы. В настоящей работе предполагается, что внутренние приосевые

части парсековых джетов состоят из электронно-позитронной плазмы. На это указывает как теоретические соображения [71], так и наблюдательные ограничения [72]. Присутствие позитронов должно сильно уменьшать величину фарадеевского вращения. Однако дать количественную теоретическую оценку затруднительно, так как точный состав джетов неизвестен. Поэтому вновь будем ссылаться на результаты наблюдений меры вращения, которые указывают на отсутствие заметной деполяризации в сантиметрово-область длин волн даже в самых центральных областях парсековых джетов [87, 88].

В таком случае, не составит труда исследовать эффекты поляризации для рассматриваемых моделей. Воспользуемся описанием через параметры Стокса Q , U , I , значение которых определяются стандартным образом, например, аналогично работе [11, 12]. Тогда получим степень поляризации

$$\Pi = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}. \quad (46)$$

На Рис. 4 показаны характерные профили яркостной температуры и степени линейной поляризации для параболического (малые расстояния) и конического (большие расстояния) джетов на частоте $\nu = 15$ ГГц, для которой можно пренебречь как самопоглощением, так и фарадеевским вращением. Двугорбый профиль яркостной температуры возникает благодаря росту гидродинамической энергии частиц с увеличением расстояния от оси джета, приводящего к увеличению доплер-фактора \mathcal{D} . Следует отметить, что такие же поперечные профили были получены из других предпосылок в изучении синхротронного излучения релятивистского джета [91, 92]. При этом асимметрия обусловлена вращением джета, благодаря которому доплер-фактор оказывается больше в той части джета, в которой вращение происходит в направлении на наблюдателя. Этот эффект, как видно из Рис. 4, особенно заметен на малых расстояниях. Такая асимметрия в яркостной температуре, а также двугорбые профили, как и W-образная форма степени линейной поляризации на больших расстояниях z действительно наблюдается [93, 94].

Подробное сравнение теоретических и наблюдаемых поперечных про-

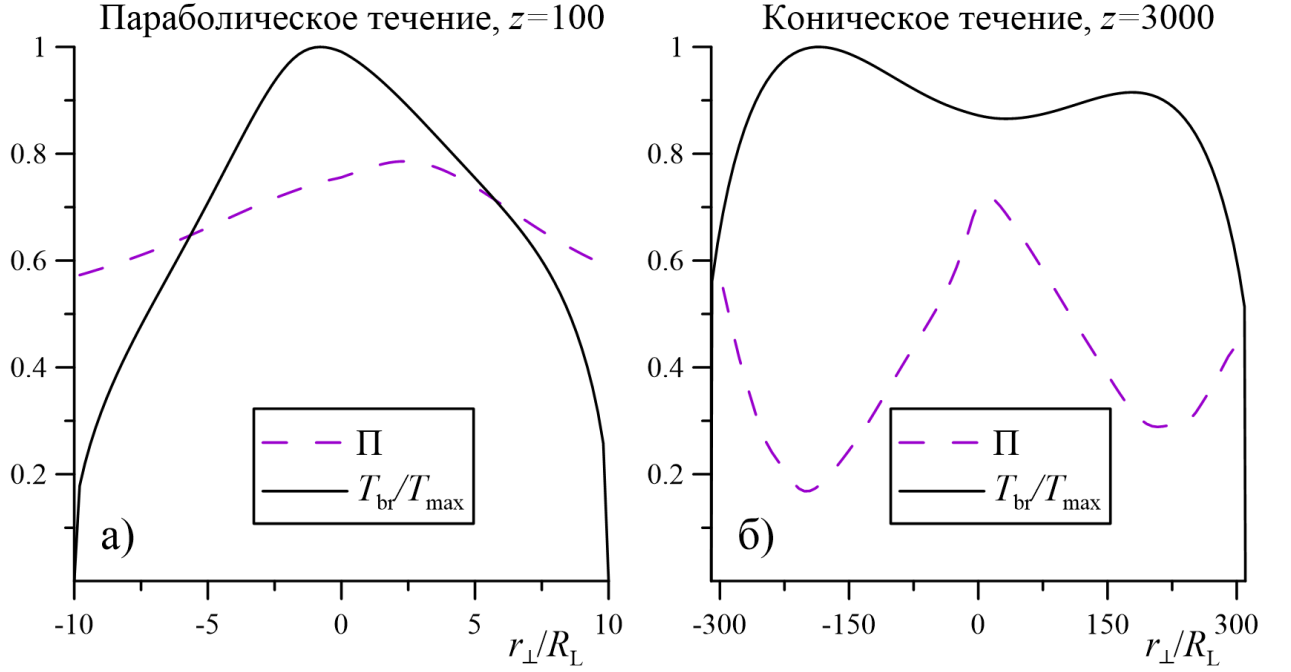


Рис. 4. Характерные профили обезразмеренной яркостной температуры $T_{\text{br}}/T_{\text{max}}$ и степени линейной поляризации Π для параболического (а) и конического (б) джетов на частоте $\nu = 15$ ГГц. Здесь выбраны следующие параметры: а) $p = 2.0$, $\sigma_{\text{M}} = 20$, $\Theta = 15^\circ$; б) $p = 2.0$, $\sigma_{\text{M}} = 30$, $\Theta = 20^\circ$, $\theta_{\text{jet}} = 6^\circ$.

филей яркостной температуры выходит, однако, за рамки настоящей работы. Здесь же, убедившись в адекватности полученных результатов, рассмотрим лишь вопрос о зависимости яркостной температуры T_{br} от расстояния z до «центральной машины». При этом, как это обычно делается, будем использовать максимальное значение яркостной температуры в поперечном сечении (то есть вдоль так называемой хребтовой линии).

На Рис. 5 для характерных параметров релятивистских джетов $\sigma_{\text{M}} = 30$, и угла наблюдения $\Theta = 20^\circ$ показаны два примера зависимости яркостной температуры T_{br} (в Кельвинах) от расстояния до «центральной машины» в световых цилиндрах. При этом здесь заданы спектральный индекс $p = 2.0$ и угол полураствора джета $\theta_{\text{jet}} = 2^\circ$. Для характерных масс чёрных дыр $M_{\text{bh}} \sim 10^9 M_{\odot}$ и обычно принимаемых величин $R_{\text{L}} \sim 10 R_{\text{g}}$ положение излома как раз соответствует расстояниям порядка 1 пк. Полная сводка результатов для показателей степени a в зависимости $T_{\text{br}} \propto z^{-a}$ до и после излома для двух значений угла Θ между осью джета и направлением на наблюдателя приведена в Табл. 1–2. Как видно, эти зависимости

Таблица 1. Зависимость показателей степени a в соотношении $T_{\text{br}} \propto z^{-a}$ до и после излома для конического течения для двух значений угла Θ между осью джета и направлением на наблюдателя. Полураствор джета $\theta_{\text{jet}} = 6^\circ$.

σ_{M}	10	20	30	40	50
$\Theta = 2^\circ$					
$p = 1.5$	2.2–2.5	2.3–2.5	2.5–2.5	2.6–2.5	2.7–2.5
$p = 2.0$	2.7–3.0	3.0–3.0	3.3–3.0	3.6–3.0	3.6–3.0
$p = 2.5$	3.2–3.5	3.7–3.5	4.0–3.5	4.3–3.5	4.4–3.5
$\Theta = 20^\circ$					
$p = 1.5$	3.5–2.5	4.6–2.5	5.1–2.5	5.3–2.5	5.5–2.5
$p = 2.0$	4.2–3.0	5.6–3.0	6.2–3.0	6.5–3.0	6.6–3.0
$p = 2.5$	4.9–3.6	6.5–3.5	7.3–3.5	7.6–3.5	7.7–3.5

Таблица 2. Зависимость показателей степени a в соотношении $T_{\text{br}} \propto z^{-a}$ до и после излома для параболического течения для двух значений угла Θ между осью джета и направлением на наблюдателя.

