

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Московский физико-технический институт»
(национальный исследовательский университет)

На правах рукописи

Фролова Валерия Александровна

**Моделирование синхротронного излучения с учётом
самопоглощения от стратифицированного релятивистского
джета**

Специальность 1.3.1 —
«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Нохрина Елена Евгеньевна

Москва — 2026

Оглавление

	Стр.
Список рисунков	4
Список таблиц	6
Введение	7
 Глава 1. Механизмы воспроизведения эффекта уярчения к краю	
в полуаналитических МГД-моделях	15
1.1 Задание внутренней структуры джета и пространственного распределения излучающей плазмы	15
1.1.1 Подход Грэда–Шафранова в цилиндрическом приближении	15
1.1.2 Модели внутренней структуры джета	17
1.1.3 Характерные области внутренней структуры джета	17
1.1.4 Распределение излучающей плазмы	19
1.2 Расчёт профилей интенсивности излучения	19
1.3 Задание пространства параметров моделирования	21
1.3.1 Параметры модели и оразмеривание МГД-решения	21
1.3.2 Выбор пробных параметров для обобщённого моделирования	26
1.4 Случай излучения всей плазмы в джете	30
1.4.1 Режим фиксированной геометрической ширины джета – вклад центрального кора	30
1.4.2 Режим фиксированного радиуса светового цилиндра – эволюция поперечного профиля излучения вдоль джета . . .	39
1.5 Модифицированные распределения излучающей плазмы	41
1.5.1 Ограничение излучения центрального кора	42
1.5.2 Омический нагрев	45
1.5.3 Равнораспределение энергии	48
1.6 Избыточная интенсивность в моделировании	49
1.7 Обсуждение	50
1.7.1 Сводный анализ профилей интенсивности при излучении всей плазмы	50

	Стр.
1.7.2 Сопоставление с моделью Блэндфорда–Кёнигла	54
1.7.3 Сводный анализ профилей интенсивности при ограниченной излучающей компоненте	57
1.7.4 Диапазоны физических параметров моделей	59
1.8 Выводы	65
Глава 2. Механизмы воспроизведения эффекта уярчения к краю в аналитической МГД-модели	67
2.1 Аналитическая модель внутренней структуры	68
2.1.1 Модель электромагнитного поля	68
2.1.2 Кинематическая аппроксимация — параметр ϵ	75
2.1.3 Концентрация плазмы	78
2.1.4 Давление джета и форма границы	83
2.1.5 Коэффициент излучения поперёк джета	85
2.2 Карты интенсивности	87
2.3 Выводы	90
Глава 3. Оценки магнитного поля и концентрации излучающей плазмы по измерениям параметров радио- и миллиметровых ядер в АЯГ	93
3.1 Наблюдаемые и моделируемые физические величины	93
3.1.1 Модельные предположения	93
3.1.2 Наблюдаемые величины	96
3.2 Связь индексов магнитного поля и концентрации плазмы	97
3.3 Применение к мультимастотным измерениям параметров ядер	98
3.3.1 Выражение индексов магнитного поля и концентрации плазмы через наблюдаемые параметры	98
3.3.2 Многочастотные данные	101
3.4 Экстраполяция параметров джета к малым масштабам с учётом его геометрии	106
3.5 Выводы	109
Заключение	111

Список рисунков

1.1	Поперечные профили интенсивности при угле наблюдения 5° в режиме фиксированной геометрической ширины джета для случая излучения всей плазмы	32
1.2	Поперечные профили интенсивности при угле наблюдения 15° в режиме фиксированной геометрической ширины джета для случая излучения всей плазмы	33
1.3	Связь оптической толщи с интенсивностью и спектральным индексом поперёк джета	36
1.4	Эволюция поперечных профилей интенсивности вдоль джета в режиме фиксированного радиуса светового цилиндра для случая излучения всей плазмы	40
1.5	Поперечные профили интенсивности при ограничении излучения центрального кора в M2	44
1.6	Поперечные профили интенсивности для модели омического нагрева в M2	47
1.7	Сводка поперечных профилей интенсивности при $\tau_{\max} = 1$ для случая излучения всей плазмы	51
1.8	Поперечные профили интенсивности при высокой начальной замагниченности в M2 для случая излучения всей плазмы	53
1.9	Сводка поперечных профилей интенсивности при $\tau_{\max} = 1$ для моделей с ограничением излучения центрального кора	58
1.10	Поперечные профили интенсивности при высокой начальной замагниченности для модели омического нагрева	59
2.1	Зависимость α , полученная из решения уравнений МГД и заданная аналитической аппроксимацией	72
2.2	Полоидальное магнитное поле для различных сечений джета	73
2.3	Тороидальное магнитное поле для различных сечений джета	74
2.4	Лоренц-фактор для различных сечений джета	77
2.5	Магнитное давление для различных сечений джета	78
2.6	Полная концентрация плазмы для различных сечений джета	80

2.7	Зависимость давления магнитного поля джета на его границе от радиуса джета	85
2.8	Безразмерный коэффициент излучения с учётом доплеровской поправки для различных сечений джета	87
2.9	Контурные карты интенсивности для $R_L = 0.01$ пк	89
2.10	Контурные карты интенсивности для $R_L = 0.1$ пк	90
3.1	Зависимость ширины джета от частоты: сравнение моделей 1 и 5 . . .	100
3.2	Зависимость яркостной температуры от частоты: сравнение моделей 1 и 5	100
3.3	Зависимость индексов b и s от индекса t	102
3.4	Схема изменения положения границы радиоядра относительно магнитных поверхностей	103
3.5	Зависимость индекса s от b с учётом ограничений на индекс t	106
3.6	Влияние формы джета на оценку магнитного поля $B^*(r)$	107

Список таблиц

1.1	Максимальный Лоренц-фактор $\Gamma_{\max}$ для поперечных сечений джета, рассмотренных при моделировании.	28
1.2	Параметры МГД-моделей, использованные при моделировании поперечных профилей интенсивности.	29
1.3	Физические величины для максимальной оптической толщи $\tau_{\max} = 1$ при угле наблюдения 15°	55
1.4	Физические величины для поперечных профилей интенсивности при ограничении излучения центрального кора в М2 при $\tau_{\max} = 1$. . .	56
1.5	Физические величины для поперечных профилей интенсивности при омическом нагреве в М2 при $\tau_{\max} = 1$	56
1.6	Физические величины для максимальной оптической толщи $\tau_{\max} = 1$ при угле наблюдения 5°	60
1.7	Физические величины для максимальных оптических толщ $\tau_{\max} = 0.01$ и 100 при угле наблюдения 5°	61
1.8	Физические величины для максимальных оптических толщ $\tau_{\max} = 0.01$ и 100 при угле наблюдения 15°	62
1.9	Физические величины для поперечных профилей интенсивности при ограничении излучения центрального кора в М2 при $\tau_{\max} = 0.01$ и 100	63
1.10	Физические величины для поперечных профилей интенсивности при омическом нагреве в М2 при $\tau_{\max} = 0.01$ и 100	63
1.11	Физические величины для эволюции поперечных профилей интенсивности вдоль джета в режиме фиксированного радиуса светового цилиндра для случая излучения всей плазмы джета	64
3.1	Ожидаемые значения индексов p и q для различных моделей джета. . .	99

Введение

За последние годы в связи с активным развитием интерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) [1] произошло существенное улучшение разрешения в наблюдениях активных ядер галактик (АЯГ). Примерами этого являются результаты программ наземно-космического интерферометра «Радио-астрон» [2—4] и Телескопа Горизонта Событий [5].

Релятивистские джеты из АЯГ представляют собой высококоллимированные потоки плазмы, которые, как предполагается, формируются в окрестностях аккрецирующих сверхмассивных чёрных дыр, обладающих угловым моментом (спином) [6]. Для большого количества АЯГ было обнаружено, что структура излучения их релятивистских джетов имеет выраженную поперечную стратификацию. Поперечная стратификация интенсивности излучения, при которой интенсивность возрастает к границам джета, называется уярчением к краю. Уярчение к краю обнаружено в таких источниках, как Mrk501 [7], M87 [8], 3C 84 [3], Cen A [9]; в 3C 273 обнаружен переход от двухгорбого поперечного профиля интенсивности излучения к одnogорбому на частотах 1.6 — 4.8 ГГц [10]; помимо этого, в M87 обнаружены трёхгорбые поперечные профили [11], наблюдаемые вплоть до масштабов нескольких гравитационных радиусов [12]. Кроме интенсивности, поперечная стратификация может проявляться и в других характеристиках излучения. Так, в M87 наблюдаются поперечные неоднородности спектрального индекса и поляризации [13], а поперечные градиенты меры фарадеевского вращения выявлены также в ряде других АЯГ [14].

Природа такой картины излучения неясна и является одним из наиболее активно развиваемых направлений в исследовании релятивистских джетов. Среди возможных механизмов формирования наблюдаемой поперечной структуры рассматривается, во-первых, доплеровское усиление, связанное с поперечной стратификацией поля скоростей. В частности, в M87 обнаружена выраженная стратификация поля скоростей, включающая медленный умеренно-релятивистский слой и более быструю ускоряющуюся компоненту [15]; наличие медленной оболочки использовалось также для интерпретации поперечной структуры излучения 3C 273 [10].

Во-вторых, существенную роль может играть пространственная зависимость распределения излучающих частиц по энергиям,

$$dn = k_e(\mathbf{r})\gamma^{-p}d\gamma. \quad (1)$$

Показатель степени p связан с оптически прозрачным спектральным индексом синхротронного излучения α_{thin} как

$$\alpha_{\text{thin}} = \frac{1-p}{2},$$

где используется определение спектрального индекса α с положительным знаком:

$$S_\nu \propto \nu^\alpha. \quad (2)$$

Степенное распределение частиц по энергиям может формироваться при ускорении на ударных волнах, в частности по механизму Ферми первого порядка [16], а также при магнитном пересоединении [17; 18]. При этом процессы ускорения могут быть локализованы в отдельных областях джета, например вблизи его границы вследствие развития неустойчивостей — пинчевых [19; 20] и Кельвина–Гельмгольца [13; 21]. Дополнительным механизмом формирования неоднородного поперечного распределения нетепловых частиц может служить сдвиговое ускорение [22; 23].

В-третьих, на поперечную структуру излучения могут существенно влиять эффекты оптической толщи [24]. Наконец, наблюдаемая поперечная стратификация излучения может возникать непосредственно вследствие неоднородной внутренней структуры джета, прежде всего стратификации магнитного поля и концентрации излучающей плазмы. Кроме того, несколько из указанных механизмов могут действовать одновременно [25].

Исследованию структуры магнитного поля в релятивистских джетах посвящено большое число работ. Вместе с тем при моделировании излучения геометрия магнитного поля нередко задаётся в виде нескольких заранее выбранных конфигураций: рассматриваются полоидальное, тороидальное и спиральное поле и исследуется их влияние на карты интенсивности и поляризации [26; 27]. Такой подход позволяет непосредственно исследовать влияние геометрии магнитного поля на наблюдаемое излучение, однако рассматриваемые конфигурации представляют собой выделенные случаи возможной структуры магнитного поля, а пространственные распределения различных физических величин в джете вводятся в модель независимо друг от друга. Более полное описание внутренней структуры дают аналитические и полуаналитические магнитогидродинамические (МГД) модели [28—30], в которых совместно определяются стационарные

распределения магнитного поля, поля скоростей и полной концентрации плазмы. Преимуществом такого подхода является самосогласованность получаемой внутренней структуры джета. При этом предсказываемые полуаналитическими МГД-моделями [29—31] распределения физических величин хорошо согласуются с результатами численного моделирования [20; 32].

Необходимо подчеркнуть, что аналитические и полуаналитические МГД-модели определяют распределение полной, холодной концентрации плазмы, тогда как для расчёта синхротронного излучения требуется распределение излучающих нетепловых частиц. Таким образом, поскольку теоретическое моделирование не задаёт это распределение, всё больше работ посвящено исследованию различных вариантов пространственного распределения излучающей плазмы и возможных физических механизмов его формирования. В моделировании такое распределение нередко задаётся феноменологически, причём его выбор может существенно влиять на получаемую морфологию излучения. Так, для воспроизведения уярённых к краю поперечных профилей интенсивности в [33] использовались гауссовы распределения тепловых и нетепловых электронов, при которых соответствующий эффект был получен для высоких значений спина чёрной дыры. В [34] сходное ограничение было получено для кольцеобразного гауссова распределения излучающих частиц вблизи основания джета, а в [35] с использованием такого распределения воспроизведён также трёхгорбый поперечный профиль. В работах [36; 37] при расчёте переноса излучения исключается высокозамагнитная центральная область джета. Другие возможные способы связать распределение излучающих частиц с локальными физическими характеристиками течения включают омический нагрев и предположение о равномерном распределении энергии магнитного поля и излучающих частиц [26]; вместе с тем ряд работ указывает на возможность нарушения равномерного распределения [38].

Таким образом, исследование того, как внутренняя структура релятивистского джета и пространственное распределение излучающей плазмы формируют наблюдаемую поперечную стратификацию излучения, представляет собой актуальное направление моделирования излучения релятивистских джетов. Именно этой проблематике посвящена диссертация.

Целью данной работы является установление связи между наблюдаемой поперечной стратификацией синхротронного излучения релятивистских джетов АЯГ, их внутренней МГД-структурой и пространственным распределением из-

лучающей плазмы, а также разработка методов количественного определения физических параметров джета по наблюдательным данным.

Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

- Провести численное моделирование синхротронного излучения с самопоглощением в полуаналитических МГД-моделях релятивистского джета, исследовать пространство параметров моделирования и определить условия формирования эффекта уярчения к краю и многогорбых поперечных профилей интенсивности, а также установить, какие пространственные распределения излучающей плазмы способны воспроизводить наблюдаемую морфологию.
- Построить карты полной интенсивности на основе аналитической МГД-модели внутренней структуры джета и исследовать влияние её поперечной стратификации и продольной эволюции, а также различных пространственных распределений излучающей плазмы на наблюдаемую морфологию излучения.
- Провести анализ многочастотных РСДБ-наблюдений параметров радио- и миллиметровых ядер АЯГ на основе метода независимого определения магнитного поля и концентрации излучающей плазмы без априорных предположений о равномерном распределении энергии, получить ограничения на зависимости этих физических величин от ширины джета, исследовать их связь с зависимостями вдоль джета с учётом его геометрии и сопоставить полученные результаты с предсказаниями стандартных МГД-моделей.

Научная новизна

Научная новизна работы заключается в том, что связь между наблюдаемой поперечной стратификацией синхротронного излучения и внутренней структурой релятивистского джета впервые исследована на основе самосогласованных полуаналитических и аналитических МГД-моделей. Впервые в такой постановке определены условия формирования эффекта уярчения к краю и многогорбых поперечных профилей интенсивности, получены ограничения на пространственное распределение излучающей плазмы и построены карты полной интенсивности с учётом продольной эволюции джета. Кроме того, впервые на основе анализа многочастотных РСДБ-наблюдений без априорного предположения о равномерном распределении энергии сделаны выводы о признаках возможной диссипации маг-

нитного потока и нагреве плазмы в джетах АЯГ на парсековых и субпарсековых масштабах.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные результаты позволяют уточнить, посредством каких физических механизмов формируется наблюдаемый эффект уярчения к краю в релятивистских джетах АЯГ и как устроено пространственное распределение излучающей плазмы, являющееся одним из ключевых факторов при анализе стратифицированного излучения. В работе показано, что распространённое в моделировании предположение о равномерном распределении между энергией магнитного поля и энергией излучающих частиц во многих случаях не выполняется, что существенно для аккуратного моделирования синхротронного излучения как в рамках полуаналитических и аналитических МГД-моделей, так и при интерпретации результатов кинетических симуляций. Полученные ограничения на долю излучающей плазмы в центральной части джета и указание на возможную локализацию излучающих частиц в его граничных областях свидетельствуют о важной роли взаимодействия плазмы джета с окружающей средой и о необходимости дальнейшего исследования соответствующих физических механизмов, в частности развития неустойчивостей. Полученные результаты могут быть применены для интерпретации многочастотных РСДБ-наблюдений джетов АЯГ, анализа физических параметров конкретных источников, в том числе М87, и дальнейшего построения самосогласованных моделей излучения релятивистских джетов.

