

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт имени П.Н. Лебедева  
Российской академии наук

На правах рукописи

**ЖЕЛТОУХОВ АНДРЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В  
КОМПАКТНЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ**

01.04.02 – теоретическая физика

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук, профессор Бескин Василий Семенович, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук Докучаев Вячеслав Иванович, Институт ядерных исследований РАН

кандидат физ.-мат. наук Барсуков Дмитрий Петрович, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Ведущая организация:

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга (ГАИШ)

Защита состоится 16 декабря 2013 года в 12 часов на заседании диссертационного совета Д 002.023.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук по адресу: 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Автореферат разослан « \_\_\_\_ » ноября 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 002.023.02  
доктор физико-математических наук, профессор

Я.Н. Истомин

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### **Актуальность темы**

К классу компактных астрофизических объектов относятся белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры. Эти объекты представляют собой последнюю стадию эволюции звезд, когда гравитация, не сдерживаемая давлением нагретого термоядерной реакцией газа, сжимает вещество до очень компактных размеров. Так массы порядка солнечной оказываются сжаты до масштабов порядка  $10^4$  км в белых карликах, порядка 10 км в нейтронных звездах, а радиус горизонта черных дыр звездных масс составляет лишь несколько километров [1]. Отдельный подкласс составляют сверхмассивные черные дыры в центрах галактик, радиус горизонта которых может достигать  $10^{10}$  км.

Большая часть этих объектов излучает слабо и поэтому остается недоступной для астрономических наблюдений, однако, в некоторых случаях в окрестности компактных объектов проходят процессы со значительным выделением энергии. Это относится к таким объектам, как рентгеновские и радиопульсары, микроквазары, активные ядра галактик. Важным видимым проявлением выделения энергии являются струйные выбросы. Ключевую роль в этом процессе играет электромагнитное поле.

Первые исследования электромагнитных моделей компактных астрофизических объектов были проведены в конце 60-х годов XX века [2-3] и касались радиопульсаров. Затем в 1976 году Р. Блендфорд [4] и Р. Лавлейс [5] независимо друг от друга высказали идею, что электромагнитная модель может работать также в активных галактических ядрах.

В основе электромагнитной модели выделения энергии лежит идея униполярного индуктора. Во вращающемся намагниченном шаре возникает электрическое поле, которое может служить источником тока, если к шару на разных широтах будет подключен электрический контур, не вращающийся вместе с шаром. Подобная «центральная машина» присутствует во многих компактных астрофизических объектах. В качестве шара выступает быстро вращающееся центральное тело - черная дыра либо нейтронная звезда, в его окрестности существует регулярное магнитное поле. Это приводит к возникновению индукционных электрических полей, которые вызывают ускорение частиц. Таким образом, кинетическая энергия вращения переходит в поток электромагнитной энергии, который постепенно перекачивается в кинетическую энергию поступательного движения частиц.

В современной астрофизике сложилось следующее представление о свойствах центральной машины в активных галактических ядрах [1,6]. В центре родительской галактики находится сверхмассивная черная дыра с массой  $10^6$ - $10^9 M_{\odot}$ , на которую происходит аккреция окружающего вещества [7]. Только в этом случае удастся объяснить чрезвычайно высокую эффективность энерговыделения и компактность центральной машины [8]. В качестве источника энергии может выступать как энергия аккрецирующего вещества, так и энергия вращения черной дыры

$$E_{tot} = \frac{J_r \Omega^2}{2} \approx 10^{63} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \left( \frac{\Omega r_g}{c} \right)^2 \text{ эрг},$$

где  $J_r$  - момент инерции,  $M$  - масса,  $\Omega$  - угловая скорость черной дыры, а  $r_g = 2GM/c^2$  - радиус горизонта черной дыры. Обычно предполагается, что аккреция является дисковой. Тогда в пространстве возникает выделенное направление - ось вращения диска, вдоль которого происходит формирование струйных выбросов. Черная дыра не может иметь собственного магнитного поля (так называемая «теорема об отсутствии волос»), поэтому регулярное магнитное поле в ее окрестности может возникать лишь через его генерацию в аккреционном диске [9-11].

К сожалению, вплоть до последнего времени угловое разрешение телескопов не позволяло непосредственно наблюдать процессы, происходящие на масштабах сравнимых с радиусом горизонта черной дыры  $r_g \approx 3 \times 10^{14} M / M_{\odot}$  см. Поэтому приходится делать выводы о природе активности галактических ядер по косвенным явлениям, которые можно наблюдать на больших масштабах. В качестве примера можно привести диффузные области радиоизлучения вблизи активных галактик, удаленные от их ядер на десятки и даже сотни килопарсек. Эти области были обнаружены в начале 1960-х гг. и практически сразу были ассоциированы со струйными выбросами плазмы, которые поставляют в эти области вещество и энергию. Из наблюдений следует, что формирование струйных выбросов, их ускорение и коллимация происходит очень близко к ядру. Например, в случае галактики М87 размер области формирования струйного выброса составляет порядка  $60r_g$  [12].

Струйные выбросы из активных ядер галактик ускоряются до огромных энергий, причем лоренц-фактор джета как целого может достигать нескольких единиц. Например, в галактике М87 лоренц-фактор определяемый непосредственно из наблюдений составляет  $\gamma \approx 6$  [13]. Релятивистские скорости могут

сохраняться на огромных расстояниях от ядра, прежде чем вещество джета затормозится от взаимодействия с межгалактической средой. Еще одним важным свойством струйных выбросов является высокая степень коллимации. Угол раствора струйного выброса составляет всего несколько градусов.

В вопросе о механизме ускорения и коллимации струйных выбросов до сих пор нет однозначности. Было предложено несколько механизмов, но не ясно, какие из них реализуются в конкретных астрофизических объектах. Возможно все механизмы присутствуют одновременно, или какой-то из них преобладает в зависимости от типа источника. В газодинамическом механизме ускорение и коллимация связывается с наличием внешней среды с высоким давлением, которое падает при удалении от центра [14,15]. Однако, этот механизм может объяснить лишь формирование слабых джетов, так как наблюдаемое давление горячего вещества у самых мощных джетов недостаточно для их ускорения до наблюдаемых скоростей в рамках этого механизма. Еще одним механизмом является ускорение за счет давления излучения. В этом механизме предполагается, что внутренние части аккреционного диска работают как сопло, направляя вещество, а ускорение происходит за счет давления фотонов, плотность которых вблизи источника может быть очень высока [16,17]. Данный механизм также не может являться универсальным, поскольку, во-первых, многие источники с мощными джетами имеют слабую светимость [18]. Во-вторых, начиная с определенных энергий частиц  $\gamma \approx 3$  поле излучения гораздо эффективней тормозит их, чем ускоряет [19]. Таким образом, этот механизм не может быть ответственен за ускорение в "сверхсветовых" джетах, в которых энергия частиц гораздо больше. В-третьих, этот механизм не может объяснить коллимацию джетов в системах с тонким аккреционным диском.