σ_{M}	10	20	30	40	50
$\Theta = 2^\circ$					
$p = 1.5$	1.2–2.1	1.1–2.5	1.1–2.7	1.2–2.7	1.2–2.7
$p = 2.0$	1.4–2.6	1.5–3.0	1.5–3.0	1.5–3.0	1.5–2.9
$p = 2.5$	1.7–3.1	1.8–3.1	1.8–3.1	1.9–3.1	1.9–3.1
$\Theta = 20^\circ$					
$p = 1.5$	2.8–1.8	2.7–1.8	2.7–1.8	2.7–1.8	2.7–1.8
$p = 2.0$	3.1–2.1	2.9–2.0	2.9–2.0	2.9–2.0	2.9–2.0
$p = 2.5$	3.4–2.3	3.1–2.3	3.1–2.3	3.1–2.3	3.0–2.3

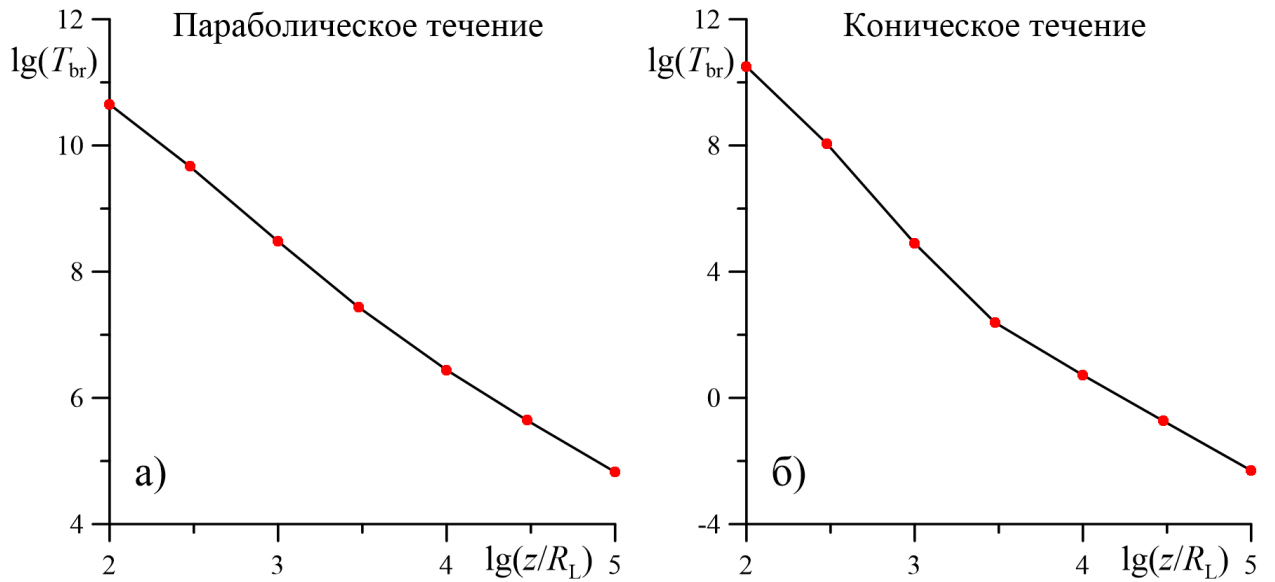


Рис. 5. Логарифмическая зависимость максимума яркостной температуры T_{br} (в Кельвинах) от расстояния z (в световых цилиндрах R_L) до «центральной машины» для параболической (а) и конической (б) структур течения. В обоих случаях $\lambda_\gamma/\lambda = 0.01$. Для характерных масс чёрных дыр положение излома соответствует наблюдаемым расстояниям порядка 1 пк.

действительно имеют излом в области насыщения даже в том случае, если в области насыщения геометрия джета не меняется. Сама же величина излома зависит как от спектрального индекса p , так и от параметра замагниченности σ_M . При этом излом может быть направлен как вверх, так и вниз. Тем более излом будет иметь место при переходе от параболического к коническому течению. При этом широкий разброс параметров, представленный в Табл. 1–2, вполне может объяснить изломы, наблюдаемые для зависимости яркостной температур от расстояния у струйных выбросов.

Еще один важный момент, который здесь необходимо подчеркнуть, состоит в том, что для получения соответствующих наблюдениям значений яркостной температуры было положено $\lambda_\gamma = 10^9 - 10^{10}$. Иными словами, для объяснения наблюдений достаточно, чтобы плотность энергии нетепловых частиц была на два-три порядка меньше, чем плотность энергии покоя холодной (фоновой) плазмы в джете. Тем самым, рассмотренная здесь модель получила ещё одно подтверждение.

3. Структура релятивистского струйного выброса вблизи «центральной машины»

3.1. Внутренняя структура релятивистских джетов

Вернёмся к обсуждению внутренней структуры релятивистских джетов активных ядер галактик на примере более сложной модели, в которой учитывается образование плотной сердцевины в самом джете. Благодаря учёту поперечной неоднородности струйных выбросов, концентрация частиц и полоидальное магнитное поле должны заметно спадать к периферии течения. Соответственно, в данном случае необходимо учитывать и зависимость величины максимального гидродинамического лоренц-фактора Γ_{\max} (а значит, и параметра ε) от расстояния до оси джета. Также необходимо отметить, что в дальнейших рассуждениях значения входных параметров задачи будут подобраны под конкретный случай, когда источником струйного выброса является центральное ядро галактики M87.

Одной из важных особенностей вышеописанной модели внутренней структуры релятивистских джетов является то, что были сформулированы довольно простые асимптотические решения, которых будет достаточно, чтобы изложить основные положения настоящей работы. Как уже подчеркивалось, структура полоидального магнитного поля внутри релятивистских джетов, истекающих из активных ядер галактик, существенно зависит от внешнего давления P_{ext} , которое, в свою очередь, зависит от расстояния z вдоль оси джета. Используем результат, полученный Бескиным и Нохриной [54], согласно которому для сильно сколлиммированных струйных выбросов можно рассматривать внутреннюю структуру как последовательность цилиндрических течений. Таким образом, с хорошей точностью (Рис. 6), полоидальное магнитное поле B_p может быть представлено в виде

$$B_p(r_{\perp}, z) \approx B_p(z), \quad B_p(z) \geq B_{\text{cr}}, \quad (47)$$

$$B_p(r_{\perp}, z) \approx B_0(z) \left(1 + \frac{r_{\perp}^2}{r_{\text{core}}^2}\right)^{-\alpha(z)/2}, \quad B_p(z) < B_{\text{cr}}. \quad (48)$$

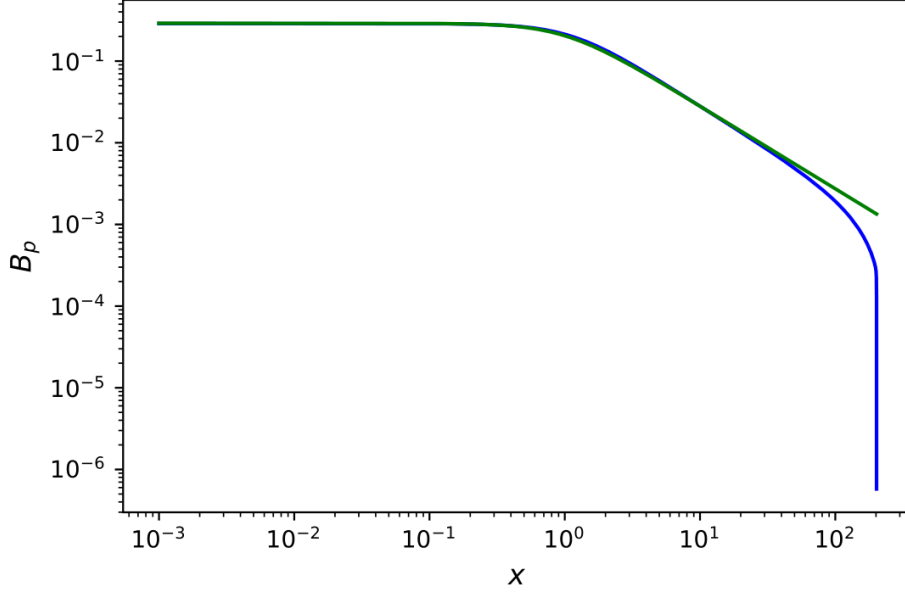


Рис. 6. Сравнение аналитического приближения (47)–(48) со структурой полоидального магнитного поля, полученной путём решения системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих внутреннюю структуру цилиндрической струи. Зелёная линия отвечает рассматриваемому приближению, синяя линия – точному решению уравнений МГД.

Здесь

$$r_{\text{core}} = \gamma_{\text{in}} R_L \quad (49)$$

это радиус центральной сердцевины, где постоянная интегрирования γ_{in} соответствует лоренц-фактору течения вдоль оси вращения, а $R_L = c/\Omega_0$ – радиус светового цилиндра (постоянная Ω_0 будет определена ниже).

Иными словами, на небольших расстояниях от центральной машины полоидальное магнитное поле фактически остаётся постоянным (так что $B_0^2/(8\pi) \approx P_{\text{ext}}$), в то время как на больших расстояниях поле уменьшается с удалением от оси r_{\perp} . Как было отмечено, этот результат неоднократно подтверждался численными расчётами [13, 55, 81]. Из Рис. 6 видно, что аналитическое приближение (зелёная сплошная линия) (47)–(48) идеально воспроизводит структуру полоидального магнитного поля, полученную путём решения системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений (синяя сплошная линия), описывающих внутреннюю структуру цилиндрической струи [56, 58, 95]. Здесь показано изменение полоидальной компоненты магнитного поля B_p с увеличением расстояния x от оси джета, иными

словами подгонка полоидального поля на поперечном срезе. На Рис. 6 значения x указаны в единицах светового цилиндра R_L , а B_p – в условных единицах магнитной индукции.

Критическое значение магнитного поля B_{cr} , при котором начинается формироваться центральное ядро, может быть выражено через так называемый параметр замагниченности Майкеля σ_M

$$B_{cr} = \frac{B_L}{\gamma_{in}\sigma_M}. \quad (50)$$

Здесь

$$\sigma_M = \frac{\Omega_0^2 \Psi_{tot}}{8\pi^2 \mu \eta c^2} \quad (51)$$

это параметр замагниченности Майкеля, $\mu \approx m_e c^2$ – релятивистская энергия, $\eta = nu_p/B_p$ – отношение количества частиц к магнитному потоку. Согласно оценкам [72], для большинства джетов из активных галактических ядер параметр замагниченности Майкеля $\sigma_M \approx 10 - 50$. Для M87 будем предполагать, что $\sigma_M \approx 20$. В свою очередь, магнитное поле на световом цилиндре B_L определяется из соотношения

$$\Psi_{tot} = \pi R_L^2 B_L, \quad (52)$$

где Ψ_{tot} – полный магнитный поток внутри джета.