Методология и методы исследования

В работе сочетаются теоретические, численные и наблюдательные подходы к изучению релятивистских джетов АЯГ. Внутренняя структура джета описывается с использованием самосогласованных полуаналитических и аналитических моделей стационарного осесимметричного релятивистского МГД-течения. В полуаналитической модели для описания хорошо коллимированных течений используется цилиндрическое приближение, тогда как аналитическая модель учитывает продольную эволюцию внутренней структуры джета. Для построения поперечных профилей и карт полной интенсивности синхротронного излучения численно решается уравнение переноса с учётом самопоглощения. Для получения независимых ограничений на магнитное поле и концентрацию излучающей плазмы используются опубликованные результаты многочастотных РСДБ-измерений размеров и яркостных температур радио- и миллиметровых ядер АЯГ.

Основные положения, выносимые на защиту

1. На основе полуаналитических МГД-моделей релятивистского джета и решения уравнения переноса синхротронного излучения с самопоглощением получены характерные карты распределения спектральной плотности потока для различных моделей нагрева плазмы.
2. Показано, что МГД-стратификация внутренней структуры джета недостаточна для выраженного воспроизведения наблюдаемой морфологии, при этом двухгорбые профили возникают при больших максимальных Лоренц-факторах или при достаточно большой оптической толщине, тогда как трёхгорбые профили требуют существенного подавления излучения центрального кора.
3. Установлено, что для согласования модельных амплитуд и характерной формы поперечных профилей интенсивности с наблюдениями доля излучающих частиц в центральном коре должна составлять порядка одного процента или меньше, а в качестве распределений излучающей плазмы, способных обеспечить наблюдаемые свойства, рассмотрены краевая локализация нетепловых электронов и омический нагрев.
4. Для параметров, характерных для М87, оценены значения магнитного поля и концентрации излучающей плазмы, объясняющие наблюдаемое поперечное распределение интенсивности.
5. Построены карты полной интенсивности релятивистского джета на основе аналитического описания его внутренней МГД-структуры и исследовано влияние стратификации магнитного поля, скорости и концентрации плазмы на морфологию излучения. Показано, что на субпарсековых масштабах формируется уячнённая к краю структура, тогда как ниже по течению ожидается переход к доминированию центральной области. При расчёте карт рассмотрены два варианта задания излучающей плазмы: равномерное распределение энергии и распределение с порогом по магнитному потоку, при котором излучают только частицы на силовых линиях с $\Psi \geq 0.75 \Psi_0$.
6. По данным многочастотных измерений ширины и яркостной температуры ядра показано, что в большинстве источников из проанализированной выборки присутствуют признаки диссипации магнитного потока и нагрев плазмы, что позволяет сделать вывод об отклонении от равенства плотностей энергий магнитного поля и излучающей плазмы в собствен-

ной системе отсчёта. Это подтверждает выводы, сделанные при моделировании спектральной плотности потока джетов.

Достоверность полученных результатов обеспечивается согласованием предсказаний используемых полуаналитических и аналитических моделей внутренней структуры релятивистских джетов с результатами независимого численного МГД-моделирования [20; 32]. Расчёт синхротронного излучения основан на общепринятом уравнении переноса с учётом самопоглощения, а анализ наблюдений — на опубликованных многочастотных РСДБ-данных. Дополнительным подтверждением служит согласие результатов работы с современными наблюдаемыми характеристиками джетов АЯГ, в том числе М87.

Апробация работы

Результаты были доложены на семинарах Астрокосмического центра и Отдела теоретической физики ФИАН им. П.Н. Лебедева и на 4 научных конференциях, 3 из которых — международные:

1. V.A. Frolova, «Limitations on the emitting particles spatial distribution and heating mechanism in relativistic jets», The Fifth Zeldovich Meeting, Ереван, Армения, 14.06.2023,
2. V.A. Frolova, E.E. Nokhrina, I.N. Pashchenko, «Limitations on the emitting particles spatial distribution and heating mechanism in relativistic jets», XXXII IAU General Assembly, Кейптаун, Южно-Африканская Республика, 14.08.2024,
3. В.А. Фролова, Е.Е. Нохрина, И.Н. Пащенко, «Ограничения на пространственное распределение и механизмы нагрева излучающей плазмы в стратифицированном релятивистском джете», Всероссийская астрономическая конференция 2024, Нижний Архыз, Россия, 28.08.2024,
4. V.A. Frolova, «Semi-analytical and analytical modelling of a stratified transverse intensity structure in relativistic jets», AGES-2026: Active galaxies and other issues of extragalactic astrophysics, Санкт-Петербург, Россия, 24.04.2026.

Публикации автора по теме диссертации

Основные результаты диссертационной работы изложены в 3 научных статьях [А1—А3], опубликованных в рецензируемых журналах и изданиях, рекомендованных ВАК.

- A1. *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. — July. — Vol. 523, no. 1. — P. 887—906.
- A2. *Nokhrina E. E., Pashchenko I. N., Frolova V. A., Todorov R. V.* Jet MHD analytical model — framework for radiative transfer // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2025. — Nov. — Vol. 543, no. 4. — P. 4342—4354.
- A3. *Nokhrina E. E., Lobanov A. P., Istomin A. Y., Frolova V. A.* Magnetic field and plasma number density from radio and millimetre core measurements in AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2026. — Aug. — Vol. 550, no. 2. — P. 1—7.

Личный вклад

В работе [A1] вклад диссертанта основной и включает численное моделирование синхротронного излучения с самопоглощением на основе полуаналитических МГД-моделей, исследование пространства параметров моделирования, анализ механизмов формирования поперечных профилей интенсивности, получение оценок физических параметров для характерных режимов излучения, интерпретацию и обсуждение результатов, а также подготовку публикации.

В работе [A2] вклад диссертанта заключается в построении карт полной интенсивности на основе аналитической МГД-модели, анализе, интерпретации и обсуждении полученных результатов, а также подготовке публикации.

В работе [A3] вклад диссертанта заключается в интерпретации эволюции магнитного поля и концентрации излучающей плазмы с шириной джета, а также подготовке публикации.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 125 страниц, включая 26 рисунков и 12 таблиц. Список литературы содержит 126 наименований.

Глава 1. Механизмы воспроизведения эффекта уярчения к краю в полуаналитических МГД-моделях

В Главе 1 представлены общие результаты моделирования излучения релятивистских джетов на основе полуаналитических МГД-моделей, а также их применение к анализу трёхгорбых профилей интенсивности в М87. Результаты, представленные в данной главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работе [A1].

1.1 Задание внутренней структуры джета и пространственного распределения излучающей плазмы

1.1.1 Подход Грэда–Шафранова в цилиндрическом приближении

Для моделирования синхротронного излучения релятивистского джета мы используем его внутреннюю структуру, получаемую в рамках стационарной осесимметричной магнитогидродинамики. В этом подходе внутренняя структура джета описывается уравнениями Бернулли и Грэда–Шафранова, а течение задаётся на магнитных поверхностях $\Psi = \text{const}$ через набор интегралов движения, сохраняющихся вдоль этих поверхностей: интеграл потока энергии $E(\Psi)$, интеграл потока углового момента $L(\Psi)$, угловую скорость $\Omega_F(\Psi)$, отношение потока частиц к магнитному потоку $\eta(\Psi)$ и энтропию $s(\Psi)$ (см., например, [30; 39]). Для сильно коллимированных течений можно воспользоваться цилиндрическим приближением; тогда задача сводится к определению двух функций радиуса r : функции магнитного потока Ψ и квадрата альвеновского полоидального числа Маха

$$\mathcal{M}^2 = \frac{u_p^2}{u_{Ap}^2} = \frac{4\pi\mu\eta^2}{n}, \quad (1.1)$$

где полоидальная альвеновская скорость определяется как

$$u_{Ap} = \frac{B_p}{\sqrt{4\pi n\mu}}, \quad (1.2)$$

а $\mu = mc^2 + mw$ — релятивистская энтальпия (w — нерелятивистская энтальпия). Здесь и далее c обозначает скорость света.

Именно через эти функции затем восстанавливаются распределения магнитного поля, концентрации плазмы и Лоренц-фактора течения внутри джета.

Уравнение Бернулли имеет следующий вид:

$$\frac{\mathcal{M}^4}{64\pi^4 r^2} \left(\frac{d\Psi}{dr} \right)^2 = \frac{K}{r^2 A^2} - \mu^2 \eta^2. \quad (1.3)$$

Здесь

$$A = 1 - \Omega_F^2 r^2 / c^2 - \mathcal{M}^2 \quad (1.4)$$

— альвеновский фактор и

$$K = r^2 (e')^2 (A - \mathcal{M}^2) + \mathcal{M}^4 r^2 E^2 - \mathcal{M}^4 L^2 c^2, \quad (1.5)$$

где $e' = E - \Omega_F L$.

Уравнение Грэда–Шафранова, выражающее баланс сил поперёк магнитных поверхностей, в цилиндрическом приближении сводится к следующему уравнению для $\mathcal{M}^2$:

$$\begin{aligned} \left[\frac{(e')^2}{\mu^2 \eta^2} - 1 + \frac{\Omega_F^2 r^2}{c^2} - A \frac{c_s^2}{c^2} \right] \frac{d\mathcal{M}^2}{dr} = & \frac{\mathcal{M}^6 L^2 c^2}{A r^3 \mu^2 \eta^2} \\ & + \frac{\Omega_F^2 r \mathcal{M}^2}{c^2} \left[2 - \frac{(e')^2}{A \mu^2 \eta^2} \right] + \mathcal{M}^2 \frac{e'}{\mu^2 \eta^2} \frac{d\Psi}{dr} \frac{de'}{d\Psi} \\ & + \frac{\mathcal{M}^2 r^2}{2c^2} \frac{d\Psi}{dr} \frac{d\Omega_F^2}{d\Psi} - \mathcal{M}^2 \left(1 - \frac{\Omega_F^2 r^2}{c^2} + 2A \frac{c_s^2}{c^2} \right) \frac{d\Psi}{dr} \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{d\Psi} \\ & - \left[\frac{A}{n} \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_n + \left(1 - \frac{\Omega_F^2 r^2}{c^2} \right) T \right] \frac{\mathcal{M}^2}{\mu} \frac{d\Psi}{dr} \frac{ds}{d\Psi}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

где T — температура, c_s — скорость звука, определяемая как

$$c_s^2 = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial P}{\partial n} \right)_s, \quad (1.7)$$

m — масса частиц, P — давление.

После нахождения функций $\Psi(r)$ и $\mathcal{M}^2(r)$ остальные физические величины, включая компоненты магнитного поля, концентрацию плазмы и скорость течения, выражаются через них алгебраически; тем самым система уравнений Бернулли и Грэда–Шафранова в цилиндрическом приближении задаёт внутреннюю структуру джета, причём конкретное решение определяется выбором указанных выше интегралов движения. В используемых далее моделях дополнительно предполагается, что джет состоит из электрон-позитронной плазмы [40; 41]. Далее будут рассмотрены две модели.

1.1.2 Модели внутренней структуры джета

Первая из рассматриваемых ниже моделей, M1, описывает джет с постоянной угловой скоростью $\Omega_F(\Psi) = \Omega_0$ и линейными интегралами энергии и углового момента (см. подробный выбор интегралов движения в [29; 31]). Распределения физических величин по сечению джета представлены на рис. 3 и 4 в [42] и хорошо согласуются с результатами численного моделирования [43; 44].

В качестве второй модели, M2, мы используем модель, предложенную в [30]. Её центральная часть устроена так же, как и в M1. Однако благодаря специальному выбору интегралов

$$\Omega_F(\Psi) = \Omega_0 \sqrt{1 - \Psi/\Psi_0}, \quad (1.8)$$

$E(\Psi)$ и $L(\Psi)$, джет, описываемый этой моделью, формирует медленную оболочку — слабо- или нерелятивистское течение, окружающее его быструю центральную часть. Распределения физических величин для этой модели представлены на рис. 1–5 в [45]. В обеих моделях граница джета определяется как радиус, на котором магнитный поток достигает значения полного магнитного потока Ψ_0 , заключённого в джете.

1.1.3 Характерные области внутренней структуры джета

Обе модели одинаково описывают центральную часть джета, где угловая скорость Ω_F почти постоянна. В этой структуре можно выделить три характерные области.

Центральный кор

Центральный кор представляет собой область вблизи оси джета размером порядка нескольких радиусов светового цилиндра $R_L = c/\Omega_F$. Он характеризуется почти постоянной концентрацией частиц, максимальной по поперечному се-

чению джета, и почти однородным полоидальным магнитным полем [31; 43; 46]. Тороидальная компонента магнитного поля в центральном коре меньше полоидальной или сопоставима с ней по величине, а Лоренц-фактор течения совпадает с начальным Лоренц-фактором Γ_{in} , поскольку эта область джета остаётся плазменнодоминированной от его основания. Наличие такого плотного центрального кора является устойчивой особенностью как аналитических, так и численных моделей, поэтому важно понять его вклад в полное излучение джета и связанные с ним возможные ограничения на локализацию излучающих нетепловых электронов.

Переходная область джета

Вне центрального кора, для силовых линий с постоянной угловой скоростью, что имеет место в обеих моделях вплоть до $\Psi \approx \Psi_0/2$, полоидальная B_p и тороидальная B_ϕ компоненты магнитного поля, а также концентрация n , уменьшаются с ростом r , тогда как течение ускоряется. Это приводит к уменьшению коэффициентов излучения и поглощения плазмы, а также к сильному доплеровскому усилению излучения в конусе с углом полураскрыва $\sim \Gamma^{-1}$ вокруг направления скорости течения.

Внешняя область джета

В М1 ускорение продолжается вплоть до границы джета, $\Psi = \Psi_0$, где Лоренц-фактор течения достигает максимального значения, а B и n при этом убывают с ростом r . Напротив, в М2 скорость течения уменьшается по направлению к границе джета, что приводит к дебустингу излучения. Однако концентрация частиц резко возрастает непосредственно на границе (см. рис. 1 в [45]), поскольку в рамках М2 именно тепловое давление уравнивает давление окружающей среды. Таким образом, рассматривая М1 и М2 в сравнении, можно исследовать роль медленной оболочки в формировании эффекта уярчения к краю. Качественно аналогичное поведению Лоренц-фактора в М2 было получено в численном

моделировании [20]: течение замедляется к границе джета, а максимум Лоренц-фактора в поперечных сечениях, расположенных ближе к центральной машине, при нормировке на ширину джета находится ближе к оси, чем в более удалённых сечениях.

1.1.4 Распределение излучающей плазмы

В Главе 1 диссертации рассматриваются три варианта задания концентрации излучающей плазмы n_{em} . Во-первых, предполагается, что вся плазма, полученная в рамках МГД-моделирования, имеет степенное распределение по энергиям (1) и излучает, так что $n_{\text{em}} = n$. Такое предположение позволяет выделить вклад стратифицированной внутренней структуры джета как таковой в формирование профилей полной интенсивности. Во-вторых, рассматриваются распределения, в которых концентрация излучающей плазмы пропорциональна плотности энергии магнитного поля [47—49], что соответствует предположению о равномерном распределении, а также плотности электрического тока в собственной системе отсчёта плазмы [26], что соответствует омическому нагреву. Наконец, рассматривается ступенчатое распределение, при котором в центральном коре излучает лишь заданная доля плазмы, тогда как вне некоторого радиуса предполагается, что излучает вся плазма. Такое задание позволяет исследовать влияние подавления излучения из центрального кора на поперечные профили интенсивности, не фиксируя конкретный физический механизм этого подавления.

1.2 Расчёт профилей интенсивности излучения

В Главе 1 диссертации, посвящённой расчёту поперечных профилей интенсивности в полуаналитических моделях, джет рассматривается в цилиндрическом приближении, то есть предполагается, что физические величины не эволюционируют вдоль джета. Такое приближение хорошо работает в оптически толстом режиме, поскольку при большой оптической толщине картина излучения меняется вдоль джета сравнительно медленно. Оно остаётся хорошим приближением

и для оптически тонких областей джета, наблюдаемых под достаточно большим углом, поскольку в этом случае наблюдаемый профиль интенсивности формируется излучением от близких вдоль джета сечений. Если же оптически тонкий джет наблюдается под малым углом, такой подход уже не позволяет корректно моделировать профиль излучения конкретного источника; тем не менее в Главе 1 он используется для выявления устойчивых особенностей излучения при варьировании угла наблюдения, тогда как в Главе 2 диссертации, посвящённой аналитической МГД-модели джета и построению карт излучения, продольная эволюция учитывается явно.

Чтобы вычислить поперечный профиль интенсивности излучения, численно решается уравнение переноса для синхротронного излучения с самопоглощением. В лабораторной системе отсчёта оно имеет вид

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \kappa_\nu I_\nu, \quad (1.9)$$

где I_ν — спектральная интенсивность, j_ν и κ_ν — спектральные коэффициенты излучения и поглощения соответственно; уравнение решается вдоль луча зрения.