В настоящее время большинство исследователей склоняется к магнито-гидродинамической модели образования струйных выбросов, восходящей к работе Блендфорда и Знайека [20]. Согласно этой модели основная роль в передаче энергии от центральной машины к струйному выбросу принадлежит потоку электромагнитного поля - вектору Пойнтинга. Полоидальное магнитное поле, генерируемое в диске, связывает центральную машину с внешними областями, причем поток энергии и истечение вещества происходят вдоль магнитных силовых линий. Продольный электрический ток, текущий вдоль джета, создает тороидальное магнитное поле, и давление этого поля может коллимировать струйный выброс.

Как уже было отмечено, процесс аккреции (падения вещества на гравитационный центр) играет важную роль в энерговыделении из компактных объектов. Основы теории аккреционных течений были заложены еще в сороковых-пятидесятых годах XX века в работах [21-23], где были исследованы чисто гидродинамические сферически-симметричные задачи трансзвуковой аккреции и эжекции идеального газа. Наибольшего расцвета теория гидродинамической аккреции достигла после открытия в начале семидесятых годов рентгеновских пульсаров, а также активных галактических ядер. Основным источником энергии этих объектов является гравитационная энергия, которая при приближении вещества к гравитационному центру переходит в кинетическую энергию, тепловую энергию и энергию излучения. Например, при аккреции на нейтронную звезду энерговыделение должно полностью определяться темпом аккреции  $\dot{M}$

$$L = \frac{GM\dot{M}}{R}.$$

Однако темп аккреции  $\dot{M}$  не может быть бесконечно большим, так как при увеличении  $\dot{M}$  растет энергия излучения и при некотором критическом значении темпа аккреции давление излучения может превысить силу гравитации и остановить падение вещества. Равновесие силы гравитации и силы давления излучения определяет критическое значение светимости, которое называется эддингтоновским пределом.

$$L_{Edd} \approx 10^{38} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ эрг} / \text{с}$$

Замечательно, что  $L_{Edd}$  определяется только массой центрального тела и механизмом непрозрачности аккрецирующего вещества (приведенная формула получена для томсоновским рассеянием на электронах). При  $L > L_{Edd}$  давление излучения будет превосходить гравитационное притяжение, что приведет к остановке падения вещества на гравитационный центр, и может даже начаться истечение вещества.

Сферически-симметричная аккреция на гравитирующий центр возможна лишь при малом удельном моменте импульса падающего вещества. При наличии у вещества значительного удельного момента импульса  $L$  оно не сможет приблизиться к гравитационному центру существенно ближе определенного расстояния, поскольку возникнет дополнительный центробежный потенциальный барьер

$$U_{\text{eff}}(r) = -\frac{GM}{r} + \frac{L^2}{2r^2}.$$

Поэтому вещество будет приближаться к гравитационному центру, только если оно будет отдавать свой угловой момент. Таким образом, для аккреции необходим механизм переноса углового момента вдоль диска наружу. Основными процессами, приводящими к переносу углового момента, являются вязкое трение и эффекты в магнитном поле (пересоединением магнитных линий).

Первая модель дисковой аккреции, которая сейчас называется стандартной моделью или моделью альфа-диска, была построена более 35 лет назад в работе Шакура и Сюняев [24]. В качестве количественной характеристики потерь орбитального момента и, следовательно, эффективности аккреции, Шакура и Сюняев вводят параметр альфа, который связывает тензор вязких напряжений с давлением газа

$$t_{r\phi} = \alpha_{SS} P.$$

Также в данной модели используется предположение о полном переизлучении энергии, выделяемой в результате вязкого трения. Сделанных предположений оказалось достаточно, чтобы в случае тонкого диска все параметры течения можно было найти из простых аналитических соотношений. В работе [25] Пачинский и Бисноватый-Коган усовершенствовали стандартную модель дисковой аккреции, попытавшись хотя бы отчасти учесть эффекты общей теории относительности с помощью модельного потенциала Пачинского-Вииты:

$$\Phi = -\frac{GM}{r - r_g},$$

где  $M$  - масса, а  $r_g = 2GM/c^2$  - радиус горизонта черной дыры. Еще одно усовершенствование работы [25] состоит в том, что в уравнении теплового баланса учитывается теплообмен между слоями диска (адвекционный член, пропорциональный  $T dS/dr$ ). В этой работе также было показано, что усредняя осесимметричные стационарные уравнения гидродинамики в направлении, перпендикулярном плоскости диска, можно свести их к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, в которых все величины будут зависеть только от координаты  $r$ . Процедура вертикального усреднения физических величин по толщине диска использовалась в многочисленных последующих работах (см., например, [26-28]). При подобном подходе, однако, особенность в радиальных гидродинамических уравнениях не совпадает с положением звуковой поверхности  $v_p = c_s$  (где  $v_p$  - поперечная скорость). Иногда даже возникает вторая, заведомо нефизическая особенность [26]. Используя формализм уравнения Грэда-Шафранова в идеальной газодинамике на примере модельного течения вещества в форме диска без углового момента удается показать, что особенность в уравнениях, опи-

сывающих тонкие трансзвуковые диски, находится на именно на звуковой поверхности.

Еще один важный вопрос астрофизики компактных объектов - вопрос о структуре магнитного поля в окрестности черной дыры (которое должно генерироваться в аккреционном диске), и он до сих пор остается открытым. Этот вопрос становится особенно актуальным как в связи с последними наблюдениями внутренних областей струйных выбросов (см., например, [29]), так и с успешным запуском космической обсерватории Спектр-Р (Радиоастрон), также позволяющим разрешить пространственные масштабы, сравнимые с размером центральной черной дыры [30].

В литературе предлагалось несколько аналитических моделей магнитосферы черной дыры. Первая из них была построена Блендфордом и Знайеком [20], рассмотревшими медленно вращающуюся черную дыру, для которой в качестве нулевого приближения была выбрана невращающаяся черная дыра с квазирадиальным (split) монопольным полем. Такая геометрия легко может быть реализована в присутствии тонкого аккреционного диска. Эти же авторы рассмотрели модель магнитосферы с параболическим магнитным полем в окрестности медленно вращающейся черной дыры. В работе [31] был исследован случай, когда черная дыра находится в центре хорошо проводящего диска, ограниченного внутренним радиусом  $b$ .

При этом вблизи черной дыры поле являлось почти однородным, а на больших расстояниях ( $r \gg b$ ) магнитное поле оставалось по-прежнему квазирадиальным. Во всех указанных моделях угловая скорость вращения плазмы  $\Omega_F(\Psi)$  вблизи оси вращения равна ровно половине угловой скорости черной дыры. Однако, согласно недавним результатам численного моделирования магнитосферы черной дыры [32]  $\Omega_F$  может не только отличаться от  $\Omega_H/2$  вблизи оси, но даже становится здесь отрицательной.

## **Цель работы**

Целью работы является исследование электромагнитных механизмов выделения энергии в компактных астрофизических объектах.

Основные задачи, решаемые в диссертационной работе

1. Нахождение трансзвукового решения задачи об аккреции газа с политропным уравнением состояния без углового момента в форме диска. Определение положения звуковой поверхности с использованием рас-



пространенных оценок толщины диска и с использованием более точного метода уравнения Грэда-Шафранова.