По мере снижения внешнего давления до значений $P_{eq} = B_{eq}^2/(8\pi)$, где $B_{eq} = \sigma_M^{-2} B_L$, показатель степени $\alpha(z)$ изменяется от 0 до 1. Причём, магнитное поле на оси $B_0(z)$ медленно зависит от P_{ext} . При ещё более низком внешнем давлении $P_{ext} < B_{eq}^2/(8\pi)$ поток кинетической энергии плазмы становится доминирующим. В этой области $\alpha(z) \approx 1$. Наконец, чтобы определить зависимости $\alpha(z)$ и $B_0(z)$ от z , необходимо знать либо зависимость давления $P_{ext}(z)$ от z , либо форму границы джета. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать коническую структуру релятивистской струи, причём на малых расстояниях электромагнитные поля будут в некотором приближении совпадать с решением Майкеля [80], а на больших расстояниях, когда образуется сердцевина, электромагнитные поля получаются из следующих соображений.

Преимущество рассмотренного здесь подхода (в отличие от работ,

в которых необходимо решать систему из двух обыкновенных дифференциальных уравнений) заключается в том, что выражение (48) позволяет записать магнитный поток $\Psi = 2\pi \int B_p r_\perp dr_\perp$ в явном виде

$$\Psi(r_\perp, z) = \frac{2\pi B_0(z) r_{\text{core}}^2}{2 - \alpha(z)} \left[\left(1 + \frac{r_\perp^2}{r_{\text{core}}^2} \right)^{1 - \alpha(z)/2} - 1 \right]. \quad (53)$$

В свою очередь, это позволяет найти все интегралы движения, которые в стандартной МГД-модели Грэда-Шафранова [31, 34] зависят только от Ψ .

Напомним, что ключевую роль в теории сильно замагниченных струй играют интегралы [41]

$$E = \gamma \mu \eta c^2 + \frac{\Omega_F I}{2\pi}, \quad (54)$$

$$L = r_\perp u_\varphi \mu \eta c + \frac{I}{2\pi}, \quad (55)$$

где $E = E(\Psi)$ (интеграл Бернулли) соответствует потоку энергии, а $L = L(\Psi)$ – потоку углового момента. Здесь $\Omega_F = \Omega_F(\Psi)$ – угловая скорость, которая также постоянна на магнитных поверхностях (закон изоротации Ферраро), а I – суммарный ток внутри магнитной поверхности. Приведённое выше значение $\Omega_0 = \Omega_F(0)$ представляет собой скорость вращения на оси джета. Кроме того, в магнитосфере чёрной дыры как электрический ток I , так и угловая скорость Ω_F определяются из критических условий на сингулярных поверхностях. При этом ток I , входящий в соотношения (54)–(55), оказывается близким к так называемому току Гольдрайха-Джулиана (соответствующая плотность тока $j_{\text{GJ}} = \Omega_F B_{p_z} / (2\pi)$), а угловая скорость Ω_F близка к половине угловой скорости вращения чёрной дыры Ω_H .

В результате, с хорошей точностью [41], интеграл Бернулли может быть записан в виде

$$E(\Psi) \approx \Omega_F(\Psi) L(\Psi) + \gamma_{\text{in}} \mu \eta c^2, \quad (56)$$

и, кроме того, в области сильно замагниченного течения вкладом частиц можно пренебречь. С другой стороны, как известно, для конического течения вблизи оси можно задать $L(\Psi) = \Omega_0 \Psi / (4\pi^2)$ [41]. Однако в дальнейшем будут использованы следующие выражения для интегралов дви-

жения [74, 95]

$$L(\Psi) = \frac{\Omega_0 \Psi}{4\pi^2} \sqrt{1 - \frac{\Psi}{\Psi_{\text{tot}}}}, \quad (57)$$

$$\Omega_F(\Psi) = \Omega_0 \sqrt{1 - \frac{\Psi}{\Psi_{\text{tot}}}}, \quad (58)$$

которые позволяют учитывать обратный электрический ток, протекающий внутри джета.

Тогда, зная потенциал $\Psi(r_\perp, z)$ и явные выражения для интегралов движения $\Omega_F(\Psi)$, $E(\Psi)$ и $L(\Psi)$, можно определить все компоненты электрического и магнитного полей внутри джета

$$\mathbf{V}_p = \frac{\nabla \Psi \times \mathbf{e}_\varphi}{2\pi\varpi}, \quad (59)$$

$$\mathbf{V}_\varphi = -\frac{\Omega_F(\Psi)}{2\pi c} |\nabla \Psi| \mathbf{e}_\varphi, \quad (60)$$

$$\mathbf{E} = -(1 - \varepsilon) \frac{\Omega_F(\Psi)}{2\pi c} \nabla \Psi. \quad (61)$$

Здесь, как и в работе [96], добавлен дополнительный множитель $(1 - \varepsilon)$ в выражение для электрического поля, где теперь, вообще говоря, $\varepsilon = \varepsilon(\Psi)$ – малый параметр, $\varepsilon \ll 1$. Это уменьшение электрического поля по отношению к точному бессиловому решению позволяет смоделировать отсутствие дополнительного ускорения частиц на больших расстояниях, когда уже весь поток электромагнитной энергии передан потоку плазмы. Иными словами ε отвечает за насыщение энергии частиц.

Действительно, используя фундаментальный теоретический результат, согласно которому за пределами светового цилиндра гидродинамическая скорость \mathbf{V} становится почти равной скорости электрического дрейфа [41, 81]

$$\mathbf{U}_{\text{dr}} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (62)$$

тогда гидродинамический лоренц-фактор плазмы можно записать в виде

$$\begin{aligned}\Gamma_{\text{dr}}(x) &= \frac{1}{\sqrt{1 - U_{\text{dr}}^2/c^2}} = \left(1 - \frac{E^2}{B_\varphi^2 + B_p^2}\right)^{-1/2} = \\ &= \left(1 - \frac{(1 - \varepsilon)^2 \omega^2}{\omega^2 + 1/x^2}\right)^{-1/2} \approx \left(2\varepsilon + \frac{1}{\omega^2 x^2}\right)^{-1/2}.\end{aligned}\quad (63)$$

Здесь $x = r_\perp/R_L$ есть безразмерное расстояние до оси джета, а $\omega = \Omega_F/\Omega_0$ – безразмерная угловая скорость. В итоге, на малых расстояниях от центральной машины для $\omega = 1$ получим

$$\Gamma_{\text{dr}} \approx x, \quad (64)$$

то есть хорошо известную асимптотику для сколлимированных замагниченных струйных выбросов. Как было отмечено ранее, это асимптотическое решение остаётся справедливым во всей области $B_{\text{ext}} > B_{\text{eq}}$. С другой стороны, на больших расстояниях, то есть при $x > (2\varepsilon)^{-1/2}$, имеем $\Gamma_{\text{dr}} \approx (2\varepsilon)^{-1/2} \approx \text{const}$. Эта асимптотика моделирует область насыщения, когда уже весь поток энергии сосредоточен в гидродинамическом потоке частиц и фактор Лоренца потока достигает максимального значения $\Gamma_{\text{max}} \approx (2\varepsilon)^{-1/2}$.

В результате функцию $\varepsilon(\Psi)$ нетрудно найти из уравнения Бернулли (54), которое определяет максимальный Лоренц-фактор на данной магнитной поверхности:

$$\Gamma_{\text{max}} = \frac{E(\Psi)}{\mu\eta c^2}. \quad (65)$$

Таким образом, находим

$$\varepsilon(\Psi) = 1 - \left(1 - \frac{1}{\Gamma_{\text{max}}^2(\Psi)}\right)^{1/2} \approx \frac{1}{2\Gamma_{\text{max}}^2}, \quad (66)$$

где теперь

$$\Gamma_{\text{max}} = \gamma_{\text{in}} + 2\sigma_M \frac{\Psi}{\Psi_{\text{tot}}} \left(1 - \frac{\Psi}{\Psi_{\text{tot}}}\right). \quad (67)$$

Стоит отметить, что выражение (66) хотя и вносит в электрическое поле (61) дополнительную переменность от функции магнитного потока, но при этом такое изменение в конфигурацию электромагнитных полей не нару-

шает закон изоротации Ферраро.