Коэффициенты излучения и поглощения для синхротронного излучения в системе отсчёта плазмы записываются следующим образом [50]:

$$j_{\nu^*}^* = h(p) \frac{e^3}{mc^2} \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^5} \right)^{(p-1)/2} \frac{K}{4\pi} B_{\perp}^{*(p+1)/2} \nu^{*(1-p)/2}, \quad (1.10)$$

$$\kappa_{\nu^*}^* = g(p) \frac{e^2}{2\pi m} \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^5} \right)^{p/2} K B_{\perp}^{*(p+2)/2} \nu^{*-(p+4)/2}, \quad (1.11)$$

где

$$h(p) = \frac{\sqrt{3}}{p+1} \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+19}{12}\right), \quad (1.12)$$

$$g(p) = \frac{\sqrt{3}}{4} \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+22}{12}\right). \quad (1.13)$$

Здесь $K = k_e (mc^2)^{p-1}$, e — заряд электрона, m — масса электрона, $B_{\perp}^*$ — компонента магнитного поля, перпендикулярная направлению распространения волны, Γ — Гамма-функция. Все величины со звёздочкой, как и k_e , заданы в системе отсчёта плазмы. Коэффициенты излучения и поглощения пересчитываются в лабораторную систему отсчёта с использованием Лоренц-инвариантов I_ν/ν^3 , j_ν/ν^2 и $\kappa_\nu \nu$ [51]. Частота в системе отсчёта плазмы ν^* и наблюдательная частота ν связаны отношением

$$\frac{\nu^*}{\nu} = \frac{1+z}{\delta}, \quad (1.14)$$

где z — космологическое красное смещение источника, δ — Доплер-фактор.

Чтобы выразить амплитуду k_e через концентрацию излучающих частиц n_{em} , распределение (1) интегрируется:

$$k_e = \begin{cases} \frac{(p-1)n_{\text{em}}}{\gamma_{\min}^{1-p} - \gamma_{\max}^{1-p}} \approx (p-1)\gamma_{\min}^{p-1}n_{\text{em}}, & p \neq 1, \\ \frac{n_{\text{em}}}{\ln \gamma_{\max}/\gamma_{\min}}, & p = 1. \end{cases} \quad (1.15)$$

Для краткости в дальнейшем введём обозначение

$$n_{p,\gamma_{\min}} = (p-1)\gamma_{\min}^{p-1}n_{\text{em}}. \quad (1.16)$$

В вычислениях минимальный Лоренц-фактор $\gamma_{\min}$ полагается равным единице; такой базовый выбор мотивирован тем, что моделирование круговой поляризации в квазаре 3C 279, проведённое в [52], указывает на малые значения $\gamma_{\min}$, тогда как более высокие значения $\gamma_{\min}$, способные, например, влиять на форму спектра [53; 54], в данной диссертации не рассматриваются. Вклад максимального Лоренц-фактора $\gamma_{\max}$ считается пренебрежимо малым, поскольку $\gamma_{\max}^{1-p} \ll 1$, а показатель степени p в распределении частиц по энергиям далее рассматривается как один из параметров моделирования.

1.3 Задание пространства параметров моделирования

1.3.1 Параметры модели и оразмеривание МГД-решения

Для проведения численного моделирования излучения, то есть для решения уравнения переноса с подстановкой распределений магнитного поля, поля скоростей и концентрации частиц, задаваемых рассматриваемыми полуаналитическими моделями, необходимо определить набор физических величин, входящих в коэффициенты излучения (1.10) и поглощения (1.11). К ним относятся как параметры наблюдения, так и параметры самой МГД-модели и её оразмеривания.

Во-первых, это наблюдательная частота и угол наблюдения, θ ; в наиболее общем случае необходимо также учитывать красное смещение источника. Так как

в данной диссертации рассматриваются хорошо разрешённые близкие источники, далее красным смещением пренебрегается.

Во-вторых, для каждой из рассматриваемых МГД-моделей определено семейство распределений физических величин, зависящих от начальной замагниченности. Эта величина равна отношению потока вектора Пойнтинга к потоку кинетической энергии плазмы у основания джета,

$$\sigma_M = \frac{\Omega_0^2 \Psi_0}{8\pi^2 m c^4 \eta}, \quad (1.17)$$

и тем самым определяет максимальный Лоренц-фактор, до которого возможно ускорение плазмы в джете. Как показано в работе [55], в рассматриваемых моделях начальная замагниченность связана с максимально достижимым Лоренц-фактором $\Gamma_{\max}$ как

$$\Gamma_{\max} = 2\sigma_M + \Gamma_{\text{in}} \quad (1.18)$$

для M1 и

$$\Gamma_{\max} = \frac{\sigma_M + 1 + \Gamma_{\text{in}}}{2} + \frac{(1 - \Gamma_{\text{in}})^2}{8\sigma_M} \quad (1.19)$$

для M2, или приближённо как

$$\sigma_M \approx 2\Gamma_{\max} \quad (1.20)$$

для M1 и

$$\sigma_M \approx \frac{\Gamma_{\max}}{2} \quad (1.21)$$

для M2. В свою очередь, сечения джета параметризуются его безразмерной шириной, выраженной в радиусах светового цилиндра; отметим, что эквивалентным образом их можно параметризовать также расстоянием от центральной машины или альвеновским числом Маха.

Таким образом, для фиксированной модели начальная замагниченность и безразмерная ширина джета задают конкретное сечение, на котором определены безразмерные радиальные распределения магнитного поля, холодной концентрации плазмы и поля скоростей. Эти распределения орамериваются следующим образом:

$$n = \tilde{n} \left(\frac{\Psi_0}{8\pi^2 R_L^2 \sigma_M} \right)^2 \frac{1}{m c^2}, \quad (1.22)$$

$$B = \tilde{B} \frac{\Psi_0}{2\pi\sigma_M R_L^2}, \quad (1.23)$$

где тильда обозначает безразмерные величины. В оразмеривающие коэффициенты входят начальная замагниченность, радиус светового цилиндра и полный магнитный поток.

Радиус светового цилиндра

Радиус светового цилиндра R_L является одним из ключевых параметров моделирования, поскольку задаёт физический масштаб МГД-решения и непосредственно входит в оразмеривающие коэффициенты в формулах (1.22) и (1.23). Поэтому при выборе пробных значений R_L необходимо опираться на физические ограничения, связывающие этот параметр с центральной машиной.

Если джет формируется в результате извлечения вращательной энергии чёрной дыры в процессе Блэндфорда–Знайека [56] и выполнено условие максимальной мощности

$$\Omega_F = \frac{\Omega_H}{2}, \quad (1.24)$$

где Ω_H — угловая скорость чёрной дыры, то радиус светового цилиндра связан с безразмерным спином чёрной дыры a^* [15; 57] соотношением

$$|a^*| = \frac{8a}{1 + 16a^2}, \quad a = \frac{r_g}{R_L}, \quad (1.25)$$

где $r_g = GM/c^2$ — гравитационный радиус. Тем самым при заданных массе и спине чёрной дыры условие максимальной мощности определяет нижнюю оценку на возможные значения R_L .

Именно поэтому при обсуждении диапазона допустимых R_L существенным становится вопрос о характерных значениях спина сверхмассивных чёрных дыр в активных ядрах галактик. С теоретической стороны, численное моделирование демонстрирует особенно эффективную работу процесса Блэндфорда–Знайека для больших спинов, порядка $a^* \gtrsim 0.9$ [58]. Вместе с тем модели эволюции массы и спина чёрных дыр допускают существенно более широкий диапазон: экстремальные значения ожидаются прежде всего для объектов на больших красных

смещениях, $z > 2$, тогда как при меньших красных смещениях возможны и значительно более умеренные спины, вплоть до $a^* \sim 0.1$ [59—61].

Наблюдательные оценки спина также дают широкий диапазон возможных значений. В обзоре [62] рассматривается метод рентгеновской рефлекссионной спектроскопии, в котором безразмерный спин чёрной дыры a^* определяется по форме спектра отражения от холодного тонкого аккреционного диска, модифицированного релятивистским доплеровским смещением и гравитационным красным смещением; ключевую диагностическую роль при этом играет линия Fe K α . На момент написания обзора надёжные ограничения были получены для 22 сверхмассивных чёрных дыр, причём заметная доля объектов имела большие значения спина, $a^* > 0.9$. Более косвенный подход использован в [63; 64], где спин оценивается по наблюдаемым характеристикам джета: в работе [63] использовались мощность выброса и масса чёрной дыры при заданной параметризации магнитного поля, а в [64] к ним была добавлена болометрическая светимость аккреционного диска, что позволило отдельно оценивать спин и магнитное поле. В этих работах для FR II-источников и более широких выборок АЯГ были получены значения спина от умеренных до высоких: порядка $a^* \sim 0.2$ –1 для FR II-источников и порядка $a^* \sim 0.8$ –0.9 для выборок АЯГ в работе [64]. Наконец, в моделировании коллаборации Телескопа Горизонта Событий рассматривались как большие, так и умеренные значения спина, вплоть до $a^* \sim 0.1$ [65]. Таким образом, как теоретические, так и наблюдательные аргументы допускают весьма широкий диапазон возможных a^* , а значит, и широкий диапазон допустимых R_L .

При этом важно, что связь между R_L и спином не исчерпывается предельной оценкой, следующей из условия (1.24). В частности, из фитирования формы джета в M87 [66] и воспроизведения его кинематики [67] следует, что для этого источника радиус светового цилиндра может превышать значение, соответствующее режиму максимального извлечения энергии. Поэтому при выборе параметров модели следует иметь в виду, что связь (1.24) лишь ограничивает радиус светового цилиндра снизу, а не является строгим равенством.

Альтернативную оценку можно получить, если связать угловую скорость силовых линий не с вращением чёрной дыры, а с вращением аккреционного диска. Для кеплеровского вращения

$$\Omega_K = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{GM_{\text{BH}}}{R}}, \quad (1.26)$$

и при отождествлении $\Omega_F = \Omega_K$, если джет запускается с радиуса $R = kr_g$, получается

$$R_L = 4.79 \cdot 10^{-5} k^{3/2} \frac{M_{\text{ВН}}}{10^9 M_{\odot}} \text{ пк.} \quad (1.27)$$

В этом случае радиус светового цилиндра определяется прежде всего массой чёрной дыры и характерным радиусом запуска. Спин может входить в такую оценку лишь косвенно, если радиус запуска связывается, например, с радиусом последней устойчивой орбиты. Тем самым привязка угловой скорости силовых линий к кеплеровскому вращению аккреционного диска задаёт дополнительный физический масштаб для R_L и расширяет диапазон допустимых модельных значений.

Полный магнитный поток

Полный магнитный поток, вместе с радиусом светового цилиндра, может быть использован для оценки мощности джета по потоку вектора Пойнтинга в основании джета [68]:

$$W_{\text{jet}} = \frac{c}{8} \left(\frac{\Psi_0}{\pi R_L} \right)^2. \quad (1.28)$$

При заданных радиусе светового цилиндра и начальной замагниченности полный магнитный поток остаётся единственным свободным параметром модели. Поэтому в задаче переноса излучения он выступает в роли нормировочного коэффициента, определяя оптическую толщину рассматриваемой области джета на данной частоте наблюдения, положение поверхности единичной оптической толщины внутри джета и спектральный индекс для пары частот наблюдения. Все эти величины для разрешённых источников существенно стратифицированы по поперечному сечению. Отметим, что спектральный индекс часто оценивается с большой неопределённостью и зависит, в том числе, от использованной диаграммы направленности, то есть лишь косвенно указывает на характерные значения полного магнитного потока. Для АЯГ ожидаются значения Ψ_0 порядка $10^{33} - 10^{34} \text{ Гс см}^2$ [69].

1.3.2 Выбор пробных параметров для обобщённого моделирования

Настоящее моделирование направлено на исследование влияния параметров внутренней структуры джета на поперечную стратификацию излучения в физически реалистичном диапазоне условий. Поэтому пробные значения параметров выбирались так, чтобы, с одной стороны, опираться на наблюдательные данные для М87 как наиболее хорошо изученного источника, а с другой — охватывать диапазон условий, характерный для более широкого класса АЯГ.

Геометрия джета

В качестве характерной полной ширины джета была принята величина 0.5 пк, а для перевода в угловые единицы при расчёте спектральной плотности потока использовался угловой масштаб 0.1 пк/мсд. Такой выбор соответствует порядку величины, ожидаемому для близких АЯГ, разрешённых на субпарсековых масштабах. В частности, оценки ширины джета в области излома для выборки из 12 источников лежат в диапазоне порядка 0.1–1 пк, с максимальным значением 1.20 ± 0.04 пк [70]. Для М87 — ближайшего источника с хорошо разрешённым на субпарсековых масштабах джетом — угловой масштаб составляет 0.08 пк/мсд, а ширина субпарсекового джета имеет порядок нескольких мсд. Следует подчеркнуть, что в расчётах задаётся собственная полная ширина джета, тогда как наблюдаемая ширина восстанавливается по хребтовой линии и поперечному профилю интенсивности, аппроксимируемому одной или несколькими гауссианами с ограничением по ширине на полувысоте; подробнее соответствующая процедура описана в [71; 72].

Для исследования роли угла наблюдения были выбраны два характерных значения: 15° , более типичное для радиогалактик без выраженных контрджетов, и 5° , более типичное для квазаров [70; 73–75]. Такое разделение позволяет проследить влияние самого угла наблюдения на формируемые профили интенсивности при прочих равных параметрах. При этом значение 15° хорошо согласуется и с опубликованными оценками угла наблюдения для М87, лежащими в диапазоне от 14° до 19° [8; 15; 76–78]. В дальнейшем источники с указанными

углами наблюдения условно обозначаются как радиогалактики и квазары, имея в виду именно выбранные значения углов наблюдения, а не строгую классификацию объектов.

Параметры МГД-решения

Начальная замагниченность выбиралась исходя из характерных наблюдаемых скоростей в джетах согласно (1.20) и (1.21). Для М1 в качестве опорных были рассмотрены значения $\sigma_M = 5$ и 20, соответствующие порядку величины Лоренц-факторов, наблюдаемых в М87 на малых и больших масштабах, где получены оценки $\Gamma \sim 3$ [15] и $\Gamma \sim 10$ [79]. Кроме того, в расчёты было включено значение $\sigma_M = 50$, позволяющее проследить влияние более высоких скоростей и одновременно охватить диапазон, представляющий интерес для блазаров, для которых по данным РСДБ-кинематики оцениваются Лоренц-факторы вплоть до ~ 50 [75]. Для модели М2 соответствующие значения σ_M были перенормированы таким образом, чтобы сохранялся тот же верхний предел скоростей. Точные значения $\Gamma_{\max}$ для рассматриваемых поперечных сечений джета приведены в табл. 1.1; при этом необходимо подчеркнуть, что соотношения (1.20) и (1.21) задают общий масштаб максимально достижимых скоростей для рассматриваемых моделей, тогда как в табл. 1.1 приведены значения $\Gamma_{\max}$ для конкретных выбранных поперечных сечений джета.

Для исследования роли поперечного масштаба течения были выбраны два универсальных значения безразмерной ширины джета, $d_{R_L} = 25$ и 100. Они соответствуют двум характерным соотношениям между радиусом светового цилиндра и полной шириной джета: в первом случае центральный кор занимает почти всю ширину джета, во втором — лишь малую её долю. Такой выбор позволяет проследить, как наличие центрального кора, характерный размер которого составляет несколько R_L [46], влияет на формируемые профили интенсивности. При этом указанные значения использовались в двух различных постановках. В первой из них фиксировалась геометрическая ширина джета, так что варьирование d_{R_L} позволяло исследовать влияние относительного размера центрального кора. Во второй, напротив, фиксировался радиус светового цилиндра, так что изменение d_{R_L} соответствовало изменению расстояния рассматриваемого попе-

Модель	σ_M	d_{RL}	$\Gamma_{\max}$
M1	5	25	4.0
M1	5	100	4.4
M1	20	25	9.9
M1	20	100	13.4
M1	50	25	15.0
M1	50	100	25.9
M2	5	25	3.1
M2	5	100	3.7
M2	20	25	6.6
M2	20	100	10.4
M2	50	25	9.0
M2	50	100	18.5

Таблица 1.1 — Максимальный Лоренц-фактор $\Gamma_{\max}$ для поперечных сечений джета, рассмотренных при моделировании.

речного сечения от центральной машины. Результатам моделирования в рамках этих постановок посвящены разд. 1.4.1 и 1.4.2 соответственно.

Наконец, полный магнитный поток задавался через максимальную оптическую толщину в поперечном сечении: рассматривались предельные оптически тонкий и оптически толстый случаи, а также промежуточные значения. С учётом сильной поперечной стратификации оптической толщи такие значения имеют условный характер, однако именно в этой постановке полный магнитный поток параметризует весь диапазон возможных поперечных профилей интенсивности при прочих фиксированных параметрах.