2. Нахождение аномального момента сил, действующих на вращающийся намагниченный шар в вакууме для различных вариантов структуры его внутреннего магнитного поля - однородного поля, поля магнитного диполя и комбинированного варианта – однородного поля в «ядре» и дипольного магнитного поля в «прослойке».
3. Создание и анализ новой аналитической модели магнитосферы черной дыры, и применение этой модели для объяснения результатов численного моделирования, в частности, отличия угловой скорости вращения плазмы  $\Omega_F(\Psi)$  вблизи оси вращения от половины угловой скорости черной дыры.
4. Определение основных параметров струйных выбросов – параметра намагниченности и множественности рождения частиц – по эффекту наблюдаемого сдвига ядра джета, и определение по найденным значениям параметров внутренней структуры струйного выброса.

### **Научная новизна работы**

Впервые на задаче об аккреции вещества в форме диска без углового момента показано, что при использовании стандартных приближенных соотношений особая поверхность в уравнениях смещается относительно звуковой поверхности, тогда как при использовании более строгого метода уравнения Грэда-Шафранова этот эффект отсутствует. Новым методом был вычислен аномальный момент сил, действующий на вращающийся намагниченный шар в вакууме для разных вариантов структуры его внутреннего магнитного поля: однородного поля, поля магнитного диполя и комбинированного варианта – однородного поля в «ядре» и дипольного магнитного поля в «прослойке». Последовательно учтены токи коротации, текущие в шаре, что ранее не делалось. Впервые исследована аналитическая модель магнитосферы черной дыры, основанной на следующей геометрии магнитного поля: радиального магнитного поля вблизи горизонта и вертикального поля на больших расстояниях от черной дыры. Применен новый метод определения параметра замагниченности  $\sigma$  и параметра множественности рождения  $\lambda$  по видимому сдвигу ядра джета. Для характерных значений параметров  $\sigma$  и  $\lambda$  впервые определена внутренняя структура джета.

## Научная и практическая ценность

Проведенный анализ задачи об аккреции газа с политропным уравнением состояния без углового момента в форме диска показывает, насколько нужно быть осторожным, используя стандартную оценку  $H/r \approx c_s/v_K$  для толщины аккреционного диска. Фактически, такое предположение столь же жестко ограничивает параметры течения, как и в случае сферически симметричной аккреции. Однако хорошо известно, что задача о сферически симметричной аккреции (аккреции Бонди) имеет на одну степень свободы меньше, чем задача о произвольных двумерных течениях [8]. Это связано с тем, что аккреция Бонди по сути является одномерной задачей. При учете же двумерности течения критическое условие на звуковой поверхности будет определять не темп аккреции, а лишь прогиб линий тока вблизи особой точки. В частности, поэтому критическое условие не накладывает никаких ограничений и на угловой момент, как это иногда предполагается при стандартном рассмотрении.

Исследование новой аналитической модели магнитосферы черной дыры, основанной на ранее не рассматривавшейся геометрии магнитных поверхностей: радиального магнитного поля вблизи горизонта и вертикального поля на больших расстояниях от черной дыры показало, что при наличии плотной сердцевины вблизи оси джета имеет место отличное согласие рассмотренной модели с результатами численного моделирования. И это при том, что аналитические расчеты были выполнены в рамках простейшего бессилового приближения, а также в предположении об осесимметричности и стационарности течения, тогда как в работе [32] проводилось трехмерное численное моделирование в полной МГД версии, учитывающее нестационарность рассматриваемых течений.

Хорошее согласие между теорией и результатами численного моделирования еще раз показывает, что осесимметричные стационарные течения, для которых за последние три десятка лет удалось получить достаточно много аналитических результатов, остаются хорошей основой для анализа процессов, происходящих в реальных астрофизических источниках. Одно из таких свойств состоит в том, что несмотря на турбулентный характер течения в области над аккреционным диском, вблизи оси вращения течение остается достаточно регулярным. Поэтому есть надежда, что сформулированные ранее простые аналитические асимптотики (и, в частности, утверждение о том, что структура магнитного поля вблизи горизонта должно быть близко к радиальному) будут востребованы и в дальнейшем.

По наблюдательным данным видимого сдвига ядра джета для 20 источников были определены основные параметры струйных выбросов - параметр

намагниченности  $\sigma$  и параметр множественности рождения  $\lambda$ . Значения параметра  $\lambda$  (порядка  $10^{13} - 10^{14}$ ) хорошо согласуются со значениями плотности электронов  $n_e$ , найденной другим способом в работе [33]. Кроме того, значения параметра  $\sigma$  (характерные значения порядка 30) согласуются с оценками Лоренц-фактора джетов по VLBI-наблюдениям [34] и измерениям радио-переменности [35]. Для характерных значений параметров  $\sigma$  и  $\lambda$  в рамках модели цилиндрического струйного выброса удастся полностью определить внутреннюю структуру джета. В частности, было показано, что магнитное поле на оси джета значительно больше, чем на его границе.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Отличие положения особой и звуковой поверхностей в стандартном подходе, а также появление дополнительных особых поверхностей, является следствием некорректных приближений, ограничивающих вертикальную структуру течения.
2. Величина аномального момента сил, действующих на вращающийся намагниченный шар в вакууме, может быть отлична от нуля и существенно зависит от внутренней структуры магнитного поля.
3. Создание новой аналитической модели магнитосферы черной дыры, основанной на ранее не рассматривавшейся геометрии магнитного поля: радиального магнитного поля вблизи горизонта и вертикального поля на больших расстояниях от черной дыры.
4. Для параметра намагниченности  $\sigma$  и множественности рождения частиц  $\lambda$ , найденных с использованием результатов радионаблюдений по эффекту видимого сдвига ядра джета, в рамках модели цилиндрического струйного выброса была полностью определена внутренняя структура джета. В частности, было показано, что магнитное поле на оси джета значительно больше, чем на его границе, а также то, что на больших расстояниях вдоль джета лоренц-фактор истекающей плазмы постепенно выходит на насыщение, причем ускорение на 60-100 пк имеет значения около  $\dot{\gamma} / \gamma = 10^{-3}$ , что согласуется с результатами VLBI-исследований ускорения джетов в активных галактических ядрах.

### **Достоверность научных результатов**

Достоверность аналитических результатов обусловлена применением широко известного метода уравнения Грэда-Шафранова. Электромагнитные поля, вы-

числяемые в главе 3 соответствуют известным полям точечного вращающегося магнитного диполя, а поток вектора углового момента электромагнитного поля соответствует результатам предыдущих работ. Результаты главы 4 согласуются с новейшими данными численного моделирования. Применимость модели цилиндрического струйного выброса к реальным астрофизическим объектам была обоснована в работах [37-38]. Ускорение истекающей плазмы полностью согласуется с результатами VLBI-исследований ускорения джетов в активных галактических ядрах [40].