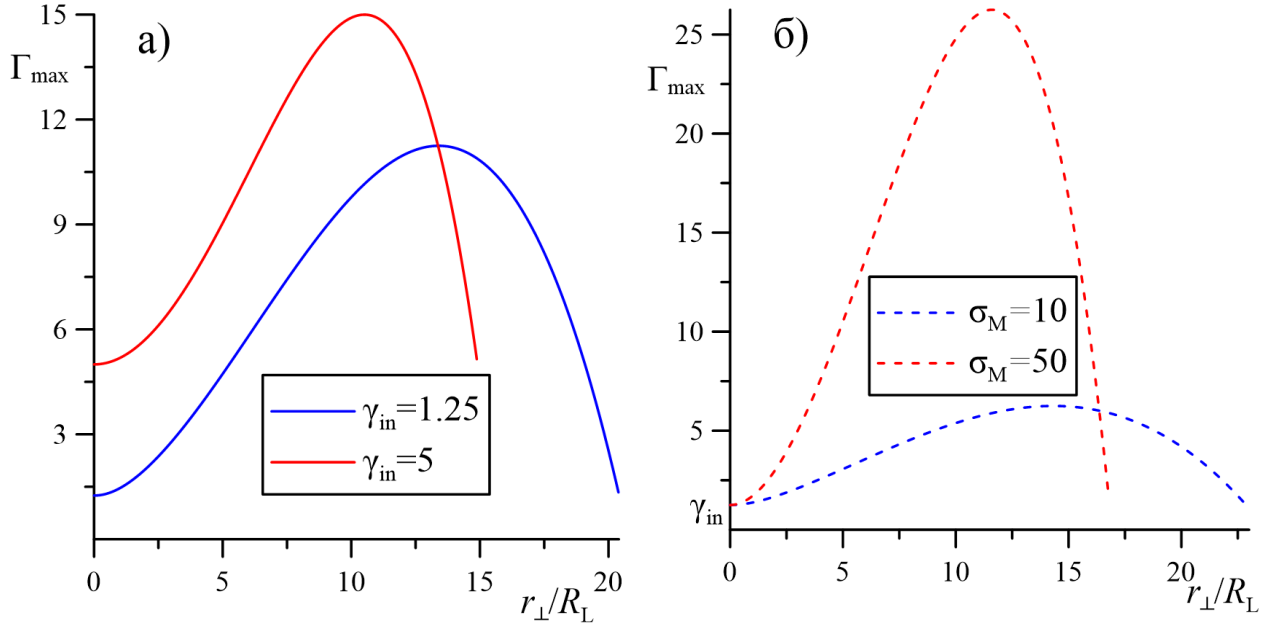


Рис. 7. Профили максимального лоренц-фактора Γ_{\max} (67) для поперечного сечения струи при $z = 100R_L$, а) $\sigma_M = 20$, б) $\gamma_{\text{in}} = 1.25$. Сплошные линии соответствуют разным лоренц-факторам на оси при фиксированном параметре замагниченности. Пунктирные линии соответствуют разным параметрам замагниченности при фиксированном лоренц-факторе на оси джета.

На Рис. 7 показано, какое значение принимает максимальный лоренц-фактор (67) в зависимости от расстояния до оси джета в световых цилиндрах r_{\perp}/R_L на характерном поперечном срезе $z = 100$. При этом численный расчёт производился для подгонки функций $\alpha(z)$, $B_0(z)$, определяющих полоидальное магнитное поле, а значит, и магнитный поток. Аппроксимация таких функций будет показана ниже для заданной формы границы релятивистского джета. Данная зависимость также была получена в работе [95], где имеется учёт центрального ядра во внутренней структуре релятивистского джета.

3.2. Поперечный размер джета

Обсудим теперь поперечный размер релятивистского джета r_{jet} на произвольном расстоянии z от центральной машины. Очевидно, что до тех

пор, пока продольное магнитное поле остаётся однородным внутри струйного выброса, поперечный размер r_{jet} увеличивается линейно с расстоянием z

$$r_{\text{jet}} \approx \theta_{\text{jet}} z. \quad (68)$$

Здесь θ_{jet} – угол полураствора конического джета, в случае $\theta_{\text{jet}} \ll 1$. При этом появление центрального ядра происходит в тот момент, когда поперечный размер струи становится равным

$$r_1 \approx (\gamma_{\text{in}} \sigma_{\text{M}})^{1/2} R_{\text{L}}. \quad (69)$$

Соответственно, расстояние z вдоль оси джета, при котором начинает образовываться центральное ядро,

$$z_{\text{cr}} \approx \theta_{\text{jet}}^{-1} (\gamma_{\text{in}} \sigma_{\text{M}})^{1/2}. \quad (70)$$

Из вышеописанного можно сделать следующую подгонку для функций $\alpha(z)$ и $B_0(z)$, определяющих полоидальное магнитное поле,

$$\alpha(z) \approx \begin{cases} 0, & z \leq z_{\text{cr}} \\ 0.05 \ln(z/z_{\text{cr}}), & z > z_{\text{cr}}, \end{cases} \quad (71)$$

а $B_0(z)$ определяется из сохранения полного магнитного потока. В случае конической структуры (68), получим

$$B_0(z) \approx B_{\text{cr}} \frac{1 - \alpha(z)/2}{\left(1 + \frac{z^2}{z_{\text{cr}}^2}\right)^{1-\alpha(z)/2} - 1}. \quad (72)$$

Отсюда видно, что на малых расстояниях, до образования центрального ядра, имеем $B_0(z) \propto z^{-2}$, как и должно быть. Следует отметить, что, вообще говоря, подгоночная функция (71) на расстояниях $z \gg z_{\text{cr}}$ становится больше единицы, что противоречит области, когда поток электромагнитной энергии почти полностью переходит в поток энергии плазмы. Тем не менее, в рамках данной работы, такие расстояния рассматриваться не будут, а этот вопрос касается подгонки функции такой, чтобы удовлетворялось неравенство $0 < \alpha(z) < 1$.

Что же касается больших расстояний, то здесь, чтобы определить

наблюдаемый поперечный размер струи, необходимо более точно получить излучение истекающей плазмы. Действительно, из-за большой неоднородности плотности частиц наблюдаемый поперечный размер джета d_{jet} может быть намного меньше истинного размера джета r_{jet} , соответствующего $\Psi = \Psi_{\text{tot}}$.

Для определения наблюдаемого поперечного размера джета, как и в предыдущей задаче, воспользуемся стандартными соотношениями, полученными в работах [11, 12], для построения профилей яркостной температуры. Введём степенной спектр для концентрации излучающих частиц в сопутствующей системе координат $n'_\gamma(\gamma')$

$$dn'_\gamma = K_e (\gamma')^{-p} d\gamma' d^3r' d\Omega, \quad (73)$$

где $\gamma_0 < \gamma' < \gamma_{\text{max}}$, $p > 1$ – показатель спектра, $d\Omega$ – элемент телесного угла, а K_e – нормировочная постоянная.

Здесь необходимо сделать два важных уточнения. Во-первых, учёт эволюции спектра излучающих частиц из-за сохранения первого адиабатического инварианта [96]

$$I_\perp = \frac{(p'_\perp)^2}{h}. \quad (74)$$

Здесь

$$h = \sqrt{B^2 - E^2} \quad (75)$$

есть магнитное поле в сопутствующей системе отсчёта (электрическое поле равно нулю); для рассматриваемого сильно замагниченного течения можно поместить $h \approx B_p$. Поскольку условие $p'_\perp \approx m_e c \gamma'$ выполняется для ультрарелятивистских частиц, получаем что

$$\gamma' = \frac{I_\perp^{1/2}}{m_e c} h^{1/2}. \quad (76)$$

Считая теперь $\gamma_{\text{max}} \gg \gamma_0$ и $\gamma_0 \gg 1$, получаем выражение для K_e из условия нормировки $n'_\gamma(r') = \int_{\gamma_0}^{\gamma_{\text{max}}} f(\gamma') d\gamma'$, где $f(\gamma') = K_e (\gamma')^{-p}$:

$$K_e = (p - 1)n'_\gamma(\mathbf{r}') \gamma_0^{p-1}(\mathbf{r}'). \quad (77)$$

Таким образом, при удалении от центральной машины, благодаря

сохранению первого адиабатического инварианта, весь спектр излучающих частиц будет смещаться в сторону низких энергий без изменения формы. Подставляя в нормировочную константу K_e выражение (76), получим

$$K_e \propto n'_\gamma h^{(p-1)/2}. \quad (78)$$

Нетрудно убедиться, что выражение (78) остаётся неизменным, если нижний предел соответствует нерелятивистским скоростям $\gamma_0 = 1$, что связано с уменьшением числа ультрарелятивистских частиц с $\gamma' > 1$.

Во-вторых, несмотря на то, что сохранение первого адиабатического инварианта формально приводит к заметной угловой анизотропии углового распределения излучающих частиц [96], турбулентность и неустойчивости плазмы должны приводить к изотропизации функции распределения. Поэтому в дальнейшем не будем принимать во внимание эффекты анизотропии углового распределения излучающих частиц.

С другой стороны, не станем ограничиваться здесь приближением оптически тонкой плазмы, хотя это приближение справедливо для достаточно высоких частот. Дело в том, что интерес будут представлять области, достаточно близкие к центральной машине, где эффекты синхротронного самопоглощения могут играть значительную роль.