Выбор МГД-параметров моделирования суммирован в табл. 1.2.

Распределение излучающих частиц

В качестве пробного значения показателя степени распределения излучающих частиц по энергиям в настоящей работе было выбрано $p = 2$. Такое значение лежит в пределах диапазона, предсказываемого современными моделями ускорения частиц: для магнитного перезамыкания методом частиц в ячейках получены

Параметр	Пробные значения
Модель	M1, M2
σ_M	5, 20, 50
θ	5° , 15°
(d_{R_L}, R_L) (при фиксированной ширине d)	(25, 0.01 пк), (100, 0.025 пк)
(d_{R_L}, R_L) (при фиксированном R_L)	(25, 0.01 пк), (100, 0.01 пк)

Таблица 1.2 — Параметры МГД-моделей, использованные при моделировании поперечных профилей интенсивности в двух постановках выбора значений радиуса светового цилиндра — в режиме фиксированной геометрической ширины джета и в режиме фиксированного радиуса светового цилиндра.

значения p от 1.5 до 4 [17; 18], для ускорения на ударных волнах при малой замагниченности — порядка $p \approx 2.5$ [80], а гибридные симуляции дают значения вплоть до $p \sim 3.1$ [81].

Наблюдательные оценки также допускают широкий диапазон значений p . Так, в работе [82] по выборке из 319 источников был получен средний спектральный индекс $\alpha = -0.68$ на частотах 2 и 8 ГГц, тогда как в [83] по выборке из 190 источников, использовавшей четыре РСДБ-частоты в диапазоне от 8 до 15 ГГц, найдено значение $\alpha = -1.04 \pm 0.03$. При этом необходимо учитывать, что стандартная процедура построения карт спектрального индекса по РСДБ-данным может приводить к искусственному укрупнению спектра [84]. В этих условиях значение $p = 2$ рассматривается в настоящей работе как характерный пробный параметр, позволяющий исследовать влияние внутренней структуры джета на профили интенсивности без излишнего расширения пространства параметров. Дополнительным аргументом в пользу такого выбора служит его согласие с недавними высокочувствительными РСДБ-наблюдениями M87 на частотах 8 и 15 ГГц [13].

1.4 Случай излучения всей плазмы в джете

Сначала рассмотрим результаты моделирования в предположении, что в излучении участвует весь объём плазмы в джете, предсказываемый МГД-моделями. Рассмотрение этого, хотя и заведомо предельного, случая важно, поскольку МГД-моделирование задаёт верхнюю границу для количества излучающей плазмы. Поэтому, если результаты моделирования не согласуются с наблюдениями во всём исследуемом пространстве параметров, это указывает на необходимость ограничить пространственное распределение излучающей плазмы, то есть считать, что в излучении участвует лишь часть частиц.

1.4.1 Режим фиксированной геометрической ширины джета – вклад центрального кора

Результаты моделирования в режиме фиксированной геометрической ширины джета представлены на рис. 1.1 и 1.2. Напомним, что в этом режиме значения R_L выбираются так, чтобы рассматриваемые сечения соответствовали одной и той же геометрической ширине джета, 0.5 пк, но разной безразмерной ширине, выраженной в радиусах светового цилиндра, то есть разному относительному размеру центрального кора.

Кратко прокомментируем обозначения на рисунках. На рис. 1.1 и 1.2, как и далее, сплошными линиями показаны идеальные профили, то есть непосредственные результаты решения уравнения переноса излучения, а штрихованными — профили, свёрнутые с диаграммой направленности. Профили в верхней и нижней частях этих рисунков построены для моделей M1 и M2 соответственно, при этом различные строки соответствуют различным значениям безразмерной ширины джета, d_{R_L} , а различные столбцы — различным значениям начальной замагниченности, σ_M . Цвет кривых задаёт максимальную оптическую толщину в поперечном сечении джета, $\tau_{\max}$. Для рисунков, содержащих большое число зависимостей с существенно различающимися амплитудами, кривые с $\tau_{\max} \geq 1$ отложены по левой оси y , а кривые с $\tau_{\max} < 1$ — по правой; в остальных случаях все зависимости отложены по одной оси y . Во всех случаях использована круглая

диаграмма направленности с полной шириной на полувысоте, равной 0.1 от ширины сечения джета (0.5 мсд).

Ниже последовательно рассмотрим, как на поперечные профили интенсивности влияют угол наблюдения, начальная замагниченность, оптическая толщина и наличие медленной оболочки.

Угол наблюдения

В проведённом моделировании поперечные профили интенсивности для квазаров (рис. 1.1) в среднем более уширены, чем аналогичные профили для радиогалактик (рис. 1.2). Причина этого эффекта состоит в том, что в релятивистском течении синхротронное излучение сосредоточено в узком конусе с углом полураскрыва порядка Γ^{-1} вокруг направления скорости плазмы. При меньшем угле наблюдения луч зрения охватывает большую часть поперечного сечения джета, из которой излучение оказывается доплеровски усиленным, тогда как при большом угле наблюдения внутри этого конуса оказывается меньшая часть джета. В результате профили интенсивности оказываются в среднем более узкими. Следовательно, при одинаковой собственной ширине джета источники с меньшим углом наблюдения должны иметь большие наблюдаемые размеры. Это различие связано не с собственной геометрией джета, а с релятивистской направленностью излучения.

Начальная замагниченность

Как показано в разд. 1.3.1, начальная замагниченность определяет максимально достижимый Лоренц-фактор течения в джете. Поэтому при больших значениях σ_M в рассматриваемых моделях реализуются в среднем более высокие скорости течения. Это отражается в форме поперечных профилей интенсивности следующим образом.

Для малой начальной замагниченности поперечные профили остаются почти симметричными, тогда как при большой начальной замагниченности их

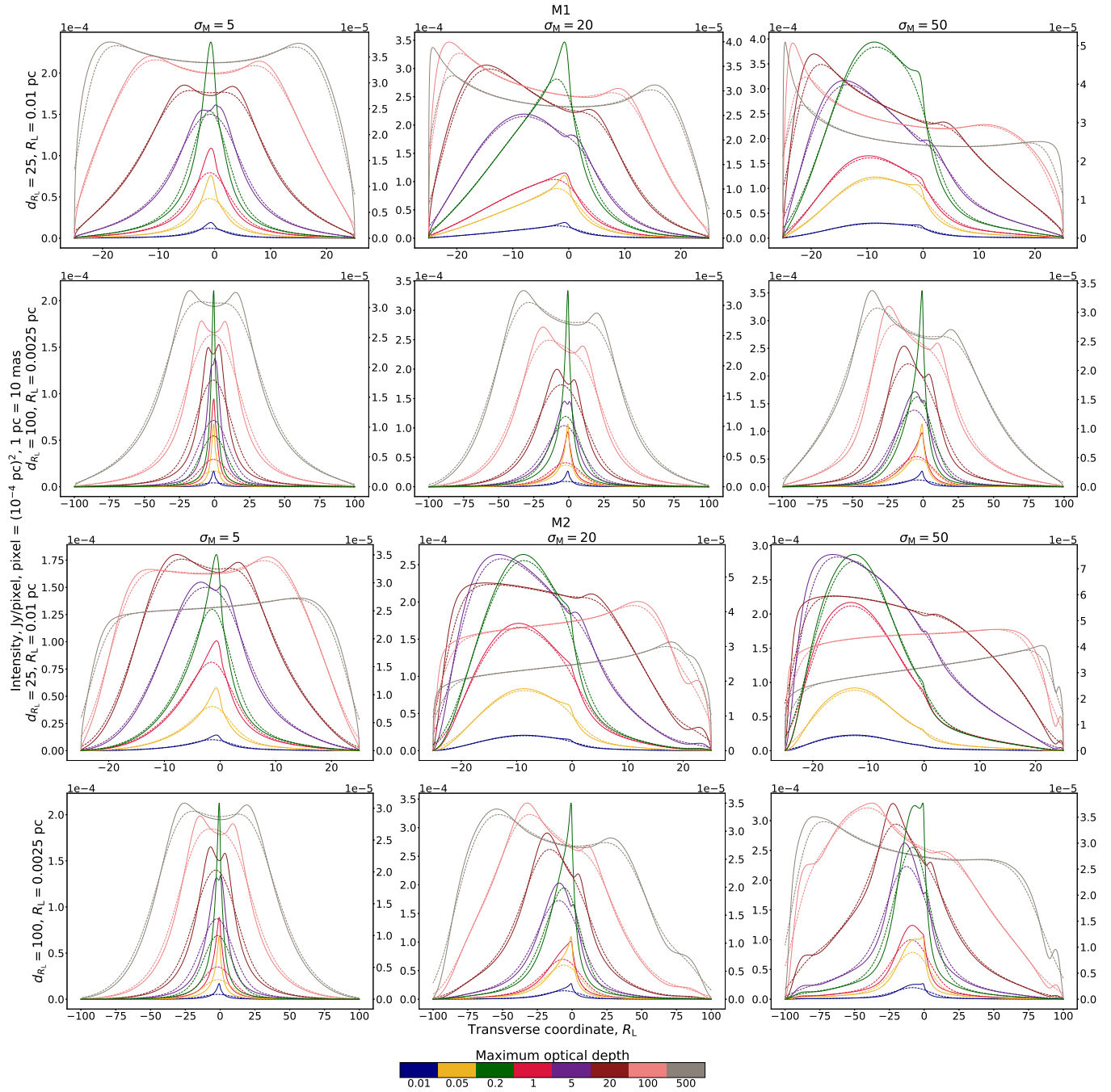


Рисунок 1.1 — Поперечные профили интенсивности при угле наблюдения 5° в режиме фиксированной геометрической ширины джета для случая, когда излучает вся плазма джета. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4. Физические величины для зависимостей, приведённых на данном рисунке, суммированы в табл. 1.6 и 1.7.

асимметрия становится существенной. Под симметричным здесь понимается профиль, у которого центральный экстремум расположен вблизи оси джета, а уярчение к краю, если оно присутствует, наблюдается у обоих его краёв. Главный вклад в возникновение асимметрии даёт доплеровское усиление, обусловленное наличием тороидальной скорости порядка $0.1 c$: на одном краю джета эта ком-

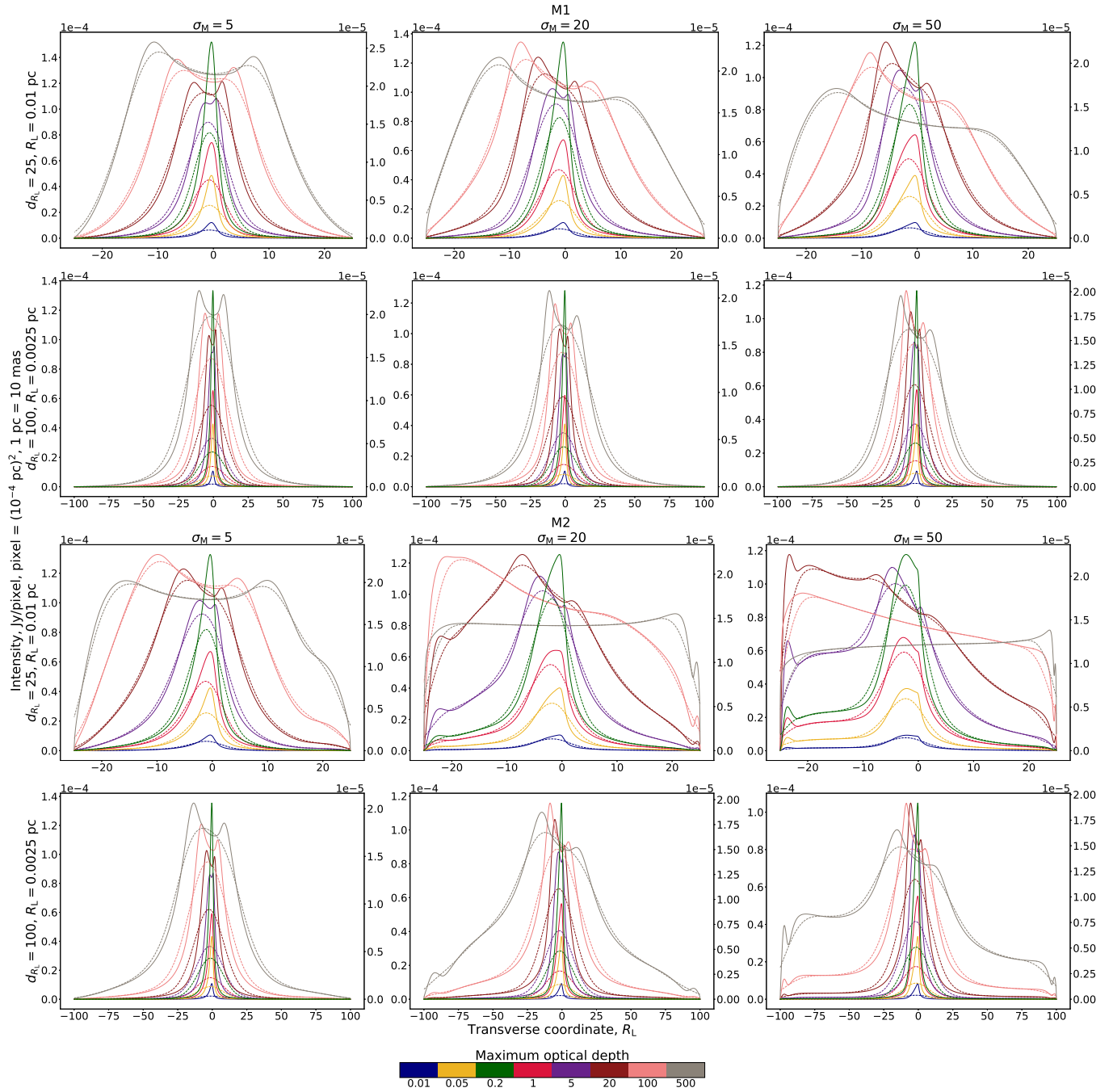


Рисунок 1.2 — Поперечные профили интенсивности при угле наблюдения 15° в режиме фиксированной геометрической ширины джета для случая, когда излучает вся плазма джета. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4. Физические величины для зависимостей, приведённых на данном рисунке, суммированы в табл. 1.3 и 1.8.

понента скорости направлена в сторону наблюдателя, а на противоположном — от него.

Поскольку изменение Лоренц-фактора само по себе также приводит к изменению угла наблюдения в собственной системе отсчёта плазмы вследствие релятивистской абберации, мы отдельно проверили роль этого эффекта. Для этого

были рассмотрены профили с различной начальной замагниченностью, но при искусственно занулённой тороидальной скорости. Оказалось, что вклад одной только аберрации несущественен, так что асимметрия профилей определяется прежде всего именно различием доплеровского усиления на двух краях джета. Кроме того, степень асимметрии зависит и от угла наблюдения: характерная граница между почти симметричным и заметно асимметричным режимами задаётся условием $\theta \sim 1/\Gamma$, то есть тем, попадает ли луч зрения внутрь конуса релятивистского усиления.

В случае больших Лоренц-факторов асимметрия проявляется как смещение максимума интенсивности относительно хребтовой линии джета в сторону того его края, где скорость плазмы имеет проекцию на луч зрения к наблюдателю. Этот эффект может быть выражен настолько сильно, что наблюдаемым оказывается лишь один из краёв джета (см. столбцы для $\sigma_M = 50$). Поскольку на этой стороне джета проекция тороидального магнитного поля на луч зрения сохраняет один и тот же знак, наблюдаемая фарадеевская мера вращения также должна иметь один знак. Такая мера вращения действительно наблюдается в ряде источников, например, в 3C 78, 4C +40.24, S5 0212+73, 3C 111, DA 406 [14]. Следовательно, наблюдение меры вращения одного знака само по себе не свидетельствует об отсутствии тороидальной компоненты магнитного поля в джете. Напротив, оно может быть естественным следствием сильной поперечной асимметрии интенсивности при больших Лоренц-факторах, порядка $\Gamma \gtrsim 20$, когда противоположный край джета может не проявляться в наблюдениях из-за ограниченной чувствительности и конечного динамического диапазона.