### **Апробация работы**

Результаты диссертационной работы докладывались на астрофизическом семинаре отделения теоретической физики ФИАН, а также на следующих конференциях:

1. XXVI конференция «Актуальные проблемы внегалактической астрономии», Россия, Пущино, 21 - 23 апреля 2009 г. стендовый доклад «АККРЕЦИОННЫЙ ДИСК БЕЗ УГЛОВОГО МОМЕНТА ВБЛИЗИ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ.».
2. Всероссийская школа для молодых ученых «ГАЛАКТИЧЕСКИЕ И АККРЕЦИОННЫЕ ДИСКИ», Россия, Нижний Архыз, 21-26 сентября 2009 г., доклад «Структура аккреционного диска без углового момента».
3. XXX конференция «Актуальные проблемы внегалактической астрономии», Россия, Пущино, 08 - 10 апреля 2013 г. доклад «Определение параметров истекающей плазмы в релятивистских джетах на парсековых масштабах».
4. Всероссийская астрономическая конференция «Многоликая Вселенная» (ВАК-2013), Россия, Санкт-Петербург, Park Inn Pulkovskaya, 23-27 сентября 2013 года, доклад «Аномальный момент сил, действующий на намагниченный шар в вакууме».

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 3 печатных работ, в том числе 3 в изданиях из списка, рекомендованного ВАК РФ. Список публикаций приведен в конце автореферата.

**Личный вклад автора.** Большая часть результатов, представленных в диссертации, получены автором лично. Выбор общего направления исследований, постановка рассмотренных задач и обсуждение полученных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем и соавторами работ.

**Структура и объем диссертации.** Диссертационная работа изложена на 97 страницах, состоит из введения, пяти глав и заключения, содержит 21 рисунок и список литературы из 75 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы исследования, практическая ценность и научная новизна, описаны цели и задачи исследования. Также во введении описывается структура диссертации и приводятся выдвигаемые на защиту утверждения.

**Первая глава** посвящена теоретическим основам метода уравнения Грэда-Шафранова. В этой главе введены основные используемые обозначения, описана гидродинамическая версия уравнения Грэда-Шафранова, а также приведены те результаты теории, которые используются в следующих главах.

Во **второй главе** рассматривается задача об аккреционном диске без углового момента вблизи черной дыры. В разделе 2.1 показывается, что упрощенное рассмотрение этой задачи с использованием стандартных оценок на толщину диска  $H$

$$\frac{H}{r} \approx \frac{c_s}{v_K},$$

где  $c_s$  - скорость звука,  $v_K$  - кеплеровская скорость, и геометрию течения  $u_\theta = 0$  приводит к смещению особой поверхности в уравнениях относительно звуковой поверхности. В частности, получена следующая формула для логарифмической производной плотности вещества диска на экваторе

$$\frac{r}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = \frac{\frac{5}{2} - \frac{GM}{rv_r^2}}{-\frac{\Gamma+1}{2} + \frac{c_s^2}{v_r^2}},$$

где  $\Gamma$  – показатель политропы.

В разделе 2.2 проведено более строгое рассмотрение данной задачи с использованием метода уравнения Грэда-Шафранова и выведена замкнутая система обыкновенных дифференциальных уравнений. При этом особенность в логарифмической производной концентрации вещества диска находится строго на звуковой поверхности

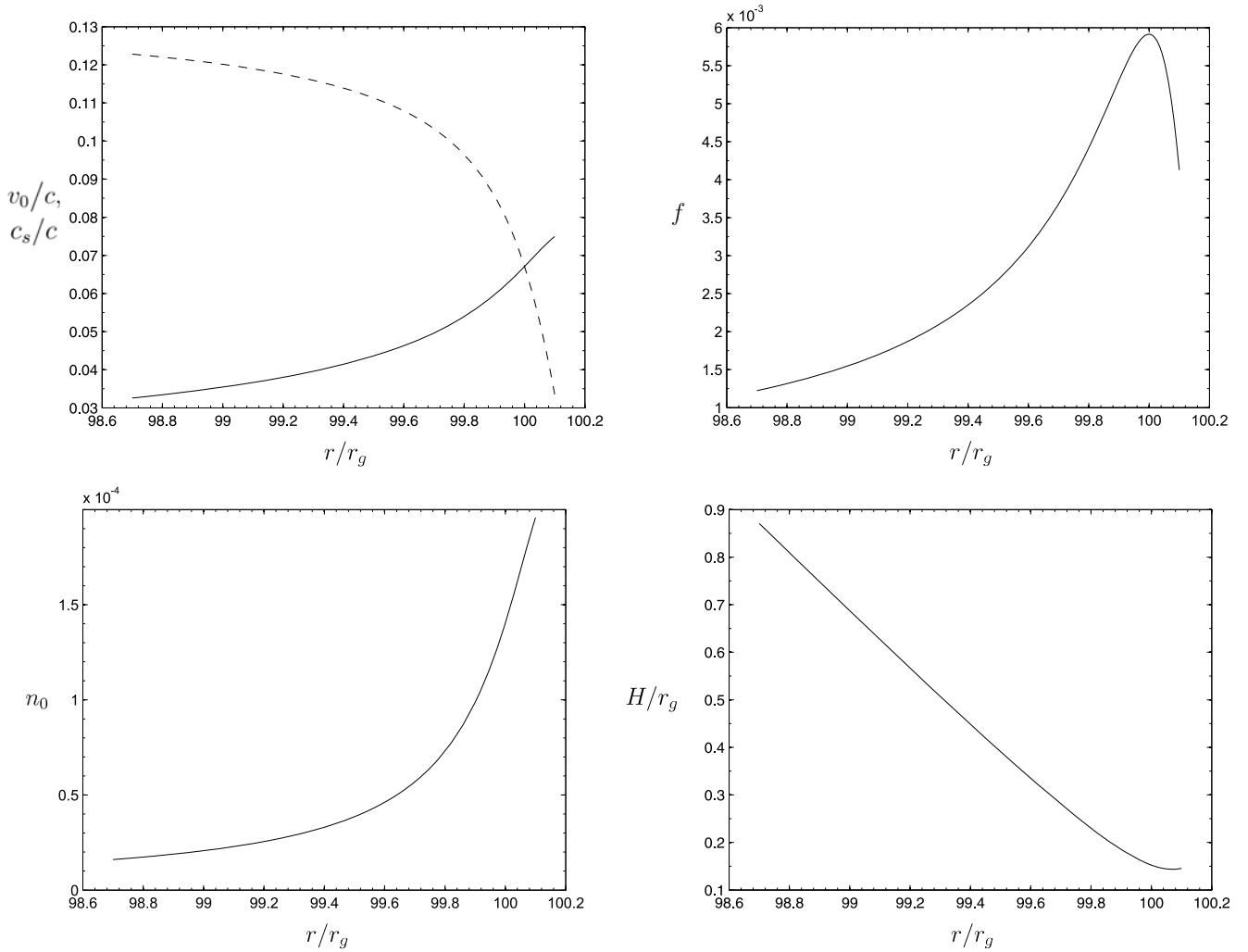


Рис. 1. Графики зависимости концентрации  $n_0$  (штриховая линия) и скорости звука  $c_s$  (сплошная линия) на экваторе диска от расстояния до гравитационного центра, и графики функции  $f(r)$ ,  $n_0(r)$  и  $H(r)$ .

$$\frac{r}{n_0} \frac{dn_0}{dr} = \frac{-\frac{r}{f(r)} \frac{df(r)}{dr} + 1 - \frac{GM}{rv_0^2}}{-1 + \frac{c_s^2(r,0)}{v_0^2}},$$

где  $n_0$  - концентрация вещества диска на экваторе, а  $f(r)$  - функция, определяющая изгиб линий тока вещества в течении.