Таким образом, для определения яркостной температуры используем стандартное уравнение переноса излучения для интенсивности излучения I_ν , перейдя при этом уже в лабораторную систему отсчёта,

$$\frac{dI_\nu}{dl} = a_\nu - \mu_\nu I_\nu, \quad (79)$$

где a_ν есть синхротронная излучательная способность, а μ_ν – коэффициент поглощения [11, 89, 90]. При этом в лабораторной системе координат коэффициенты излучения и поглощения примут следующий вид

$$a_\nu = \frac{(p + 7/3)}{(p + 1)} \kappa(\nu) \frac{\mathcal{D}^{2+(p-1)/2}}{(1 + z)^{2+(p-1)/2}} |h \sin \hat{\chi}|^{(p+1)/2}, \quad (80)$$

где

$$\kappa(\nu) = \frac{\sqrt{3}}{4} \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+7}{12}\right) \frac{e^3}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{2\pi m_e c}\right)^{(p-1)/2} \nu^{-(p-1)/2} K_e, \quad (81)$$

и

$$\mu_\nu = (p + 10/3) \zeta(\nu) \frac{\mathcal{D}^{(p+4)/2-1}}{(1+z)^{(p+4)/2-1}} |h \sin \hat{\chi}|^{(p+2)/2}, \quad (82)$$

где

$$\zeta(\nu) = \frac{\sqrt{3}}{4} \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+10}{12}\right) \frac{e^3}{2m_e^2 c^2} \left(\frac{3e}{2\pi m_e c}\right)^{p/2} \nu^{-(p+4)/2} K_e. \quad (83)$$

Здесь $\hat{\chi}$ – угол между магнитным полем и лучём зрения, а

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \mathbf{n})} \quad (84)$$

есть Допплер-фактор ($\beta = \mathbf{V}/c$, где \mathbf{V} есть гидродинамическая скорость, а \mathbf{n} – единичный вектор в направлении наблюдателя). При этом здесь, в отличие от предыдущей работы [96], добавлен космологический фактор $(1+z)$, где $z \approx 0.0043$ для галактики M87.

Для дальнейших рассуждений удобно записать плотность излучающих частиц $n_\gamma(r)$ (в лабораторной системе отсчёта), которая, исходя из (78), входит в выражения для коэффициентов (80) и (82), в виде

$$n_\gamma = \lambda_\gamma n_{\text{GJ}}, \quad (85)$$

где

$$n_{\text{GJ}} = \frac{|\Omega \mathbf{B}_p|}{2\pi c e} \quad (86)$$

это так называемая плотность Гольдрайха-Джулиана [97] (то есть наименьшая плотность частиц, необходимая для экранирования продольного электрического поля), а λ_γ – параметр множественности излучающих частиц. Очевидно, что плотность излучающих частиц λ_γ , как и ранее, не должна превышать плотность вытекающей плазмы, для которой, как показывают оценки [71, 72], $\lambda \sim 10^{11} - 10^{13}$. Наконец, используя теперь соотношение для яркостной температуры $T_{\text{br}} = I_\nu c^2 / (2k_B \nu^2)$, с учётом выражений (78), (85),

(86), получим из уравнения переноса излучения

$$T_{\text{br}} = \lambda_\gamma \frac{m_e c^2}{k_B} R(p) \left(\frac{eh_0}{m_e c} \right)^{(p+3)/2} \frac{\nu^{-(p+3)/2}}{(1+z)^{2+(p-1)/2}} \cdot \int_0^\infty \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} \left(\frac{h}{h_0} \right)^p \frac{\Omega_F(\Psi)}{\Omega_0} \frac{B_{p_z}}{h_0} (\sin \hat{\chi})^{(p+1)/2} e^{-\tau_\nu(0,l)} \frac{dl}{R_L}, \quad (87)$$

где

$$R(p) = \frac{3^{p/2}}{8(2\pi)^{(p+1)/2}} \frac{(p-1)(p+7/3)}{(p+1)} \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+7}{12}\right). \quad (88)$$

Здесь $\tau_\nu(0, l) = \int_0^l \mu_\nu(l') dl'$ есть оптическая толщина. После аналогичных преобразований для коэффициента поглощения получим

$$\tau_\nu(0, l) = \lambda_\gamma A(p) \left(\frac{eh_0}{m_e c} \right)^{(p+4)/2} \frac{\nu^{-(p+4)/2}}{(1+z)^{(p+4)/2-1}} \cdot \int_0^l \mathcal{D}^{(p+4)/2-1} \left(\frac{h}{h_0} \right)^{p+1/2} \frac{\Omega_F(\Psi)}{\Omega_0} \frac{B_{p_z}}{h_0} (\sin \hat{\chi})^{(p+2)/2} \frac{dl'}{R_L}, \quad (89)$$

где

$$A(p) = \frac{3^{(p+1)/2}}{8(2\pi)^{(p+2)/2}} (p-1)(p+10/3) \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+10}{12}\right). \quad (90)$$

Здесь h_0 – это характерное значения магнитного поля на расстоянии светового цилиндра R_L (для конической структуры имеет место следующая связь $h_0 = B_L \theta_{\text{jet}}^{-2}$). В выражениях (87),(89) интегрирование идёт от точки наблюдателя к источнику. В дальнейшем примем наблюдаемую частоту $\nu = 15$ ГГц, значение магнитного поля на расстоянии светового цилиндра $h_0 = 10^3$ Гс, а также угол полураствора джета $\theta_{\text{jet}} = 6^\circ$.

На Рис. 8 показан пример поперечных профилей яркостной температуры для разных лоренц-факторов на оси джета, а значит (по формуле (49)) и для разной ширины центрального ядра. Здесь, как и ранее, считается, что асимметрия профиля яркостной температуры связана с вращением джета. Как видно, для характерных значений джета (параметр замагниченности $\sigma_M = 20$, спектральный индекс $p = 2.5$) и для общепринятых значений, характеризующих джет из M87 (угол наблюдения $\Theta = 17^\circ$ [98]) получен трёхгорбый профиль поперечного сечения, который в самом деле

наблюдается для данного источника [21, 99]. При этом стоит отметить, что

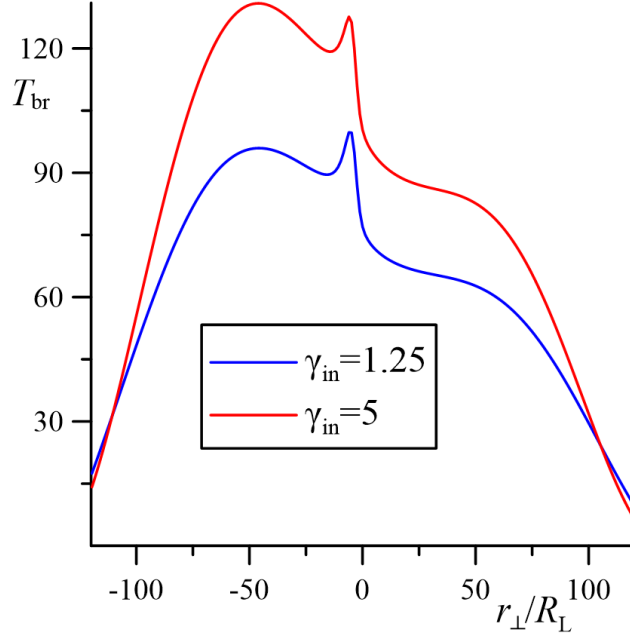


Рис. 8. Поперечный профиль яркостной температуры на частоте 15 ГГц для $z = 1000$, параметра замагниченности $\sigma_M = 20$, спектрального индекса $p = 2.5$ и угла наблюдения $\Theta = 17^\circ$.

трёхгорбые профили также уже были получены при анализе моделей, основывающихся на других подходах при описании синхротронного излучения релятивистских джетов [92, 100].

Посмотрим, как будет вести себя оптическая толщина (89) вдоль луча зрения как в поперечном срезе, так и вдоль оси вращения. Из Рис. 9а видно, что характерное значение максимальной оптической толщины $\tau_{\max} = 1$ достигается на достаточно малом расстоянии $z \approx 20$ для тех же параметров задачи ($p = 2.5, \sigma_M = 20, \gamma_{\text{in}} = 5$). При этом штрихованная линия на Рис. 9б ясно даёт понять, что, как и отмечалось ранее, для исследования внутреннего излома в ширине джета всё-таки необходимо учитывать самопоглощение. С другой стороны, получается, для частоты $\nu = 15$ ГГц справедливо приближение оптически тонкой плазмы на расстояниях больших $\sim 10^3 R_g$, что как раз и было использовано в предыдущей работе [96].