Влияние больших Лоренц-факторов на поперечную асимметрию джета может быть проверено по РСДБ-наблюдениям. Однако такая проверка осложняется по меньшей мере двумя обстоятельствами. Во-первых, как показано в [85] на выборке MOJAVE, для значительного числа источников подлинная геометрия джета проявляется лишь на стаковых картах, то есть на картах, полученных суммированием наблюдений за несколько эпох. Во-вторых, кинематические измерения по данным РСДБ характеризуют не обязательно скорость самой плазмы, а скорость распространения ярких паттернов вдоль джета. Тем не менее, более надёжные ограничения на характерные скорости дают методы, использующие одновременные многочастотные РСДБ-наблюдения и частотно-зависимый сдвиг радиоядра: многоэпоховый анализ переменности самого сдвига радиоядра позволяет проследить смещения положения радиоядра во время вспышек и по скорости

этих смещений оценить характерные скорости течения в области радиоядра [86], а совместный анализ величины сдвига радиоядра, измеренной между двумя частотами, и межчастотной задержки радиовспышки позволяет оценить скорость как отношение расстояния между соответствующими положениями радиоядра к времени прохождения возмущения между ними [87].

Оптическая толщина

Более детально роль оптической толщи раскрывается на рис. 1.3, где для одного из наборов модельных параметров приведены поперечный профиль оптической толщи на 15.4 ГГц при $\tau_{\max} = 1$, поперечные профили интенсивности на 15.4 и 8.4 ГГц и соответствующий спектральный индекс. В силу значительной стратификации поперёк джета средняя по поперечному сечению оптическая толщина значительно ниже, чем её максимальное значение. Например, для сечений с $d_{R_L} = 25$ различие между средним и максимальным значениями составляет порядок величины. Хотя отношение максимального значения к среднему отличается от модели к модели, использование в качестве параметра именно максимальной оптической толщи для всех моделей оправдано для хорошо разрешённых источников, поскольку в этом случае наличие поперечного градиента оптической толщи может быть подтверждено наличием поперечного градиента спектрального индекса. Как видно из рис. 1.3, спектральный индекс порядка 1–2 в центральной части джета может сопровождаться оптически прозрачными краями джета.

В оптически прозрачном режиме излучение от центрального кора доминирует над излучением от остальной части джета. С увеличением оптической толщи различие между ярким центральным кором и слабо излучающими краями становится менее выраженным, что морфологически более благоприятно, но при этом существенно возрастает суммарная интенсивность, как будет отдельно обсуждаться в разд. 1.6. В большинстве случаев достаточно большие значения максимальной оптической толщи, порядка 5 и выше, приводят к формированию двухгорбого профиля, однако степень его выраженности зависит от выбора параметров, влияющих на симметрию профиля. В наблюдениях большая оптическая толщина связана не только с мощностью джета, но и с частотой наблюдения, и хотя зависимость оптической толщи от полного магнитного потока и от частоты

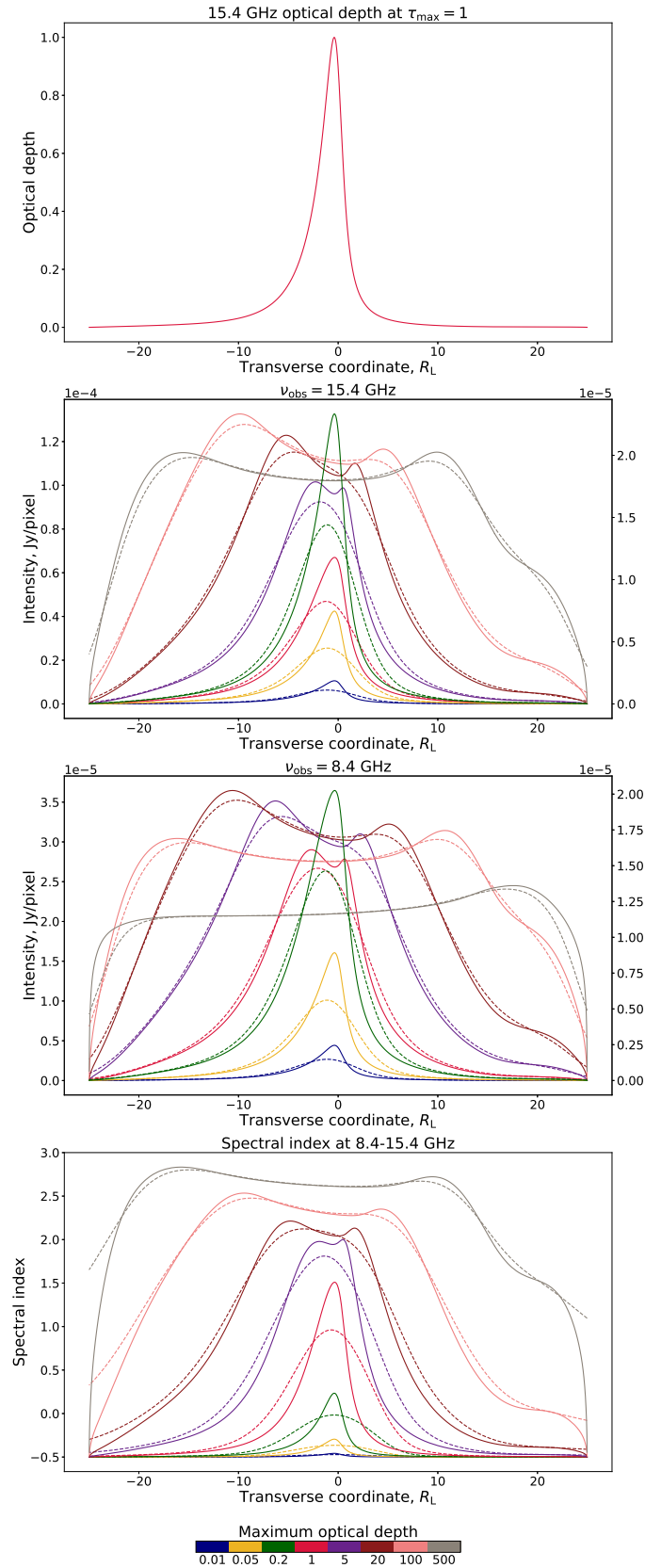


Рисунок 1.3 — Поперечные профили для модели (M2, $\sigma_M = 5$, $d_{R_L} = 25$) при угле наблюдения 15° : оптическая толща на 15.4 ГГц при $\tau_{\max} = 1$, интенсивность на 15.4 и 8.4 ГГц и соответствующий спектральный индекс. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4.

наблюдения неодинакова, качественно эти зависимости ведут себя сходным образом. Тем самым моделирование показывает, что в слабо замагниченных джетах АЯГ при понижении частоты наблюдения может происходить переход от профиля интенсивности, уярчённого к центру, к профилю, уярчённому к краю. В частности, подобный эффект имеет место в 3C 273 [10].

При сильной асимметрии профиля тот же механизм может приводить к дополнительному эффекту — смене уярчённого края при увеличении оптической толщи. Этот эффект иллюстрируют сечения с высокой замагниченностью $\sigma_M = 50$ и малой безразмерной шириной джета $d_{RL} = 25$ для обоих рассмотренных углов наблюдения в М2 (см. третий ряд и правый столбец на рис. 1.1 и 1.2). Механизм возникновения этого эффекта аналогичен переходу от центрально уярчённого к уярчённому к краю профилю интенсивности: в тех частях джета, где излучение сильнее, сильнее оказывается и поглощение, поэтому при достаточно большой оптической толще эти области становятся менее яркими, чем области, которые излучают слабее, но и слабее поглощают. Однако такое поведение возникает только в М2 за счёт наличия медленной оболочки, поскольку в М1, где замедления к краю нет, вектор скорости определяется в первую очередь поперечной компонентой и не возникает дисбаланса в коэффициентах излучения и поглощения для приближающегося и удаляющегося краёв джета. Поэтому наблюдения такого эффекта — на разных частотах и/или на разных расстояниях от центральной машины (см. разд. 1.4.2) — позволят сделать более надёжные выводы о наличии этой оболочки.

Медленная оболочка

В М2, как обсуждалось в разд. 1.1.3, Лоренц-фактор уменьшается по направлению к границе джета вплоть до единицы. В результате в сильно замагниченных джетах внешняя область может становиться уярчённой. Этот эффект прослеживается и в профилях для угла наблюдения 5° , но более явно он выражен при 15° . Тем самым наличие медленной оболочки в М2 можно рассматривать как одно из возможных объяснений наблюдаемой трёхгорбой поперечной структуры (например, [13; 78]).

При этом важно подчеркнуть, что само по себе замедление течения к границе джета не обязательно приводит к уярчению к краю. В ряде случаев оно приводит лишь к уплощению поперечного профиля интенсивности. Это хорошо видно, например, для зависимостей при максимальной оптической толщине в диапазоне 0.2–5 на графиках для радиогалактик (рис. 1.2). В тех областях джета, где Лоренц-фактор уже мал, одновременно уменьшаются концентрация плазмы и амплитуда магнитного поля, так что коэффициент излучения оказывается пониженным; в результате сочетание слабого собственного излучения с дебустингом даёт уплощённый, а не уярченный к краю профиль. Лишь непосредственно у границы джета рост концентрации частиц начинает компенсировать этот эффект, что и приводит к локальному росту интенсивности.

Следовательно, для формирования выраженной трёхгорбой поперечной структуры недостаточно одного только замедления течения во внешней области джета. Необходимо, чтобы медленная оболочка сочеталась с достаточно высокой концентрацией излучающих частиц у границы джета. Именно поэтому такой эффект наиболее отчётливо проявляется в сильно замагниченных джетах, наблюдаемых под сравнительно большими углами и характеризующихся достаточно большим радиусом светового цилиндра. В частности, для М87, наблюдаемого под углом 17.2 ± 3.3 [15], такие условия могут быть реализованы; кроме того, для этого источника предсказывается большой радиус светового цилиндра – порядка $R_L \sim 10^{-2}$ пк [66].

Условия формирования трёхгорбого профиля интенсивности

Таким образом, формирование трёхгорбого поперечного профиля интенсивности требует одновременного выполнения двух условий:

1. наличия центрального кора с умеренными значениями оптической толщи,
2. наличия оптически прозрачных краёв джета с медленным течением и повышенной концентрацией излучающих частиц.

Последнее, в частности, может быть связано с увлечением вещества из окружающей среды, например из дискового ветра [12; 88–91].

Следует также отметить, что поперечные профили интенсивности дополнительно сглаживаются при свёртке с диаграммой направленности. Для использованных нами размеров диаграммы направленности, характерных для обработки наблюдений M87 (см., например, [13]), большинство мелкомасштабных паттернов оказываются ненаблюдаемыми: ср. сплошные кривые, соответствующие непосредственному решению уравнения переноса, и штрихованные кривые, соответствующие свёртке с диаграммой направленности, для случая $\sigma_M = 50$ вблизи границы джета.

1.4.2 Режим фиксированного радиуса светового цилиндра – эволюция поперечного профиля излучения вдоль джета

Помимо анализа зависимости поперечного профиля интенсивности от внутренней структуры джета на фиксированном расстоянии от центральной машины, рассмотрим также режим фиксированного радиуса светового цилиндра, в котором вариация безразмерной ширины джета соответствует удалению вдоль течения. Тем самым можно проследить эволюцию поперечного профиля излучения вдоль джета.

Профили интенсивности на рис. 1.4 показывают, как ранее полученные зависимости для $d_{R_L} = 25$ эволюционируют вдоль течения вплоть до $d_{R_L} = 50$ и 100 при фиксированном радиусе светового цилиндра. При увеличении безразмерной ширины джета модельные параметры и частота наблюдения сохраняются; поэтому зависимости, обозначенные одним и тем же цветом в разных столбцах, соответствуют одной и той же модели на разных расстояниях от центральной машины. Для центрального и правого столбцов области джета с $r > 25$ были обрезаны для наглядности и ввиду низкой интенсивности по краям. На данном рисунке использована круглая диаграмма направленности с полной шириной на полувысоте, равной 0.1 от ширины сечения джета при $d_{R_L} = 25$ (0.5 мсд).

Для моделей с низкой начальной замагниченностью и, соответственно, сравнительно малым Лоренц-фактором течения (см. первую строку графиков) поперечные профили остаются симметричными, а по мере удаления от центральной машины происходит переход от двухгорбой структуры к одnogорбой.

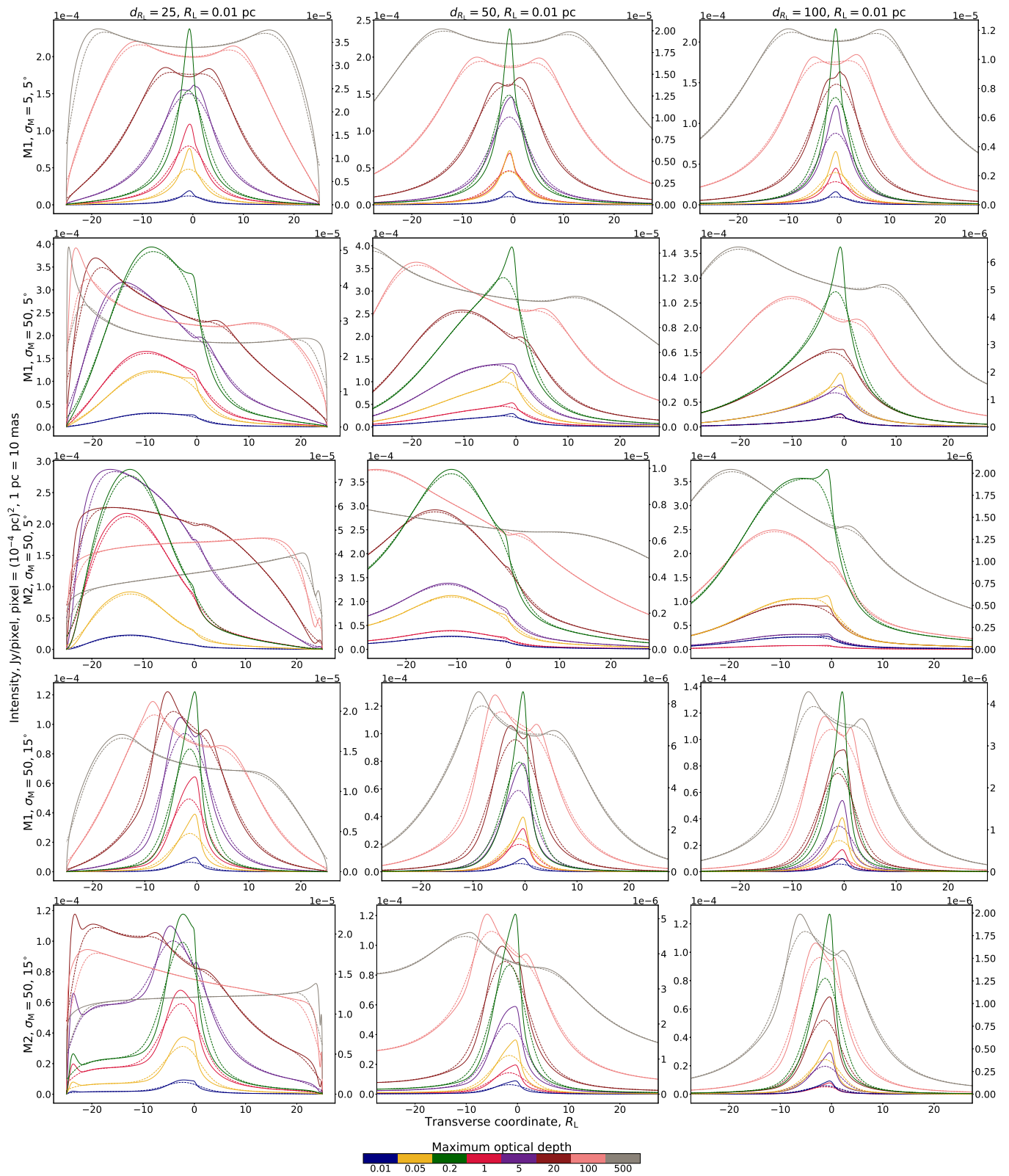


Рисунок 1.4 — Поперечные профили интенсивности для поперечных сечений джета на разных расстояниях от центральной машины в режиме фиксированного радиуса светового цилиндра для случая, когда излучает вся плазма джета. Расстояние возрастает слева направо; каждый ряд соответствует заданному сочетанию модели, начальной замагниченности и угла наблюдения. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4. Физические величины для зависимостей, приведённых на данном рисунке, суммированы в табл. 1.11.

Это указывает на то, что стратификация джета может влиять на наблюдаемое изменение позиционного угла вдоль джета. Так, на графиках, соответствующих $\sigma_M = 50$ и углу наблюдения 5° в M1 и M2 (см. вторую и третью строки), видно, что для оптически прозрачных кривых максимум интенсивности при движении вдоль джета заметно смещается относительно хребтовой линии. Следовательно, даже для прямого джета за счёт стратификации внутренней структуры и оптической толщи может наблюдаться постепенное изменение видимого позиционного угла джета. Аналогичный, хотя и менее выраженный, эффект имеет место и при большем угле наблюдения (см. четвертую и пятую строки). Небольшое изменение направления хребтовой линии действительно наблюдается и в M87 [13], однако в этой работе оно интерпретируется как эффект, связанный со спиральной структурой потока и развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, тогда как в рассматриваемом здесь случае сходное по наблюдательному проявлению смещение возникает в рамках стационарной осесимметричной МГД-модели джета за счёт стратификации течения и оптической толщи.