Раздел 2.3 посвящен решению полученной системы уравнений и основным результатам. В частности, были получены графики зависимостей скорости вещества и скорости звука на экваторе диска от расстояния до гравитационного центра, а также функций  $f(r)$ ,  $n_0(r)$  и  $H(r)$ .

**Третья глава** посвящена нахождению аномального углового момента сил, действующих на вращающийся намагниченный шар в вакууме. В разделе 3.1 описан метод вычисления момента сил, действующих на шар, с помощью определения электромагнитных полей, а также системы зарядов и токов, текущих в шаре с использованием малого параметра  $(\Omega R / c)$ , где  $R$  - радиус шара. Момент сил выражается через электромагнитные поля следующей формулой

$$\mathbf{K} = \int \mathbf{r} \times d\mathbf{F} = \frac{R^3}{4\pi} \int ([\mathbf{n} \times \{\mathbf{B}\}](\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) + [\mathbf{n} \times \mathbf{E}](\{\mathbf{E}\} \cdot \mathbf{n})) d\sigma,$$

где  $R$  - радиус шара,  $\mathbf{n}$  - единичный вектор нормали к поверхности, а фигурные скобки обозначают скачок на поверхности шара.

При нахождении электромагнитных полей было использовано известное свойство квазистационарных конфигураций, когда для полей, зависящих от угла  $\phi$  и времени  $t$  лишь в комбинации  $\phi - \Omega t$  временные производные можно заменить на пространственные по формулам

$$\partial_t A = -\Omega \cdot \partial_\phi A; \quad \partial_t \mathbf{E} = -(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}, \nabla) \mathbf{E} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{E},$$

где  $A$  - произвольный скаляр, а  $\mathbf{E}$  - произвольный вектор. В результате уравнения Максвелла могут быть представлены в виде

$$\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta}_R \times \mathbf{B} = -\nabla \psi; \quad \mathbf{B} - \boldsymbol{\beta}_R \times \mathbf{E} = \nabla h,$$

где  $\boldsymbol{\beta}_R = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} / c$ , а  $\psi$  и  $h$  - скалярные функции, которые следует находить из условия непрерывности соответствующих компонент электрического и магнитного полей, и из условий  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  и  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  вне шара. Таким образом, зная магнитное поле в нулевом порядке по параметру  $(\Omega R / c)$ , можно найти электрическое поле, соответствующее первому порядку по параметру. Как хорошо известно, вне шара оно складывается из радиационного поля излучения магнитного диполя и квадрупольного поля зарядов, наводимых в шаре. Далее по этому полю можно однозначно найти магнитное поле во втором порядке по параметру  $(\Omega R / c)$ . В этом разделе также обосновывается применимость описанного метода к нахождению аномального момента.

В разделе 3.2 приводятся результаты применения данного метода в случае шара с однородной намагниченностью, в случае, когда поле внутри шара является полем магнитного диполя и в комбинированном случае – однородного поля в «ядре» и дипольного магнитного поля в «прослойке». Во всех указанных случаях вычисляются электромагнитные поля внутри и вне шара, а также система зарядов и токов, текущих в шаре, после чего вычисляется значение аномального момента. При этом аномальный момент во всех случаях выражается формулой

$$K_y = \xi \frac{m^2}{R^3} \left( \frac{\Omega R}{c} \right)^2 \sin \chi \cos \chi; \quad ,$$

где  $m$  - магнитный момент шара. В первом случае однородно магнитного поля внутри шара  $\xi = 1/3$ . Во втором случае поля точечного диполя аномальные моменты на поверхности шара от магнитного и электрического полей полностью компенсируют друг друга, и в результате  $\xi = 0$ . В третьем комбинированном случае

$$\xi = \frac{8}{15} - \frac{1}{5} \frac{R}{R_{in}}, \quad \text{где } R_{in} - \text{радиус «ядра»}.$$

В этом разделе также проводится сравнение результатов с предыдущими работами.

В **четвертой главе** представлены результаты исследования новой аналитической модели магнитосферы черной дыры, основанной на ранее не рассматривавшейся геометрии магнитного поля: радиального магнитного поля вблизи горизонта и вертикального поля на больших расстояниях от черной дыры. В бессиловом приближении решение уравнения Грэда-Шафранова для цилиндрического джета имеет вид [39]

$$\Omega_F^2(\Psi) \varpi^4 B_z^2 c^{-2} = \varpi^2 B_\varphi^2 + \int_0^{\varpi} x^2 \frac{d}{dx} (B_z)^2 dx.$$

Учитывая, что тороидальное поле выражается через полный ток  $B_\varphi = -2I / \varpi c$ , и дополняя это уравнение «граничным условием на горизонте»

$$4\pi I(\Psi) = [\Omega_H - \Omega_F(\Psi)] \sin \theta \frac{r_g^2 + a^2}{r_g^2 + a^2 \cos^2 \theta} \left( \frac{d\Psi}{d\theta} \right),$$

получаем систему уравнений, которая сводится к квадратному уравнению на угловую скорость вращения плазмы  $\Omega_F(\Psi)$ . В результате имеем

$$\Omega_F = \Omega_H \left[ \frac{A_3}{A_3 + A_1} + \frac{A_2}{\Omega_H^2 A_1 A_3 \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{A_2(A_3^2 - A_1^2)}{\Omega_H^2 A_1^2 A_3^2}} \right)} \right],$$

где используются следующие обозначения

$$A_1(\Psi) = \varpi^2 B_z, \quad A_2(\Psi) = c^2 \int_0^{\varpi} x^2 \frac{d}{dx} (B_z)^2 dx, \quad A_3 = \frac{1}{2\pi} \sin \theta \frac{r_g^2 + a^2}{r_g^2 + a^2 \cos^2 \theta} \left( \frac{d\Psi}{d\theta} \right).$$



В случае однородного магнитного поля вдали от черной дыры  $\Psi = \pi\varpi^2 B_0$  и строго радиального поля вблизи горизонта  $\Psi = \Psi_*(1 - \cos\theta)$  имеем

$$A_1(\Psi) = \frac{\Psi}{\pi}, \quad A_2(\Psi) = 0, \quad A_3 = \frac{\Psi}{\pi} \left(1 - \frac{\Psi}{2\Psi_*}\right) \frac{r_g^2 + a^2}{r_g^2 + a^2(1 - \Psi/\Psi_*)^2}.$$

Тогда на оси вращения, то есть при  $\Psi = 0$ , получаем  $\Omega_F = \Omega_H/2$ , как и во всех предыдущих моделях.