Наконец, на Рис. 10 показана зависимость наблюдаемой (на уровне 5% от максимальной яркостной температуры) ширины джета d_{jet} от расстояния z вдоль оси джета для значения лоренц-фактора на оси джета $\gamma_{\text{in}} = 5$, такую же оценку для масштаба радиуса центрального ядра $r_{\text{core}} \approx 5R_L$ да-

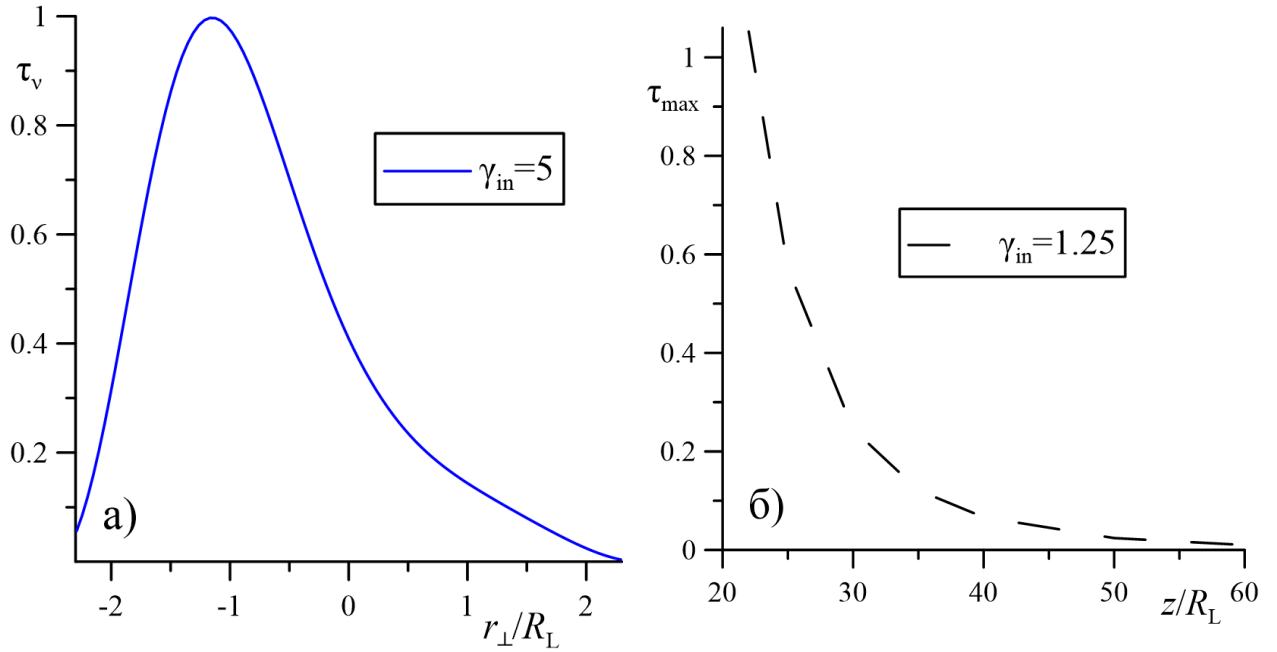


Рис. 9. Зависимости а) оптической толщины τ_ν от r_\perp/R_L в поперечном сечении для расстояния $z \approx 20$ от «центральной машины», при котором наблюдается $\tau_{max} = 1$; б) максимальной оптической толщии τ_{max} от расстояния z вдоль оси джета. Здесь спектральный индекс $p = 2.5$ и параметр замагниченности $\sigma_M = 20$.

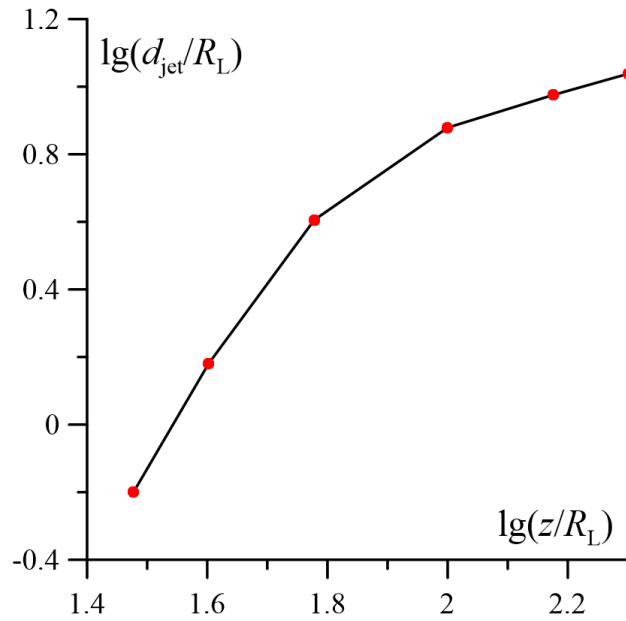


Рис. 10. Зависимость в логарифмических шкалах наблюдаемой ширины струи $d_{jet}(z)$ в световых цилиндрах на уровне 5% от максимальной яркостной температуры. Здесь параметры струйного выброса $\sigma_M = 20$, $\gamma_{in} = 5$.

ёт аналитическое моделирование [56, 72]. Как можно заметить, на расстоя-

нии порядка $10^2 R_L$ от центральной чёрной дыры зависимость $d_{\text{jet}} = d_{\text{jet}}(z)$ имеет излом, что полностью согласуется с соотношением (70).

Ещё один важный момент, который здесь как и в предыдущем случае необходимо подчеркнуть, состоит в том, что для получения соответствующих наблюдениям значений яркостной температуры предполагается $\lambda_\gamma = 10^9\text{--}10^{10}$. Иными словами, для объяснения наблюдений достаточно, чтобы плотность излучающих частиц была на два-три порядка меньше, чем гидродинамическая плотность джета. Тем самым, рассмотренная здесь модель получила ещё одно подтверждение.

4. Заключение

В настоящей работе было показано, что сохранение первого адиабатического инварианта (то есть связи магнитного поля в сопутствующей системе координат h и энергии излучающих частиц) естественным образом приводит к изменению зависимости яркостной температуры T_{br} от расстояния z до «центральной машины». В рамках рассматриваемой модели предполагается, что это связано с разными асимптотиками $h(z)$ до и после области насыщения. Этот эффект был продемонстрирован как для конической, так и для параболической структуры релятивистского струйного выброса. При этом и наличие излома, и характерный ход степени линейной поляризации в поперечном профиле качественно воспроизводят данные наблюдений.

Отметим ещё раз, что ключевая задача, вообще говоря, состояла в том, чтобы показать лишь принципиальную возможность изменения яркостной температуры вдоль оси джета, связанную с изменением спектра излучающих частиц за счёт сохранения поперечного адиабатического инварианта. При этом, важно отметить, что полученный излом в яркостной температуре был получен без введения дополнительного механизма ускорения частиц и без изменения геометрии джета в области насыщения (где и наблюдается излом яркостной температуры).

Подробное же сравнение с наблюдениями станет возможно лишь после уточнения ряда обстоятельств, которые не были учтены в приведённом выше анализе двух простейших моделей релятивистских джетов. Количественно повлиять на полученные результаты может фактор, связанный с синхротронными потерями. Действительно, ранее в работе обсуждались потери частиц, энергии которых соответствуют наблюдаемым частотам ~ 10 ГГц. Понятно, однако, что для достаточно больших энергий излучающих частиц потери энергии будут существенными, что приведёт к изменению высокоэнергетичной части спектра. В свою очередь, при сохранении поперечного адиабатического инварианта при больших z эта область спектра уже будет соответствовать наблюдаемым частотам, что может привести к существенному изменению яркостной температуры. Не исключено, что этот эффект может объяснить значения $a > 4$, наблюдаемые у ряда источников.

Во второй части данной работы рассматривается самосогласованная модель релятивистского струйного выброса с учётом поперечной неоднородности как полоидального магнитного поля, так и концентрации частиц. При этом здесь присутствует эффект синхротронного самопоглощения для случая низких частот, чего не было сделано ранее. Показана возможность наблюдения разрыва в зависимости ширины джета от расстояния до «центральной машины». Данный излом должен быть расположен на меньшем расстоянии, чем излом, связанный с переходом релятивистского джета от сильно замагниченной стадии к слабо замагниченной стадии. Допускается суждение, что положение разрыва, описываемого в настоящей работе, связано с областью формирования центрального ядра продольного магнитного поля вблизи оси вращения. Как было показано, для галактики M87 на угловом расстоянии 6 микросекунд дуги, то есть точно на теоретически предсказанном расстоянии, наблюдаются изменения свойств джета, таких как яркостная температура и поперечный размер излучающих областей.

Также в данной работе были получены характерные профили яркостной температуры на поперечных срезах. Показано существование как двугорбых профилей, так и трёхгорбых для разных моделей внутренних конфигураций релятивистских джетов. При этом такие профильные структуры яркостных температур возникают и в принципиально других моделях синхротронного излучения джета, и в данных наблюдений для различных астрофизических объектов.

Список литературы

1. *Beskin V. S.* Magnetohydrodynamic models of astrophysical jets //Physics-Uspekhi. – 2010. – Т. 53. – №. 12. – С. 1199.
2. *Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J.* Theory of extragalactic radio sources //Reviews of Modern Physics. – 1984. – Т. 56. – №. 2. – С. 255.
3. *Urry C. M., Padovani P.* Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei //Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 1995. – Т. 107. – №. 715. – С. 803.
4. *Davis S. W., Tchekhovskoy A.* Magnetohydrodynamics simulations of active galactic nucleus disks and jets //Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2020. – Т. 58. – С. 407-439.
5. *Komissarov S., Porth O.* Numerical simulations of jets //New Astronomy Reviews. – 2021. – Т. 92. – С. 101610.
6. *Reynoso M. M., Romero G. E., Medina M. C.* A two-component model for the high-energy variability of blazars-Application to PKS 2155-304 //Astronomy & Astrophysics. – 2012. – Т. 545. – С. A125.
7. *Biretta J. A., Junor W.* The parsec-scale jet in M87 //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 1995. – Т. 92. – №. 25. – С. 11364-11367.
8. *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources //Astrophysical Journal. – 1979. – Т. 232. – С. 34-48.
9. *Marscher A. P.* Relativistic jets and the continuum emission in QSOs //The Astrophysical Journal. – 1980. – Т. 235. – С. 386-391.
10. *Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D.* [и др.]. The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- γ -ray outburst //Nature. – 2008. – Т. 452. – №. 7190. – С. 966-969.
11. *Lyutikov M., Pariev V. I., Blandford R. D.* Polarization of prompt gamma-ray burst emission: evidence for electromagnetically dominated outflow //The Astrophysical Journal. – 2003. – Т. 597. – №. 2. – С. 998.