Кроме того, для оптически прозрачного джета амплитуда интенсивности в целом уменьшается с увеличением расстояния от центральной машины, тогда как для оптически толстого джета она в основном сохраняет тот же порядок величины. Таким образом, оптическая толщина влияет не только на форму поперечного профиля, но и на характер его эволюции вдоль джета.

1.5 Модифицированные распределения излучающей плазмы

В предыдущем разделе было показано, что в случае, когда в излучении участвует вся плазма джета, поперечные профили интенсивности могут демонстрировать уярчение к краю и трёхгорбую структуру, однако этот результат остаётся ограниченным. Соответствующие профили возникают лишь в части пространства параметров, а само уярчение к краю во многих случаях выражено слабо и имеет скорее принципиальное значение: оно показывает возможность формирования такой морфологии в рамках рассматриваемых МГД-моделей, но не обеспечивает достаточно устойчивого воспроизведения наблюдаемых профилей. Поэтому необходимо рассмотреть более реалистичные распределения

излучающей плазмы, в которых нетепловые частицы локализованы не по всему поперечному сечению джета, а преимущественно в тех его областях, где возможны эффективное ускорение и нагрев. В настоящем разделе рассматриваются несколько таких распределений и анализируется их влияние на поперечные профили интенсивности.

1.5.1 Ограничение излучения центрального кора

В качестве первого модифицированного распределения рассмотрим случай, в котором вклад центральной области джета в излучение ограничен, а излучающие нетепловые частицы преимущественно сосредоточены во внешнем слое. Такая постановка мотивирована тем, что вблизи границы джета могут возникать условия для эффективного ускорения частиц.

В частности, взаимодействие джета с окружающей средой или дисковым ветром может приводить к развитию пинчевых возмущений, вовлечению вещества окружающей среды в периферийную область джета, замедлению внешнего слоя и формированию структуры типа быстрый канал – медленная оболочка [20]. Для рассматриваемых МГД-моделей такая локализация излучающих частиц согласуется также с внутренней структурой магнитного поля: в центральном коре преобладает полоидальная компонента, тогда как во внешней области возрастает роль тороидального поля; в магнитнодоминированных джетах подобная конфигурация может быть связана с развитием пинчевых неустойчивостей, возбуждением ударных волн и формированием внутренней субструктуры потока [19]. Мотивацию для краевой локализации излучающих частиц даёт также моделирование джета M87, в котором закрученные филаменты между HST-1 и узлом A интерпретируются как проявление поверхностной моды неустойчивости Кельвина–Гельмгольца; при этом уярчение к краю и сохранение излучения вдоль реального джета указывают на необходимость дополнительных процессов локального ускорения частиц [21].

Отдельно отметим, что модель с линейными интегралами движения подходит для рассмотрения сдвигового ускорения на границе джета: в этой модели Лоренц-фактор течения достигает максимума вблизи внешней границы, где релятивистская плазма с $\Gamma \gg 1$ взаимодействует с окружающей средой, имеющей

нерелятивистские объёмные скорости [22; 23]. Не задавая конкретный механизм ускорения самосогласованно, мы параметризуем возможное ограничение излучения центрального кора с помощью ступенчатой функции с двумя параметрами:

$$f(r, k_{\text{ratio}}, k_r) = \begin{cases} k_{\text{ratio}}, & r < k_r d, \\ 1, & k_r d \leq r \leq d. \end{cases} \quad (1.29)$$

Здесь r обозначает радиальную координату, а d соответствует внешней границе джета. Параметры функции удовлетворяют условиям $0 < k_{\text{ratio}} < 1$ и $0 < k_r < 1$. Коэффициент k_{ratio} задаёт уменьшение нормировки распределения нетепловых частиц в центральной области $r < k_r d$, тогда как во внешнем слое $k_r d \leq r \leq d$ нормировка сохраняется неизменной. Таким образом, параметр k_r определяет положение границы между областью с ограниченной концентрацией нетепловых частиц и внешней областью, где их ускорение считается эффективным.

В расчётах результирующее распределение частиц задавалось как $n(r)f(r, k_{\text{ratio}}, k_r)$ и использовалось при вычислении коэффициентов излучения и поглощения (1.10) и (1.11). Такое применение одной и той же функции для обоих коэффициентов соответствует предположению, что пространственная модификация меняет только нормировку локального энергетического распределения нетепловых частиц, но не его форму. При этом ступенчатый вид функции (1.29) является феноменологическим приближением и не предполагает резкой физической границы между двумя областями джета. Поэтому при численном построении профилей переход между ними дополнительно линеаризовался; качественные выводы при этом не зависят от конкретного способа сглаживания.

Результирующие профили интенсивности для распределения нетепловых частиц $n(r)f(r, k_{\text{ratio}}, k_r)$ представлены на рис. 1.5. В качестве иллюстративного примера выбрана М2 с $k_{\text{ratio}} = 0.01$ и $k_r = 0.95$, то есть случай, когда в центральной области $r < k_r d$ в синхротронном переносе участвует 1 процент нетепловых частиц. Поскольку при $k_r = 0.95$ ограничение действует почти во всём поперечном сечении, вид профиля определяется не только степенью ослабления центрального вклада, но и тем, как выбранная граница соотносится с собственной поперечной структурой МГД-решения. В этом отношении существенен параметр $d_{R_L} = d/R_L$: напомним, что при фиксированной ширине джета он задаёт, сколько радиусов светового цилиндра укладывается в поперечное сечение, и тем самым связан с относительной долей центрального кора и внешней области. Для моделей с большими d_{R_L} профили сохраняют выраженное центральное уярчение даже

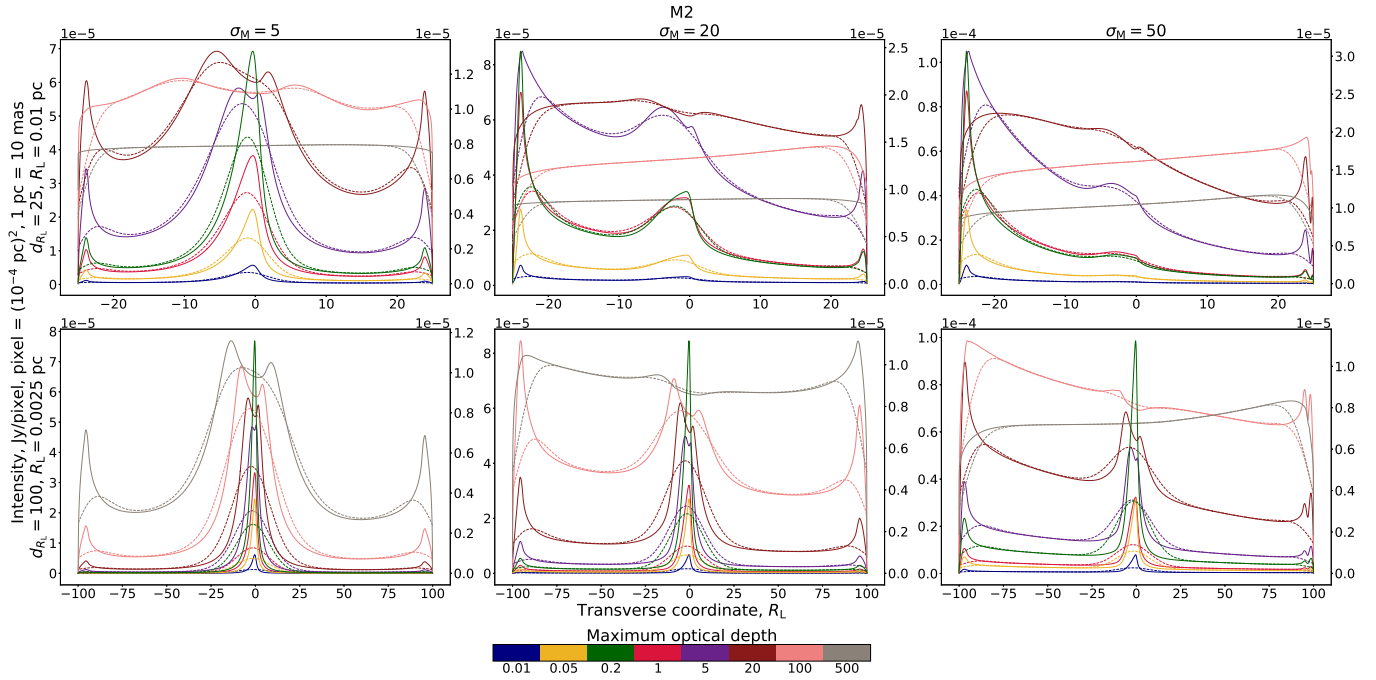


Рисунок 1.5 — Поперечные профили интенсивности в M2 при угле наблюдения 15° для модели с ограничением излучения центрального кора, задаваемым функцией (1.29) при $k_{\text{ratio}} = 0.01$ и $k_r = 0.95$. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4. Физические величины для приведённых зависимостей суммированы в табл. 1.4 и 1.9.

при сильном ограничении концентрации нетепловых частиц в коре. Напротив, при меньших d_{RL} такое ограничение оказывается достаточным для того, чтобы амплитуды интенсивности в центре и на краях джета стали сопоставимыми.

Как и в случае, когда в излучении участвует вся плазма джета, более симметричные профили получаются при меньшей замагниченности и/или меньшем радиусе светового цилиндра. Поэтому симметричные трёхгорбые профили в рамках рассматриваемых моделей требуют выполнения по крайней мере одного из двух условий: относительно низкого Лоренц-фактора течения, связанного с меньшей замагниченностью, и/или малого радиуса светового цилиндра, что при фиксированной ширине джета соответствует большим d_{RL} и может указывать на большой спин чёрной дыры. Таким образом, выбранные значения k_{ratio} и k_r задают феноменологически предпочтительный режим: вклад центрального кора ослаблен достаточно сильно, чтобы проявились краевые максимумы, но не исключён полностью, благодаря чему в профиле сохраняется центральный максимум. При этом ограничение концентрации нетепловых частиц в центральной области в среднем приводит к уменьшению абсолютной интенсивности

профилей; соответствующие количественные параметры подробнее обсуждаются ниже, в разд. 1.6.

Таким образом, ограничение концентрации нетепловых частиц в центральной коре позволяет существенно усилить уярчение к краю и получить трёхгорбые поперечные профили интенсивности. В рамках рассмотренной модели это указывает на то, что наблюдаемая краевая морфология может быть связана не только с распределениями скорости и магнитного поля, но и с поперечной неоднородностью самой излучающей плазмы. При этом предложенная функция $f(r, k_{\text{ratio}}, k_r)$ является феноменологической параметризацией и не задаёт самосогласованно механизм ускорения частиц, поэтому физическая реализация такого ограничения и степень ослабления вклада центральной области остаются открытыми вопросами. Близкие по смыслу подходы используются в GRMHD/GRRT-моделировании М87: в работах [36; 37] вклад высокозамагниченной осевой области джета ограничивается с помощью порога по локальной замагниченности σ_{cut} , так что излучение формируется преимущественно в менее замагниченной оболочке.

1.5.2 Омический нагрев

В качестве второго модифицированного распределения рассмотрим случай, в котором нормировка распределения излучающих частиц определяется локальной плотностью электрического тока в системе отсчёта плазмы. Такая постановка мотивирована тем, что области с повышенной плотностью тока могут быть связаны с диссипацией электромагнитной энергии и ускорением частиц. В качестве феноменологической реализации этой связи будем использовать зависимость $k_e \propto j^{*2}$, где j^* обозначает плотность электрического тока в системе отсчёта плазмы. Такая зависимость соответствует описанию омического нагрева при предположении, что эффективная проводимость и доля диссипируемой энергии, переходящая в излучающую компоненту, не меняются существенно поперёк джета. Аналогичная параметризация использовалась в работе [26] при моделировании линейной поляризации релятивистских джетов с крупномасштабным спиральным магнитным полем.

В осесимметричном случае токовая структура джета определяется поперечными градиентами магнитного поля. Для компонент электрического тока имеем

$$j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r}, \quad (1.30)$$

$$j_\phi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}. \quad (1.31)$$

Из этих выражений видно, что повышенная плотность тока возникает в тех областях, где тороидальная или полоидальная компоненты магнитного поля быстро меняются поперёк джета. В рассматриваемых МГД-моделях такая область присутствует в центральном коре: здесь существенный вклад в плотность тока даёт изменение тороидального магнитного поля. В М2, кроме того, возникает дополнительный максимум тока вблизи границы джета, связанный с резким уменьшением полоидального магнитного поля во внешней области [45].

Таким образом, распределение j^* уже содержит структуру, благоприятную для формирования трёхгорбого профиля интенсивности: максимум в центральной области и дополнительные максимумы вблизи краёв джета. При выборе $k_e \propto j^{*2}$ эти области получают наибольший вес в распределении излучающих частиц. Поэтому модель омического нагрева позволяет связать возможное уярчение к краю не с заданным вручную ограничением центрального кора, а с собственной токовой структурой МГД-решения.

Для нормировки распределения излучающих частиц зададим

$$k_e = n_{p,\gamma_{\min}}(r=0) \left(\frac{j^*}{\max_r j^*(r)} \right)^2. \quad (1.32)$$

Такая нормировка сохраняет пространственную зависимость $k_e \propto j^{*2}$, но ограничивает максимальное значение k_e максимумом полной концентрации плазмы в рассматриваемом поперечном сечении; в используемых МГД-моделях этот максимум достигается на оси джета. Как и в предыдущем подразделе, эта модификация относится только к пространственной нормировке распределения излучающих частиц; форма их энергетического спектра при этом не меняется.

Профили интенсивности для модели омического нагрева представлены на рис. 1.6. Поскольку распределение j^* имеет узко локализованные экстремумы, соответствующие максимумы интенсивности также оказываются значительно уже, чем в случае, когда в излучении участвует вся плазма джета. Это особенно заметно для центрального максимума: несмотря на большую локальную концентрацию излучающих частиц, после свёртки с диаграммой направленности

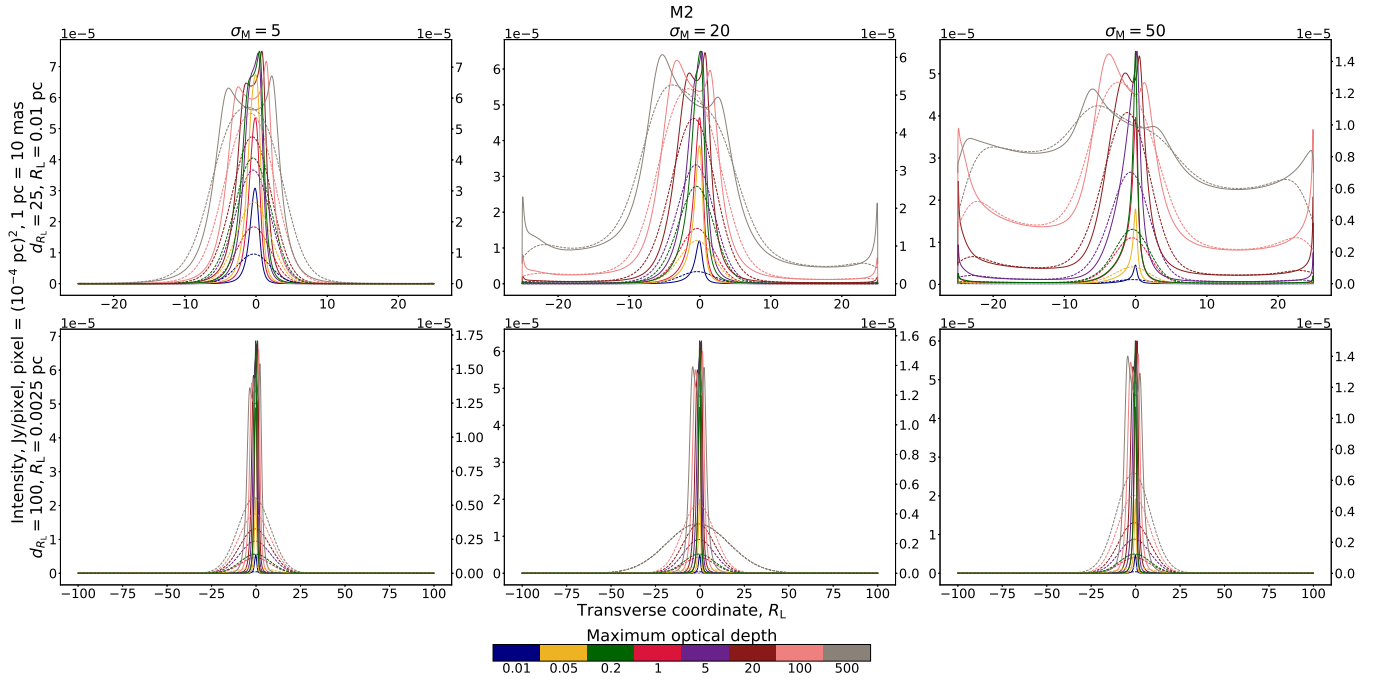


Рисунок 1.6 — Поперечные профили интенсивности в M2 при угле наблюдения 15° для модели омического нагрева, в которой $k_e \propto j^{*2}$. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4. Физические величины для приведённых зависимостей суммированы в табл. 1.5 и 1.10.