Далее был рассмотрен случай, когда магнитное поле вдали от черной дыры имеет центральный кор  $B_z = B_0 - B_0 \frac{\varpi^2}{r_{\text{core}}^2}$ , которому соответствует функция потока  $\Psi = \pi\varpi^2 B_0 - \frac{1}{2}\pi B_0 \frac{\varpi^4}{r_{\text{core}}^2}$ . В результате, вблизи оси вращения в первом порядке по величине  $\Psi$  мы по-прежнему имеем  $A_1(\Psi) \approx A_3(\Psi) \approx \Psi/\pi$ . Однако, теперь  $A_2$  уже будет отлична от нуля.

$$A_2 \approx -\frac{\Psi^2}{\pi^2 r_{\text{core}}^2}.$$

Тогда для угловой скорости вращения плазмы вблизи оси вращения имеем

$$\Omega_F(0) \approx \frac{\Omega_H}{2} \left(1 - \frac{c^2}{\Omega_H^2 r_{\text{core}}^2}\right).$$

Таким образом, в последнем случае угловая скорость вещества на оси вращения  $\Omega_F$  может отличаться от  $\Omega_H/2$ . Проведено сравнение аналитической модели с результатами численного трехмерного МГД-моделирования [32]. В области применимости аналитической модели получен профиль угловой скорости  $\Omega_F$  (рис. 2).

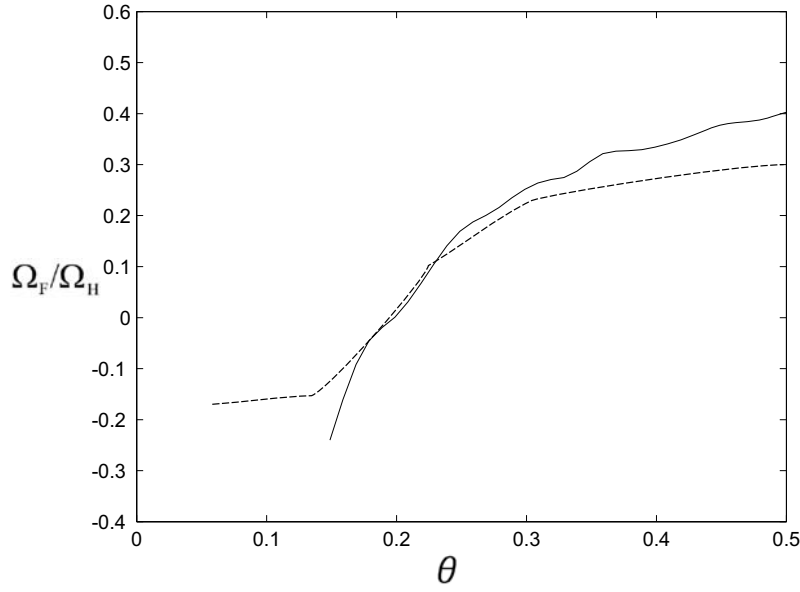


Рис. 2. График  $\Omega_F / \Omega_H$  на горизонте в зависимости от полярного угла  $\theta$ , полученный на основе новой аналитической модели (сплошная линия) и график из работы [32] (штриховая линия).

В **пятой** главе рассматривается определение основных параметров и внутренней структуры струйных выбросов. Раздел 4.1 посвящен методу определения параметра множественности рождения  $\lambda$  по эффекту видимого сдвига ядра джета. В результате для параметра  $\lambda$  получена следующая формула

$$\lambda = 2.6 \times 10^{12} \left( \frac{\eta}{\text{mas} \cdot \text{GHz}} \right)^{3/2} \left( \frac{D_L}{1 \text{ Gpc}} \right)^{3/2} \left( \frac{W_{\text{tot}}}{10^{47} \text{ erg/s}} \right)^{-1/2} \frac{\sqrt{K / \gamma_{\text{min}}^2}}{\sqrt{\chi} \sin \varphi \delta (1+z)^2},$$

где  $\eta$  - сдвиг ядра джета,  $D_L$  - расстояние до объекта,  $W_{\text{tot}}$  - полное энергосодержание компактного объекта,  $K$  - безразмерная функция минимального и максимального значений Лоренц-фактора электронов в их степенном распределении по энергиям,  $\gamma_{\text{min}}$  - минимальное значение Лоренц-фактора электронов,  $\chi$  - угол раскрытия джета,  $\delta$  - Доплер-фактор,  $\varphi$  - угол зрения,  $z$  - красное смещение.

Значения параметра множественности рождения и параметра замагниченности, полученные описанным методом, для серии конкретных астрофизических источников, приводятся в таблице 1.

object	$\eta(\text{mas GHz})$	$z$	$\lambda(10^{13})$	$\sigma$
0148+274	3.4	1.3	21.0	4.8
0342+147	1.0	1.6	3.7	27
0425+048	2.2	0.6	6.5	15
0507+179	1.7	0.4	3.6	28
0610+260	3.6	0.6	14.5	6.9
0839+187	2.3	1.2	11.2	9.0
0952+179	1.4	1.5	5.9	16
1004+141	2.4	2.7	14.3	7
1011+250	2.1	...	9.0	11
1049+215	1.8	1.3	7.8	12
1219+285	2.5	0.1	6.2	16
1406-076	1.2	...	3.9	26
1458+718	2.4	...	11.3	8.9
1642+690	1.9	0.8	6.5	15
1655+077	1.5	...	5.4	19
1803+784	1.1	0.7	6.6	15
1830+285	2.8	0.6	9.8	10
1845+797	2.3	0.1	0.5	199
2201+315	3.3	0.3	6.5	15
2320+506	1.3	...	3.8	27

Таблица 1. Видимое смещение ядра джета, красное смещение, параметр множественности рождения  $\lambda$ , параметр замагниченности  $\sigma$ .

В разделе 4.2. для характерных значений параметров струйных выбросов в рамках цилиндрического приближения определяется внутренняя структура джета. Для узко коллимированного струйного выброса применимо приближение, в котором его можно рассматривать, как цилиндрический. В работах [37,38] было показано, что данное приближение позволяет воспроизводить большинство результатов, полученных с помощью двумерного численного моделирования.

В приближении одномерного цилиндрического струйного выброса задача сводится к системе двух обыкновенных дифференциальных уравнений. Тогда параметр множественности рождения  $\lambda$  и параметр замагниченности  $\sigma$  позволяют определить внутреннюю поперечную структуру джета заданного радиуса. В результате были получены логарифмические профили концентрации, лоренц-фактора а так же полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля для

серии характерных значений параметров, а также нескольких значениях радиуса джета (см. рис. 3,4).