12. *Lyutikov M., Pariev V. I., Gabuzda D. C.* Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2005. – Т. 360. – №. 3. – С. 869-891.
13. *Porth, O., Fendt, C., Meliani, Z.* [и др.]. Synchrotron radiation of self-collimating relativistic magnetohydrodynamic jets //The Astrophysical Journal. – 2011. – Т. 737. – №. 1. – С. 42.
14. *Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B.* [и др.]. A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets-I. Evidence of dominating synchrotron opacity //Astronomy & Astrophysics. – 2011. – Т. 532. – С. A38.
15. *Kovalev, Y. Y., Kellermann, K. I., Lister, M. L.* [и др.]. Sub-milliarcsecond imaging of quasars and active galactic nuclei. IV. Fine-scale structure //The Astronomical Journal. – 2005. – Т. 130. – №. 6. – С. 2473.
16. *Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Homan, D. C.* [и др.]. The inner jet of the radio galaxy M87 //The Astrophysical Journal. – 2007. – Т. 668. – №. 1. – С. L27.
17. *Lister, M. L., Aller, H. D., Aller, M. F.* [и др.]. MOJAVE: monitoring of jets in active galactic nuclei with VLBA experiments. V. Multi-epoch VLBA images //The Astronomical Journal. – 2009. – Т. 137. – №. 3. – С. 3718.
18. *Homan, D. C., Lister, M. L., Kovalev, Y. Y.* [и др.]. MOJAVE. XII. Acceleration and Collimation of Blazar Jets on Parsec Scales //The Astrophysical Journal. – 2015. – Т. 798. – №. 2. – С. 134.
19. *Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D.* [и др.]. MOJAVE. XIII. PARSEC-SCALE AGN JET KINEMATICS ANALYSIS BASED ON 19 YEARS OF VLBA OBSERVATIONS AT 15 GHz //The Astronomical Journal. – 2016. – Т. 152. – №. 1. – С. 12.
20. *Mertens, F., Lobanov, A. P., Walker, R. C.* [и др.]. Kinematics of the jet in M 87 on scales of 100–1000 Schwarzschild radii //Astronomy & Astrophysics. – 2016. – Т. 595. – С. A54.

21. *Lu, R. S., Asada, K., Krichbaum, T. P.* [и др.]. A ring-like accretion structure in M87 connecting its black hole and jet //Nature. – 2023. – Т. 616. – №. 7958. – С. 686-690.
22. *Asada K., Nakamura M.* The structure of the M87 jet: A transition from parabolic to conical streamlines //The Astrophysical Journal Letters. – 2012. – Т. 745. – №. 2. – С. L28.
23. *Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., Nokhrina, E. E.* [и др.]. A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2020. – Т. 495. – №. 4. – С. 3576-3591.
24. *Park, J., Hada, K., Nakamura, M.* [и др.]. Jet collimation and acceleration in the giant radio galaxy NGC 315 //The Astrophysical Journal. – 2021. – Т. 909. – №. 1. – С. 76.
25. *Boccardi, B., Perucho, M., Casadio, C.* [и др.]. Jet collimation in NGC 315 and other nearby AGN //Astronomy & Astrophysics. – 2021. – Т. 647. – С. A67.
26. *Blandford R. D.* Accretion disc electrodynamics—A model for double radio sources //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1976. – Т. 176. – №. 3. – С. 465-481.
27. *Lovelace R. V. E.* Dynamo model of double radio sources //Nature. – 1976. – Т. 262. – №. 5570. – С. 649-652.
28. *Ardavan H.* The pulsar equation including the inertial term-Its first integrals and its Alfvénic singularity //Astrophysical Journal. – 1976. – Т. 204. – С. 889-896.
29. *Blandford R. D., Znajek R. L.* Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1977. – Т. 179. – №. 3. – С. 433-456.
30. *Camenzind M.* Hydromagnetic flows from rapidly rotating compact objects. I-Cold relativistic flows from rapid rotators //Astronomy and Astrophysics. – 1986. – Т. 162. – С. 32-44.

31. *Heyvaerts J., Norman C.* The collimation of magnetized winds //The Astrophysical Journal. – 1989. – Т. 347. – С. 1055-1081.
32. *Camenzind M.* Magnetized disk-winds and the origin of bipolar outflows //Reviews in Modern Astronomy. – 1990. – Т. 3. – С. 234.
33. *Takahashi, M., Nitta, S., Tatematsu, Y.* [и др.]. Magnetohydrodynamic flows in Kerr geometry-Energy extraction from black holes //Astrophysical Journal. – 1990. – Т. 363. – С. 206-217.
34. *Pelletier G., Pudritz R. E.* Hydromagnetic disk winds in young stellar objects and active galactic nuclei //Astrophysical Journal. – 1992. – Т. 394. – С. 117-138.
35. *Beskin V. S., Pariev V. I.* Axially symmetric steady-state flows in the vicinity of a Kerr black hole and the nature of the activity of galactic nuclei //Physics-Uspekhi. – 1993. – Т. 36. – №. 6. – С. 529.
36. *Kadler, M., Ros, E., Lobanov, A. P.* [и др.]. The twin-jet system in NGC 1052: VLBI-scrutiny of the obscuring torus //Astronomy & Astrophysics. – 2004. – Т. 426. – №. 2. – С. 481-493.
37. *Baczko, A. K., Schulz, R., Kadler, M.* [и др.]. Asymmetric jet production in the active galactic nucleus of NGC 1052 //Astronomy & Astrophysics. – 2019. – Т. 623. – С. A27.
38. *Burd, P. R., Kadler, M., Mannheim, K.* [и др.]. Dual-high-frequency VLBI study of blazar-jet brightness-temperature gradients and collimation profiles //Astronomy & Astrophysics. – 2022. – Т. 660. – С. A1.
39. *Krolik J. H.* Active galactic nuclei: from the central black hole to the galactic environment. – Princeton University Press, 1999. – 632 с.
40. *Camenzind M.* Compact objects in astrophysics. – Springer Berlin, Heidelberg, 2007. – 679 с.
41. *Beskin V. S.* MHD flows in compact astrophysical objects: accretion, winds and jets. – Springer Berlin, Heidelberg, 2010. - 425 с.

42. *Meier D. L.* Black hole astrophysics: the engine paradigm. – Springer Berlin, Heidelberg, 2012. – 927 c.
43. *Chiueh T., Li Z. Y., Begelman M. C.* Asymptotic structure of hydromagnetically driven relativistic winds //Astrophysical Journal. – 1991. – T. 377. – C. 462-466.
44. *Appl S., Camenzind M.* The stability of current-carrying jets //Astronomy and Astrophysics. – 1992. – T. 256. – C. 354-370.
45. *Eichler D.* Magnetic confinement of jets //The Astrophysical Journal. – 1993. – T. 419. – C. 111.
46. *Begelman M. C., Li Z. Y.* Asymptotic domination of cold relativistic MHD winds by kinetic energy flux //Astrophysical Journal. – 1994. – T. 426. – C. 269-278.
47. *Bogovalov S. V.* Formation of jets during the ejection of plasma by an axisymmetric rotator //Astronomy Letters. – 1995. – T. 21. – C. 565-571.
48. *Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Romanova M. M.* [и др.]. Magnetohydrodynamic simulations of outflows from accretion disks //The Astrophysical Journal. – 1995. – T. 439. – C. L39-L42.
49. *Beskin V. S.* Axisymmetric stationary flows in compact astrophysical objects //Physics-Uspekhi. – 1997. – T. 40. – №. 7. – C. 659.
50. *Lery, T., Heyvaerts, J., Appl, S.* [и др.]. Outflows from magnetic rotators. II. Asymptotic structure and collimation //Astronomy and Astrophysics. – 1999. – T. 347. – C. 1055-1068.
51. *Beskin V. S., Malyshkin L. M.* On the internal structure of relativistic jets //Astronomy Letters. – 2000. – T. 26. – C. 208-218.
52. *Vlahakis N., Königl A.* Relativistic magnetohydrodynamics with application to gamma-ray burst outflows. I. Theory and semianalytic trans-Alfvénic solutions //The Astrophysical Journal. – 2003. – T. 596. – №. 2. – C. 1080.