его вклад в наблюдаемую интенсивность существенно уменьшается. С ростом начальной замагниченности σ_M этот эффект становится более выраженным, поскольку поперечные градиенты магнитного поля возрастают, вследствие чего области повышенной плотности тока оказываются ещё более узко локализованными вблизи оси и границы джета.

При высокой замагниченности и достаточно большой оптической толще, $\tau_{\text{max}} \gtrsim 20$, максимум j^* вблизи границы джета становится достаточным для формирования краевого уярчения интенсивности (см., например, правый верхний график на рис. 1.6). Таким образом, модель омического нагрева может рассматриваться как один из механизмов, способных приводить к трёхгорбым поперечным профилям интенсивности. Важным следствием использования такого распределения излучающих частиц является также относительная симметрия получаемых профилей: оба края джета могут оставаться уярчёнными даже при высоком Лоренц-факторе течения.

1.5.3 Равнораспределение энергии

Наконец, рассмотрим модифицированное распределение, основанное на предположении о равнораспределении энергии между излучающими частицами и магнитным полем. Такое предположение используется, например, в [47; 48] и для принятого в настоящей работе распределения излучающих частиц по энергиям приводит к зависимости пространственной нормировки от плотности энергии магнитного поля в системе отсчёта плазмы, $k_e \propto B^{*2}$. В отличие от рассмотренных выше случаев, для такого распределения не ожидается ослабления излучения центрального кора, поскольку величина B^{*2} остаётся большой в центральной области джета.

Действительно, в рассматриваемых МГД-моделях полоидальное магнитное поле B_p в центральном коре почти постоянно [46], тогда как тороидальная компонента B_ϕ становится сравнимой с ним на расстоянии порядка радиуса светового цилиндра. За пределами R_L обе компоненты убывают, причём сохраняется соотношение $B_p/B_\phi = R_L/r$, а течение является релятивистским [31]. Для сильно замагниченного ускоряющегося течения справедливо $\Gamma \approx r/R_L$, поэтому в системе отсчёта плазмы обе компоненты магнитного поля имеют один порядок величины [26]:

$$\frac{B_p^*}{B_\phi^*} = \Gamma \frac{B_p}{B_\phi} \approx 1. \quad (1.33)$$

При дальнейшем увеличении r , в области $r > \sigma_M R_L$, тороидальная компонента в системе отсчёта плазмы может превосходить полоидальную. Однако в рассматриваемых поперечных сечениях величина B^{*2} остаётся максимальной в центральном коре. Поэтому при выборе $k_e \propto B^{*2}$ центральная область должна вносить определяющий вклад в излучение оптически прозрачного джета. Именно такой результат был получен в проведённых расчётах. Мы использовали нормировку

$$k_e = \min \left\{ \frac{B^{*2}}{8\pi mc^2}, n_{p,\gamma_{\min}} \right\}, \quad (1.34)$$

и не получили существенных отличий от случая, когда в излучении участвует вся плазма джета, во всём диапазоне рассмотренных модельных параметров.

1.6 Избыточная интенсивность в моделировании

Для случая, когда концентрация излучающих частиц совпадает с концентрацией холодной плазмы, предсказываемой МГД-моделью, максимальная интенсивность в модельных профилях оказывается значительно выше типичных значений, соответствующих наблюдениям MOJAVE [74]. Типичная собственная яркостная температура в наблюдениях составляет $(4.1 \pm 0.6) \times 10^{10}$ К [92], что для частоты наблюдения 15.4 ГГц и, например, круглой диаграммы направленности размером 1 мсд соответствует пиковой интенсивности на радиокарте порядка 8 Ян/луч. Поскольку при построении модельных профилей интенсивности использовалась та же наблюдательная частота MOJAVE, 15.4 ГГц, для сопоставления с наблюдаемыми значениями рассмотрим максимумы интенсивности в зависимостях с $\tau_{\max} = 1$, так как область, в которой оптическая толща имеет порядок единицы, традиционно связывается с наблюдаемым радиоядром джета. Максимальная амплитуда интенсивности в проведённом моделировании составляет порядка нескольких 10^{-4} Ян/пкс. Поскольку диаграмма направленности содержит примерно 10^6 пикселей, после свёртки это даёт значения пиковой интенсивности порядка 100 Ян/луч, что заметно выше типичных наблюдаемых значений в области радиоядра джета. Только в случае пренебрежимо малой оптической толщи пиковая интенсивность имеет порядок нескольких Ян/луч, то есть становится сопоставимой с оценкой, полученной выше из типичной яркостной температуры MOJAVE.

Анализ полученных профилей показывает, что во всех случаях, кроме экстремально оптически толстых, основной вклад в избыточную интенсивность вносит центральный кор. При этом существование плотного центрального ко-ра является устойчивым свойством самосогласованной МГД-структуры джета и воспроизводится также в независимом численном моделировании. Поэтому завышение интенсивности следует связывать не с наличием центрального ко-ра как такового, а с вопросом о том, какая доля холодной плазмы в этой области входит в излучающую компоненту.

Именно к этому вопросу относятся рассмотренные выше модели, в которых излучающая концентрация ограничивается по сравнению с полной концентрацией холодной плазмы. Хотя механизм ускорения частиц в них не задаётся самосогласованно, такие модели позволяют оценить, как уменьшение эффектив-

ной доли частиц, участвующих в синхротронном переносе, влияет на абсолютный уровень интенсивности и на форму поперечных профилей. В модели с ограничением излучения центрального кора эта доля задаётся явно: расчёты с k_{ratio} порядка 0.01 и ниже показывают, что для согласования абсолютного уровня интенсивности с наблюдениями требуется излучающая доля порядка процента или меньше. В модели омического нагрева уменьшение вклада центральной области возникает иначе: не за счёт общего понижающего множителя, а вследствие узкой локализации излучающей компоненты в областях повышенной плотности тока. В обоих случаях уменьшение числа частиц, эффективно участвующих в синхротронном переносе, позволяет снизить абсолютные значения интенсивности, сохраняя при этом основные эффекты, связанные со стратифицированной структурой джета. Следовательно, большая часть плазмы, по крайней мере в центральной области, должна оставаться холодной и не вносить существенного вклада в наблюдаемое синхротронное радиоизлучение. Полученная оценка излучающей доли порядка процента близка к доле частиц, попадающих в нетепловой хвост в PIC-моделировании слабозамагниченных релятивистских ударных волн [80; 93], тогда как модели магнитного перезамыкания дополнительно мотивируют локализованное формирование нетепловой компоненты в областях диссипации магнитной энергии [17].

1.7 Обсуждение

1.7.1 Сводный анализ профилей интенсивности при излучении всей плазмы

На рис. 1.7 приведена сводка поперечных профилей интенсивности, свёрнутых с диаграммой направленности, для моделей, в которых вся имеющаяся плазма джета излучает согласно степенному распределению по энергиям. Рассмотрены профили с $\tau_{\text{max}} = 1$; верхняя и нижняя части рисунка соответствуют углам наблюдения 5° и 15° соответственно. Это значение максимальной оптической толщи выбрано как характерное для области радиоядра джета, хотя стратифицированные модели, рассматриваемые в настоящей работе, нельзя напрямую отождествлять с моделью Блэндфорда–Кёнигла, где радиоядро определяется как область, в которой оптическая толщина имеет порядок единицы.

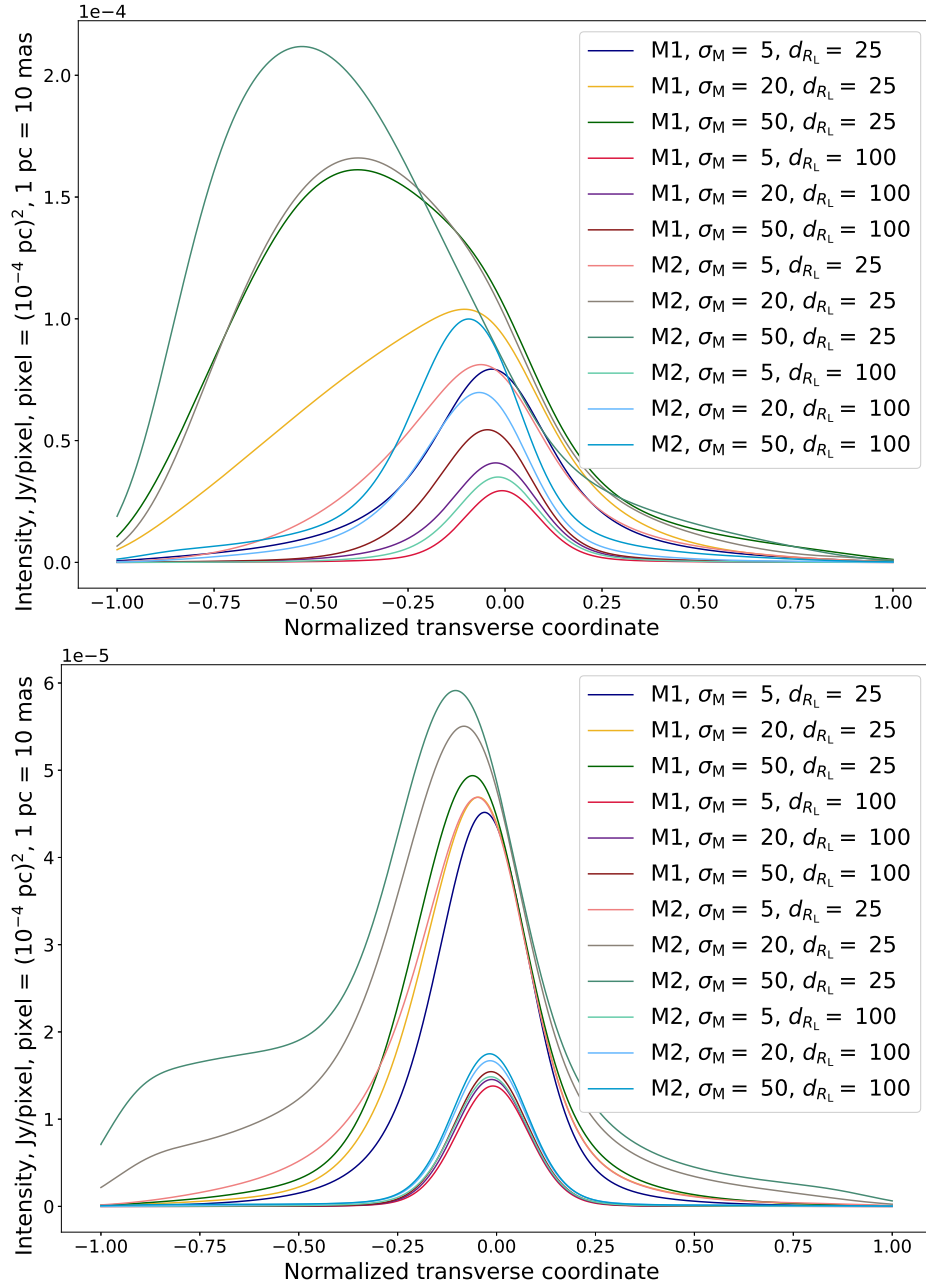


Рисунок 1.7 — Сводка поперечных профилей интенсивности, свёрнутых с диаграммой направленности, при $\tau_{\max} = 1$ для случая, когда излучает вся плазма джета. Углы наблюдения составляют 5° и 15° для верхней и нижней частей рисунка соответственно. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4.

Как было показано выше, модели с малыми значениями d_{RL} и высокой начальной замагниченностью σ_M приводят к выраженной асимметрии поперечных профилей. Для массы центральной чёрной дыры, близкой к оцениваемой для M87, малые d_{RL} соответствуют малому спину чёрной дыры. Среди рассмотренных моделей с излучением всей плазмы нет ни одной, которая приводила бы к разрешимому уярчению обоих краёв джета. Наиболее близким к такому режиму оказывается решение с полным замыканием тока внутри джета,

высокой начальной замагниченностью и большим спином центральной чёрной дыры (см. зависимости в нижней правой части рис. 1.2). Чтобы проверить влияние дальнейшего увеличения замагниченности, была дополнительно рассмотрена модель с $\sigma_M = 200$; соответствующие профили, представленные на рис. 1.8, показывают, что при большом спине чёрной дыры рост σ_M действительно делает уярчение к краю более симметричным и лучше разрешимым.

Близкие выводы о влиянии спина чёрной дыры, замагниченности и геометрии магнитного поля на морфологию синхротронного излучения были получены и ранее. В моделировании изображений M87 на масштабах горизонта событий [33] было показано, что спин чёрной дыры влияет на структуру синтетического изображения: в модели без вращения чёрной дыры изображение оказывалось более простым и асимметричным, тогда как в модели с быстро вращающейся чёрной дырой формировалась более сложная структура, связанная с релятивистским усилением в спиральном потоке. В RMHD-моделировании релятивистских замагниченных джетов с избыточным давлением относительно внешней среды (*overpressured jets*) [94] спиральное магнитное поле приводило к поперечной асимметрии излучения, а рост замагниченности мог усиливать концентрацию излучения в центральной области при предположении, что энергия нетепловой компоненты составляет постоянную долю тепловой энергии. В синтетических радиокартах, построенных по 3D RMHD-моделям с учётом переноса излучения [27], было также показано, что тороидальная геометрия магнитного поля приводит к уярчению к краю, полоидальная — к уярчению центральной области, а спиральная — к промежуточной асимметричной морфологии.

В то же время профили интенсивности, демонстрирующие разрешимую поперечную стратификацию, соответствуют оптически толстым и избыточно ярким джетам. Поэтому результаты моделирования показывают, что профили с несколькими максимумами в наблюдательных данных трудно объяснить только кинематическими эффектами, связанными с высокими Лоренц-факторами течения: необходимо учитывать также распределение излучающей плазмы поперёк джета.