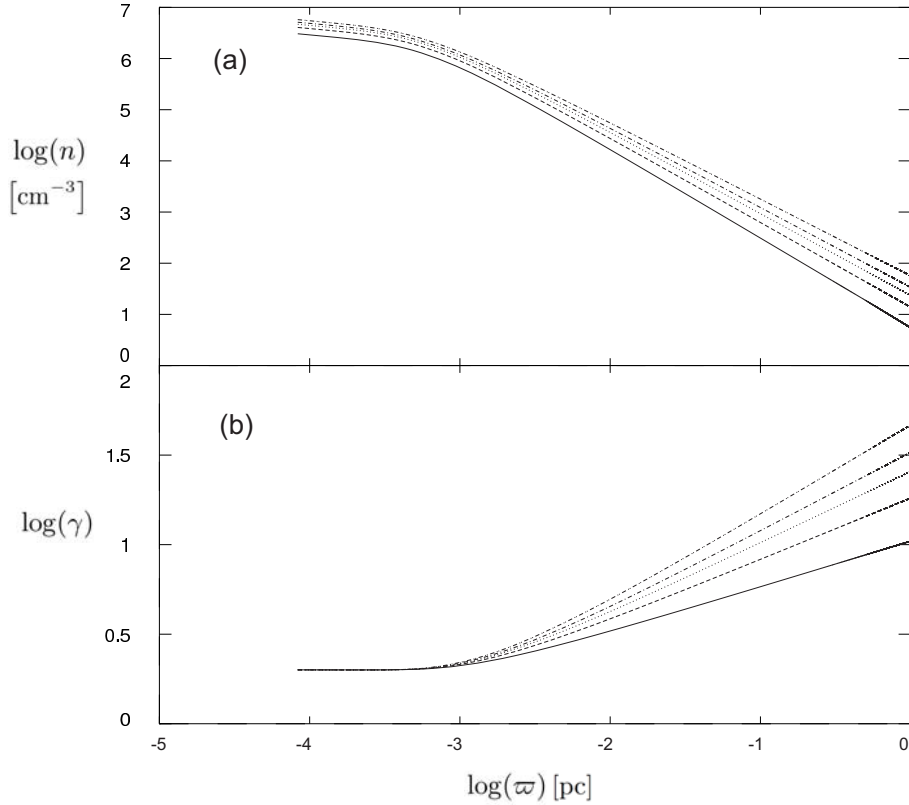


Рис. 3. Поперечные профили концентрации и лоренц-фактора при  $\lambda = 10^{13}$ , радиус джета  $R_{\text{jet}} = 1$  пк, при пяти характерных значениях параметра  $\sigma$ : 5 (сплошная линия), 10 (штриховая линия), 15 (пунктирная линия), 20 (штрих-пунктирная линия) и 30 (штрих два пунктира).

Раздел 4.3 посвящен исследованию вопроса причинной связности оси джета и его границы, а также применимости цилиндрического приближения при данных характерных значениях параметров. Для осесимметричного потока условие причинной связности поперек потока может быть записано в виде

$$\theta_F > \theta_j,$$

где  $\theta_F$  - угол раскрытия быстрогомагнитозвукового конуса Маха на границе, а  $\theta_j$  - угол раскрытия джета. Для ультррелятивистского потока  $\theta_F$  может быть определен как [41]

$$\sin \theta_F = \frac{1}{M_F} = \frac{\gamma_{\text{max}} - \gamma}{\gamma^3}.$$

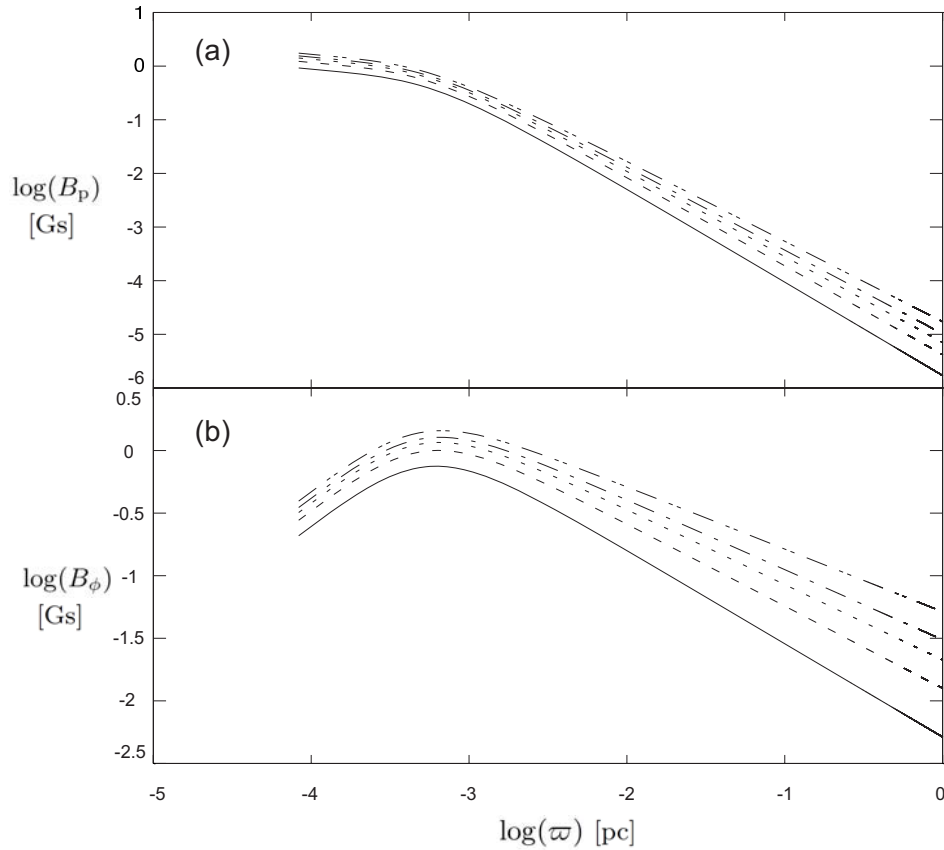


Рис. 4. Поперечные профили полоидальной (a) и тороидальной (b) компонент магнитного поля при тех же параметрах, что и на рисунке 3.

Если граница джета имеет форму, задаваемую функцией  $z = z(\varpi)$ , где  $\varpi$  - цилиндрических радиус, то угол раскрытия джета определяется формулой

$$\sin \theta_j = \frac{\partial \varpi}{\partial z} \left[ 1 + \left( \frac{\partial \varpi}{\partial z} \right)^2 \right]^{-1/2}.$$

В результате имеем, что джеты с границей  $z \propto \varpi^2$  и  $z \propto \varpi^3$  являются причинно связанными, а джет с границей  $z \propto \varpi^{3/2}$  причинно не связан.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

### Основные результаты

1. На простом примере задачи дисковой аккреции вещества без углового момента в рамках формализма уравнения Грэда-Шафранова показано, что при строгом учете вертикального баланса сил (т.е. без использования стандартных приближенных соотношений для толщины диска и отсутствия вертикальной

скорости) особенность в уравнениях, описывающих тонкие трансзвуковые диски, находится в точности на звуковой поверхности. Таким образом, несовпадение положения особой и звуковой поверхностей в стандартном подходе (а также появление дополнительных особых поверхностей) является следствием некорректных приближений, ограничивающих вертикальную структуру течения. Другой важный вывод состоит в том, что трансзвуковые течения могут существовать и при отрицательных значениях полной энергии, что является существенно новым физическим эффектом, который не имеет места для радиального течения.