53. *McKinney J. C.* General relativistic magnetohydrodynamic simulations of the jet formation and large-scale propagation from black hole accretion systems //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2006. – Т. 368. – №. 4. – С. 1561-1582.
54. *Beskin V. S., Nokhrina E. E.* The effective acceleration of plasma outflow in the paraboloidal magnetic field //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2006. – Т. 367. – №. 1. – С. 375-386.
55. *Komissarov, S. S., Barkov, M. V., Vlahakis [и др.]*. Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2007. – Т. 380. – №. 1. – С. 51-70.
56. *Beskin V. S., Nokhrina E. E.* On the central core in MHD winds and jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2009. – Т. 397. – №. 3. – С. 1486-1497.
57. *Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V. [и др.]*. Launching of conical winds and axial jets from the disc–magnetosphere boundary: axisymmetric and 3D simulations //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2009. – Т. 399. – №. 4. – С. 1802-1828.
58. *Lyubarsky Y.* Asymptotic structure of Poynting-dominated jets //The Astrophysical Journal. – 2009. – Т. 698. – №. 2. – С. 1570.
59. *Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C.* Efficient generation of jets from magnetically arrested accretion on a rapidly spinning black hole //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. – 2011. – Т. 418. – №. 1. – С. L79-L83.
60. *McKinney J. C., Tchekhovskoy A., Blandford R. D.* General relativistic magnetohydrodynamic simulations of magnetically choked accretion flows around black holes //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2012. – Т. 423. – №. 4. – С. 3083-3117.
61. *Potter W. J., Cotter G.* New constraints on the structure and dynamics of black hole jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Т. 453. – №. 4. – С. 4070-4088.

62. *Beskin, V. S., Chernoglazov, A. V., Kiselev, A. M.* [и др.]. On the internal structure of relativistic jets collimated by ambient gas pressure //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2017. – Т. 472. – №. 4. – С. 3971-3978.
63. *Marscher A. P., Gear W. K.* Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273 //Astrophysical Journal. – 1985. – Т. 298. – С. 114-127.
64. *Istomin Y. N., Pariev V. I.* Stability of a relativistic rotating electron-positron jet: non-axisymmetric perturbations //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1996. – Т. 281. – №. 1. – С. 1-26.
65. *Pariev V. I., Istomin Y. N., Beresnyak A. R.* Relativistic parsec-scale jets: II. Synchrotron emission //Astronomy & Astrophysics. – 2003. – Т. 403. – №. 3. – С. 805-816.
66. *Lobanov A. P., Zensus J. A.* Spectral evolution of the parsec-scale jet in the quasar 3C 345 //The Astrophysical Journal. – 1999. – Т. 521. – №. 2. – С. 509.
67. *Lobanov, A. P., Krichbaum, T. P., Graham, D. A.* [и др.]. 86 GHz VLBI survey of compact radio sources //Astronomy and Astrophysics. – 2000. – Т. 364. – С. 391-408.
68. *Gómez, J. L., Lobanov, A. P., Bruni, G.* [и др.]. Probing the innermost regions of AGN jets and their magnetic fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 μ s resolution //The Astrophysical Journal. – 2016. – Т. 817. – №. 2. – С. 96.
69. *Nair, D. G., Lobanov, A. P., Krichbaum, T. P.* [и др.]. Global millimeter VLBI array survey of ultracompact extragalactic radio sources at 86 GHz //Astronomy & Astrophysics. – 2019. – Т. 622. – С. A92.
70. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Теоретическая физика. Том IV. Квантовая электродинамика. – Издание 3-е, исправленное. – М.: Наука, 1989. – 720 с.

71. *Mościbrodzka, M., Gammie, C. F., Dolence, J. C.* [и др.]. Pair production in low-luminosity galactic nuclei //The Astrophysical Journal. – 2011. – Т. 735. – №. 1. – С. 9.
72. *Nokhrina, E. E., Beskin, V. S., Kovalev, Y. Y.* [и др.]. Intrinsic physical conditions and structure of relativistic jets in active galactic nuclei //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Т. 447. – №. 3. – С. 2726-2737.
73. *Romero G. E.* Fine-scale structure in relativistic jets and rapid variability in blazars //Astrophysics and Space Science. – 1995. – Т. 234. – С. 49-55.
74. *Nokhrina, E. E., Gurvits, L. I., Beskin, V. S.* [и др.]. M87 black hole mass and spin estimate through the position of the jet boundary shape break //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – Т. 489. – №. 1. – С. 1197-1205.
75. *Tseng, C. Y., Asada, K., Nakamura, M.* [и др.]. Structural transition in the NGC 6251 jet: an interplay with the supermassive black hole and its host galaxy //The Astrophysical Journal. – 2016. – Т. 833. – №. 2. – С. 288.
76. *Hada, K., Doi, A., Wajima, K.* [и др.]. Collimation, acceleration, and recollimation shock in the jet of gamma-ray emitting radio-loud narrow-line Seyfert 1 Galaxy 1H0323+ 342 //The Astrophysical Journal. – 2018. – Т. 860. – №. 2. – С. 141.
77. *Akiyama, K., Asada, K., Fish, V. L.* [и др.]. The global jet structure of the archetypical Quasar 3C 273 //Galaxies. – 2018. – Т. 6. – №. 1. – С. 15.
78. *Nakahara, S., Doi, A., Murata, Y.* [и др.]. Finding transitions of physical condition in jets from observations over the range of 103–109 schwarzschild radii in radio galaxy NGC 4261 //The Astrophysical Journal. – 2018. – Т. 854. – №. 2. – С. 148.
79. *Nakahara, S., Doi, A., Murata, Y.* [и др.]. The Two-sided Jet Structures of NGC 1052 at Scales from 300 to 4×10^7 Schwarzschild Radii //The Astronomical Journal. – 2019. – Т. 159. – №. 1. – С. 14.

80. *Michel F. C.* Rotating magnetospheres: an exact 3-D solution //The Astrophysical Journal. – 1973. – Т. 180. – С. L133.
81. *Tchekhovskoy A., McKinney J. C., Narayan R.* Simulations of ultrarelativistic magnetodynamic jets from gamma-ray burst engines //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – Т. 388. – №. 2. – С. 551-572.
82. *Bogovalov S. V.* Magnetocentrifugal acceleration of bulk motion of plasma in pulsar magnetosphere //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2014. – Т. 443. – №. 3. – С. 2197-2203.
83. *Prokofev V. V., Arzamasskiy L. I., Beskin V. S.* On the primary beam deceleration in the pulsar wind //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Т. 454. – №. 2. – С. 2146-2153.
84. *Michel F. C.* Relativistic stellar-wind torques //The Astrophysical Journal. – 1969. – Т. 158. – С. 727.
85. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Том II. Теория поля. — Издание 8-е, стереотипное. — М.: Физматлит, 2006 — 534 с.
86. *Гинзбург В. Л.* Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. — Издание 3-е, исправленное и дополненное. — М.: Наука, 1987 — 488 с.
87. *Kravchenko E. V., Kovalev Y. Y., Sokolovsky K. V.* Parsec-scale Faraday rotation and polarization of 20 active galactic nuclei jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2017. – Т. 467. – №. 1. – С. 83-101.
88. *Gabuzda, D. C., Roche, N., Kirwan, A.* [и др.]. Parsec scale Faraday-rotation structure across the jets of nine active galactic nuclei //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2017. – Т. 472. – №. 2. – С. 1792-1801.
89. *Пахольчик А.Г.* Радиоастрофизика. Нетепловые процессы в галактических и внегалактических источниках радиоизлучения: Пер. с англ. — М.: Мир, 1973 — 252 с.

90. *Железняков. В. В.* Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1977. — 432 с.
91. *Takahashi, K., Toma, K., Kino, M.* Fast-spinning black holes inferred from symmetrically limb-brightened radio jets //The Astrophysical Journal. — 2018. — Т. 868. — №. 2. — С. 82.
92. *Frolova V. A., Nokhrina E. E., Pashchenko I. N.* Synchrotron intensity plots from a relativistic stratified jet //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Т. 523. — №. 1. — С. 887-906.
93. *Pushkarev, A. B., Aller, H. D., Aller, M. F.* MOJAVE-XX. Persistent linear polarization structure in parsec-scale AGN jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Т. 520. — №. 4. — С. 6053-6069.
94. *Butuzova M. S., Pushkarev A. B.* Configuration of the global magnetic field in AGN parsec-scale jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Т. 520. — №. 4. — С. 6335-6349.
95. *Chernoglazov A. V., Beskin V. S., Pariev V. I.* On the radio image of relativistic jets—I. Internal structure, Doppler boosting, and polarization maps //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Т. 488. — №. 1. — С. 224-233.
96. *Бескин В. С., Халилов Т. И., Парьев В. И.* Поперечный адиабатический инвариант и яркостная температура релятивистских джетов //Письма в Астрономический журнал. — 2023 — Т. 49 — №. 3. — С. 197-207.
97. *Goldreich P., Julian W. H.* Pulsar electrodynamics //Astrophysical Journal, vol. 157, p. 869. — 1969. — Т. 157. — С. 869.
98. *Kino, M., Takahashi, M., Kawashima, T.* Implications from the velocity profile of the M87 jet: a possibility of a slowly rotating black hole magnetosphere //The Astrophysical Journal. — 2022. — Т. 939. — №. 2. — С. 83.
99. *Pashchenko, I. N., Kravchenko, E. V., Nokhrina, E. E.* CLEAN imaging systematics of M87 radio jet //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Т. 523. — №. 1. — С. 1247-1267.

100. *Ogihara T., Takahashi K., Toma K.* A mechanism for the triple-ridge emission structure of agn jets //The Astrophysical Journal. – 2019. – T. 877. – №. 1. – C. 19.