2. Определено значение аномального момента сил, действующих на вращающийся намагниченный шар в вакууме для нескольких разных вариантов структуры его внутреннего магнитного поля: однородного поля и комбинированного варианта – однородного поля в «ядре» и дипольного магнитным полем «прослойкой». Показано, что величина аномального момента зависит от внутренней структуры магнитного поля.

3. Проведено подробное исследование новой аналитической модели бесиловой магнитосферы черной дыры, основанной на ранее не рассматривавшейся геометрии магнитных поверхностей: радиального магнитного поля вблизи горизонта и цилиндрического поля на больших расстояниях от черной дыры. Показано, что имеет место отличное согласие рассмотренной модели с результатами трехмерного численного моделирования. В частности, показано, что уменьшение угловой скорости вращения плазмы связано с наличием плотной сердцевины вблизи оси джета. Хорошее согласие между аналитической теорией и результатами численного моделирования показывает, что осесимметричные стационарные решения остаются хорошей основой для анализа процессов, происходящих в реальных астрофизических источниках.

4. Используя результаты радионаблюдений, в которых анализировался эффект видимого сдвига ядра джета, истекающего из ядер активных галактик, определены основные характеристики струйных выбросов, а именно параметры намагниченности  $\sigma$  и множественности рождения частиц  $\lambda$ . Для этих параметров и в рамках модели цилиндрического струйного выброса была полностью определена внутренняя структура джета. В частности, было показано, что магнитное поле на оси джета значительно больше, чем на его границе, а также то, что на больших расстояниях вдоль джета лоренц-фактор истекающей плазмы постепенно выходит на насыщение, причем ускорение на 60-100 пк имеет значения около  $\dot{\gamma}/\gamma = 10^{-3}$ . Этот результат полностью согласуется с результатами VLBI-исследований ускорения джетов в активных галактических ядрах.

**Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:**

1. В. С. Бескин, А. А. Желтоухов, В. И. Парьев «Аккреционный диск без углового момента вблизи черной дыры», *Астрономический Журнал*, **89**, вып. 1, 3-11 (2012).

2. В. С. Бескин, А. А. Желтоухов «К структуре магнитного поля вблизи черной дыры в активных галактических ядрах», *Письма в Астрономический Журнал*, **39**, 243-248, (2013).

3. В. С. Бескин, А. А. Желтоухов, А.К. Обухова, Е.Е. Стройнов «К природе аномального момента сил, действующего на вращающийся намагниченный шар в вакууме», *Краткие сообщения по физике*, **40**, вып. 9, 22-27, (2013).

## Список цитируемой литературы

1. С. Шапиро, С. Тьюколски, «Черные дыры, белые карлики, нейтронные звезды». М.: Мир, 1985.
2. P. Goldreich, W.H. Julian, *ApJ*, **157**, 869 (1969)
3. F.C. Michel, *ApJ*, **158**, 727, 1969
4. R.D. Blandford, *MNRAS*, **176**, 465(1976)
5. R.V.E. Lovelace, *Nature*, **262**, 649 (1976)
6. M.C. Begelman, R.D. Blandford, M.J. Rees, *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 255 (1984)
7. M.J. Rees, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 471 (1984)
8. В.С. Бескин. «Осесимметричные стационарные течения в астрофизике». Физматлит, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006
9. V.P. Frolov, I.D. Novikov «Black hole physics: basic concepts and new developments», Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1998.
10. G.S. Bisnovatyι-Kogan, A.A. Ruzmaikin, *Astrophys. Space Sci.*, **28**, 45 (1974)
11. G.S. Bisnovatyι-Kogan, A.A. Ruzmaikin, *Astrophys. Space Sci.*, **42**, 401 (1976)
12. W. Junor, J.A. Biretta, M. Livi, *Nature*, **401**, 891 (1999)
13. W. Junor, J.A. Biretta, *Astron. J.*, **109**, 500 (1995)
14. R.D. Blandford, M.J. Rees, *MNRAS*, **169**, 395 (1974)
15. A.C. Fabian, M.J. Rees, *MNRAS*, **277**, L55 (1995)
16. A.Y.S. Cheng, S.L. O'Dell, *ApJ*, **251**, L49 (1981)
17. D. Proga, J.M. Stone, T.R. Kallman, *ApJ*. **543**, 686 (2000)
18. Ghisellini G. et al., *ApJ*, **362**, L1 (1990)
19. A. Königl, J.F. Kartje, *ApJ*, **434**, 446 (1994)
20. R.D. Blandford, R.L. Znajek, *MNRAS*, **179**, 433 (1977)
21. H. Bondi, F. Hoyle, *MNRAS*, **104**, 273 (1944)
22. H. Bondi, *MNRAS*, **112**, 195 (1952)
23. E.N. Parker, *ApJ*, **128**, 664 (1958)
24. N.I. Shakura, R.A. Sunyaev, *Astronomy and Astrophysics*, **24**, 337 (1973)
25. B. Paczynski, G. Bisnovatyι-Kogan, *Acta Astron.*, **31**, 283 (1981)
26. I.V. Artemova, G.S. Bisnovatyι-Kogan, I.V. Igumenshchev, I.D. Novikov, *ApJ*, **549**, 1050 (2001)
27. H. Riffert, H. Herold, *ApJ*, **450**, 508 (1995)
28. A.M. Beloborodov, *MNRAS*, **297**, 739 (1998)
29. S.S. Doeleman, V.L. Fish, D.E. Schenck et al., *Science*, 10.1126 (2012)
30. Н.С. Кардашев, *УФН*, **179**, 1191 (2009)
31. В.С. Бескин, Я.Н. Истомина, В.И. Парьев, *Астрон. Журнал*, 69, 1258 (1992)



32. J.C. McKinney, A. Tchekhovskoy, R.D. Blanford, *MNRAS*, **423**, 2083 (2012)
33. A.P. Lobanov, *Astronomy and Astrophysics*, **330**, 79 (1998)
34. M.H. Cohen, M.L. Lister, D.C. Homan, M. Kadler, K.I. Kellermann, Y.Y. Kovalev, R.C. Vermeulen, *ApJ*, **658**, 232 (2007)
35. T. Hovatta, E. Valtaoja, M. Tornikoski, A. Lähteenmäki, *Astronomy and Astrophysics*, **498**, 723 (2009)
36. A. Melatos, *MNRAS*, **313**, 217 (2000)
37. V.S. Beskin, L.M. Malyshkin, *Astron.Lett.*, **26**, 4 (2000)
38. Yu.E. Lyubarsky, *ApJ*, **308**, 1006 (2009)
39. Ya.N. Istomin, V.I. Pariev, *MNRAS*, **267**, 629 (1994)
40. D.C. Homan, M. Kadler, K.I. Kellermann, Y.Y. Kovalev, M.L. Lister, E. Ros, T. Savolainen, J.A. Zensus, *ApJ*, **706**, 1253 (2009)
41. A. Tchekhovskoy, J. McKinney, R. Narayan, *ApJ*, **699**, 1789 (2009)