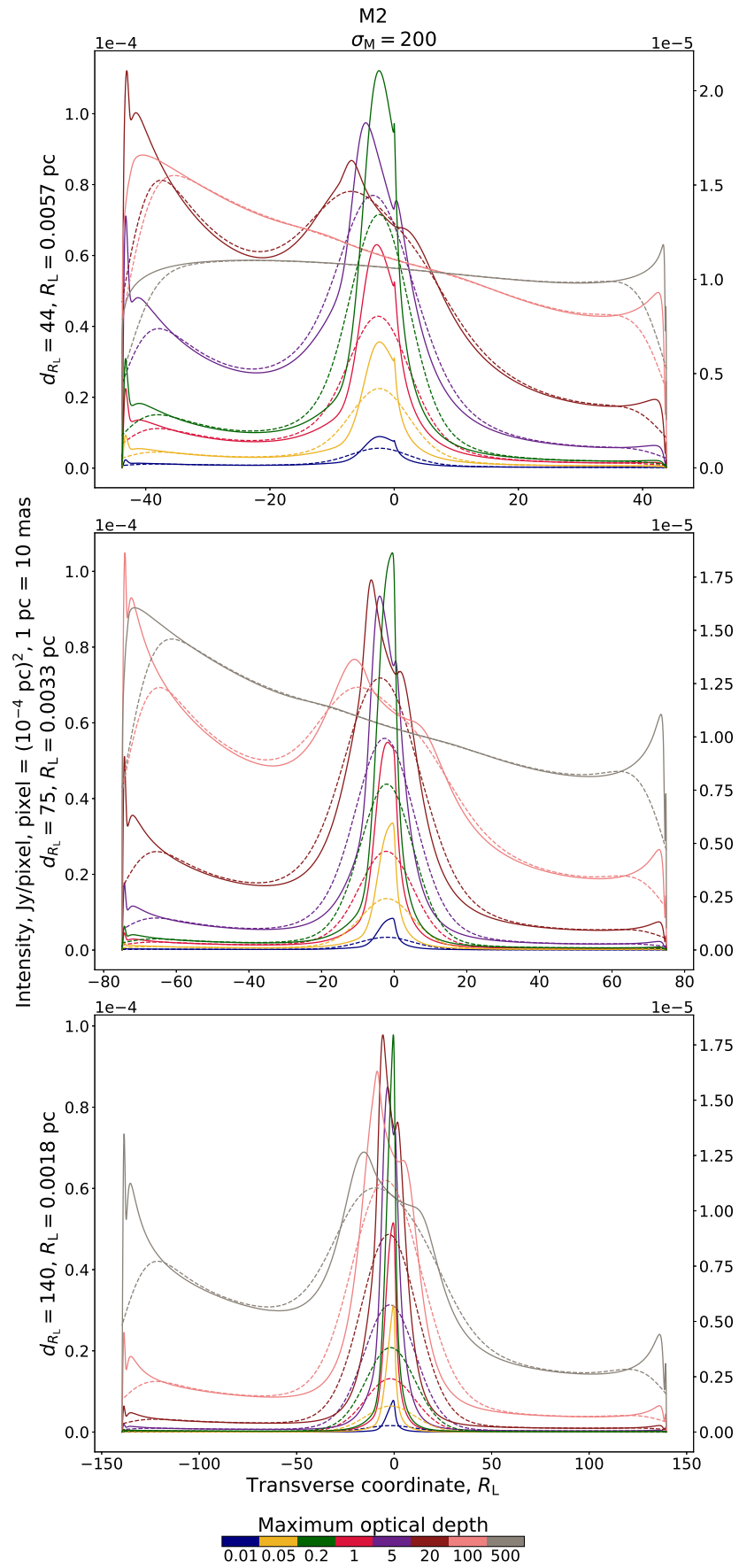


Рисунок 1.8 — Поперечные профили интенсивности в M2 при угле наблюдения 15° для случая, когда излучает вся плазма джета, при высокой начальной замагниченности, $\sigma_M = 200$. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4.

1.7.2 Сопоставление с моделью Блэндфорда–Кёнигла

Чтобы косвенно оценить, насколько физические величины, полученные в моделировании, соотносятся с характерными значениями, используемыми при интерпретации наблюдений, сопоставим найденные концентрации излучающих частиц с оценками, следующими из классической модели Блэндфорда–Кёнигла [48]. Такое сопоставление носит условный характер, поскольку рассматриваемые в настоящей работе джеты имеют поперечно стратифицированную структуру и не сводятся напрямую к однородной конической модели. Тем не менее модель Блэндфорда–Кёнигла часто используется для оценки физических параметров по наблюдательным данным, поэтому сравнение с ней позволяет проверить, насколько полученные в моделировании концентрации излучающих частиц отличаются от стандартных эвристических оценок. В этой модели магнитное поле и нормировка распределения излучающих частиц на расстоянии r от центральной машины задаются соотношениями

$$B(r) = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right), \quad (1.35)$$

$$k_e(r) = k_{e,0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2. \quad (1.36)$$

Эти зависимости соответствуют конической геометрии джета и равномерному распределению между энергиями магнитного поля и излучающих частиц. В качестве опорных значений были выбраны $B_0 = 1$ Г и $k_{e,0} = 10^3$ см⁻³ на расстоянии $r_0 = 1$ пк (например, [49]).

Для сопоставления с моделированием рассматривались зависимости с $\tau_{\max} = 1$ при угле наблюдения 15° . Для каждого набора параметров — модели тока, начальной замагниченности и безразмерной ширины джета — по поперечному сечению определялись максимальное и среднее значения магнитного поля, $B_{\max}$ и B_{av} , а также максимальная и средняя концентрации излучающих частиц, $n_{\max}$ и n_{av} . Затем эти величины усреднялись по всем рассмотренным наборам параметров. Таким образом были получены $\langle B_{\max} \rangle$, $\langle B_{\text{av}} \rangle$, $\langle n_{\max} \rangle$ и $\langle n_{\text{av}} \rangle$. После этого по значению $\langle B_{\max} \rangle$ вычислялась концентрация излучающих частиц, которую предсказывает модель Блэндфорда–Кёнигла. Полученные значения приведены в последних двух строках табл. 1.3, 1.4 и 1.5.

В случае, когда в излучении участвует вся плазма джета (табл. 1.3), значения $\langle n_{\max} \rangle$ и $\langle n_{\text{av}} \rangle$ оказываются соответственно примерно на два и на один порядок

M	σ_M	d_{R_L}	$\Psi_0,$ 10^{34} Гс см ²	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг с ⁻¹	$n_{\text{max}},$ см ⁻³	$n_{\text{av}},$ см ⁻³	$B^*_{\text{max}},$ Г	$B^*_{\text{av}},$ Г	$I_{\text{max}},$ μЯн/пкс
M1	5	25	1.77	1.25	2276	244	0.069	0.017	45.17
M1	20	25	3.21	4.12	1322	150	0.088	0.026	46.91
M1	50	25	5.58	12.43	1028	122	0.098	0.033	49.38
M1	5	100	0.22	0.32	5781	159	0.087	0.008	13.80
M1	20	100	0.49	1.54	4485	128	0.122	0.012	14.55
M1	50	100	0.83	4.36	2934	87	0.118	0.014	15.44
M2	5	25	1.06	0.44	1298	172	0.089	0.025	46.90
M2	20	25	3.17	4.02	855	120	0.106	0.038	55.05
M2	50	25	5.75	13.18	685	100	0.122	0.050	59.14
M2	5	100	0.14	0.13	3444	108	0.111	0.011	14.86
M2	20	100	0.49	1.54	2523	82	0.127	0.016	16.70
M2	50	100	1.05	7.00	2202	75	0.135	0.020	17.49
average					2400	130	0.106		
БК					11		0.106		

Таблица 1.3 — Физические величины для зависимостей, приведённых на рис. 1.2, при $\tau_{\text{max}} = 1$. В предпоследней строке представлены усреднённые по моделям магнитное поле и концентрация частиц; в последней строке указаны значения концентрации, предсказываемые для такого магнитного поля моделью Блэндфорда–Кёнигла (см. описание метода в разд. 1.7.2).

величины выше, чем оценки модели Блэндфорда–Кёнигла. При этом если бы концентрация в модели Блэндфорда–Кёнигла оценивалась по $\langle B_{\text{av}} \rangle$, а не по $\langle B_{\text{max}} \rangle$, расхождение было бы ещё больше. Это указывает на то, что полная концентрация плазмы, предсказываемая МГД-моделью, существенно превышает концентрацию излучающих частиц, ожидаемую из оценки Блэндфорда–Кёнигла.

Для модели с ограничением излучения центрального кора, в которой вклад центральной области ослаблен до уровня 1% (табл. 1.4), значение $\langle n_{\text{max}} \rangle$ всё ещё примерно на порядок превосходит оценку Блэндфорда–Кёнигла, тогда как $\langle n_{\text{av}} \rangle$ оказывается с ней одного порядка. Следовательно, согласование характерной концентрации излучающих частиц с оценкой Блэндфорда–Кёнигла требует, чтобы область с ослабленным вкладом в излучение занимала большую часть поперечного сечения джета.

M	σ_M	d_{R_L}	$\Psi_0,$ 10^{34} Гс см ²	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг с ⁻¹	$n_{\text{max}},$ см ⁻³	$n_{\text{av}},$ см ⁻³	$B^*_{\text{max}},$ Г	$B^*_{\text{av}},$ Г	$I_{\text{max}},$ μЯн/пкс
M2	5	25	3.32	4.40	1507	67	0.281	0.079	27.26
M2	20	25	8.49	28.75	1698	46	0.284	0.101	34.18
M2	50	25	10.06	40.39	919	19	0.214	0.087	41.23
M2	5	100	0.45	1.27	436	22	0.350	0.035	8.41
M2	20	100	1.55	15.35	915	21	0.400	0.050	9.89
M2	50	100	3.30	69.41	1581	22	0.424	0.063	12.21
average					1180	33	0.326		
BK					106		0.326		

Таблица 1.4 — То же, что и в табл. 1.3, но для зависимостей, приведённых на рис. 1.5.

M	σ_M	d_{R_L}	$\Psi_0,$ 10^{34} Гс см ²	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг с ⁻¹	$n_{\text{max}},$ см ⁻³	$n_{\text{av}},$ см ⁻³	$B^*_{\text{max}},$ Г	$B^*_{\text{av}},$ Г	$I_{\text{max}},$ μЯн/пкс
M2	5	25	1.33	0.70	2048	65	0.112	0.032	18.33
M2	20	25	4.49	8.03	1708	37	0.150	0.053	15.46
M2	50	25	9.86	38.78	2016	21	0.209	0.085	11.07
M2	5	100	0.17	0.19	5054	45	0.134	0.013	4.61
M2	20	100	0.62	2.46	4029	31	0.160	0.020	4.27
M2	50	100	1.36	11.81	3715	26	0.175	0.026	4.04
average					3100	38	0.157		
BK					25		0.157		

Таблица 1.5 — То же, что и в табл. 1.3, но для зависимостей, приведённых на рис. 1.6.

В модели омического нагрева (табл. 1.5) значение $\langle n_{\text{max}} \rangle$ остаётся очень большим, поскольку при высокой замагниченности и большом спине центральной чёрной дыры электрический ток в системе отсчёта плазмы оказывается узко локализованным (см. разд. 1.5.2). Поэтому для сопоставления с моделью Блэндфорда–Кёнигла более показательнее среднее значение концентрации, $\langle n_{\text{av}} \rangle$. Оно отличается от оценки Блэндфорда–Кёнигла менее чем в два раза. Таким образом, среди рассмотренных вариантов распределения излучающей плазмы —

случая, когда в излучении участвует вся плазма джета, модели с ограничением излучения центрального кора и модели омического нагрева — именно омический нагрев даёт наилучшее соответствие между средней концентрацией излучающих частиц в моделировании и оценкой, следующей из модели Блэндфорда–Кёнигла.

1.7.3 Сводный анализ профилей интенсивности при ограниченной излучающей компоненте

На рис. 1.9 приведена сводка поперечных профилей интенсивности, свёрнутых с диаграммой направленности, для моделей с ограничением излучения центрального кора. Рассмотрены профили при $\tau_{\max} = 1$ и угле наблюдения 15° . В верхней части рисунка вклад центральной области ослаблен до уровня 1% от полной концентрации плазмы, в нижней — до уровня 0.1%. Полученные профили показывают, что качественное воспроизведение трёхгорбой структуры действительно требует, чтобы в синхротронном переносе участвовала лишь малая доля плазмы центрального кора. При этом среднее значение оптической толщи для приведённых профилей имеет порядок 0.01 даже при $\tau_{\max} = 1$, то есть такие модели в целом остаются близкими к оптически прозрачному режиму. Отметим, что близкая роль пространственного распределения излучающих электронов проявлялась и в работах [34; 35]. В [34] симметричное уярчение к краю получалось при параметрически заданном распределении нетепловых электронов вне оси джета; авторы подчёркивают, что такая морфология может ограничивать как пространственное распределение электронов, так и механизм загрузки джета частицами. В [35] трёхгорбая структура M87 воспроизводилась в той же общей постановке: центральный максимум связывался с релятивистским усилением, а краевые максимумы — с усиленным магнитным полем и повышенной концентрацией электронов у границы джета.

На рис. 1.10 показаны поперечные профили интенсивности для модели с экстремально высокой начальной замагниченностью, $\sigma_M = 200$, и распределением излучающей плазмы, соответствующим омическому нагреву. В этом случае варьировалась только максимальная оптическая толщина, поскольку электрический ток сильно локализован вблизи оси джета, а область эффективного омического нагрева занимает малую часть поперечного сечения. Поэтому даже большие

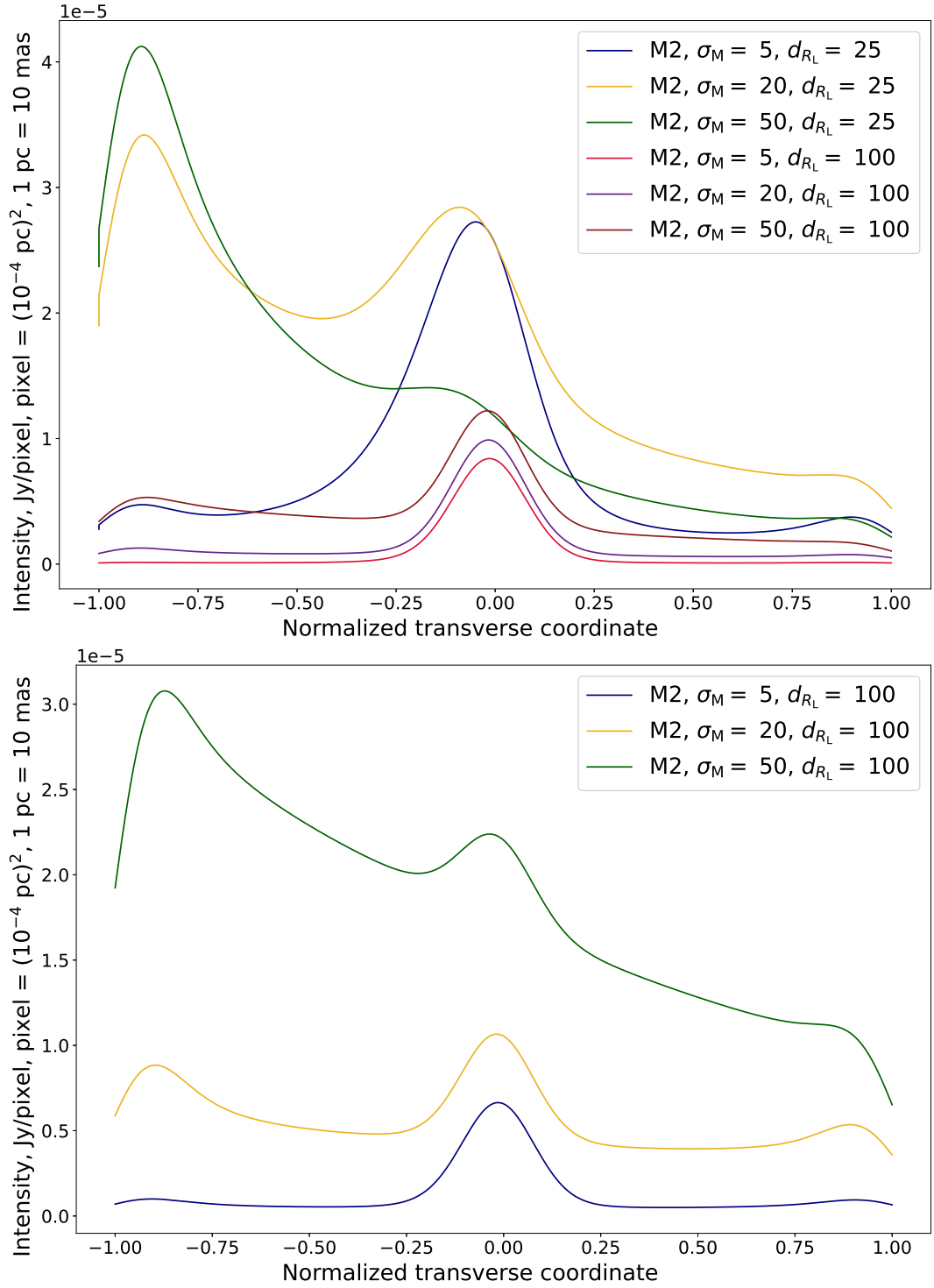


Рисунок 1.9 — Сводка поперечных профилей интенсивности, свёрнутых с диаграммой направленности, при $\tau_{\max} = 1$ и угле наблюдения 15° для моделей с ограничением излучения центрального кора, задаваемым функцией (1.29) при $k_r = 0.95$. В верхней части рисунка нормировка распределения нетепловых частиц в центральной области ослаблена до уровня $k_{\text{ratio}} = 0.01$, в нижней — до уровня $k_{\text{ratio}} = 0.001$. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4.

значения максимальной оптической толщи не означают, что источник в целом является оптически толстым. Например, при $\tau_{\max} = 500$ среднее значение оп-

тической толщи составляет лишь $\tau_{\text{average}} \approx 6 \cdot 10^{-4}$, так что такой источник следует интерпретировать как оптически прозрачный. Приведённые профили показывают, что модель омического нагрева может давать симметричные уярчённые к краю профили интенсивности, причём абсолютные значения интенсивности оказываются наиболее близкими к наблюдаемым среди рассмотренных в настоящей главе вариантов распределения излучающей плазмы.

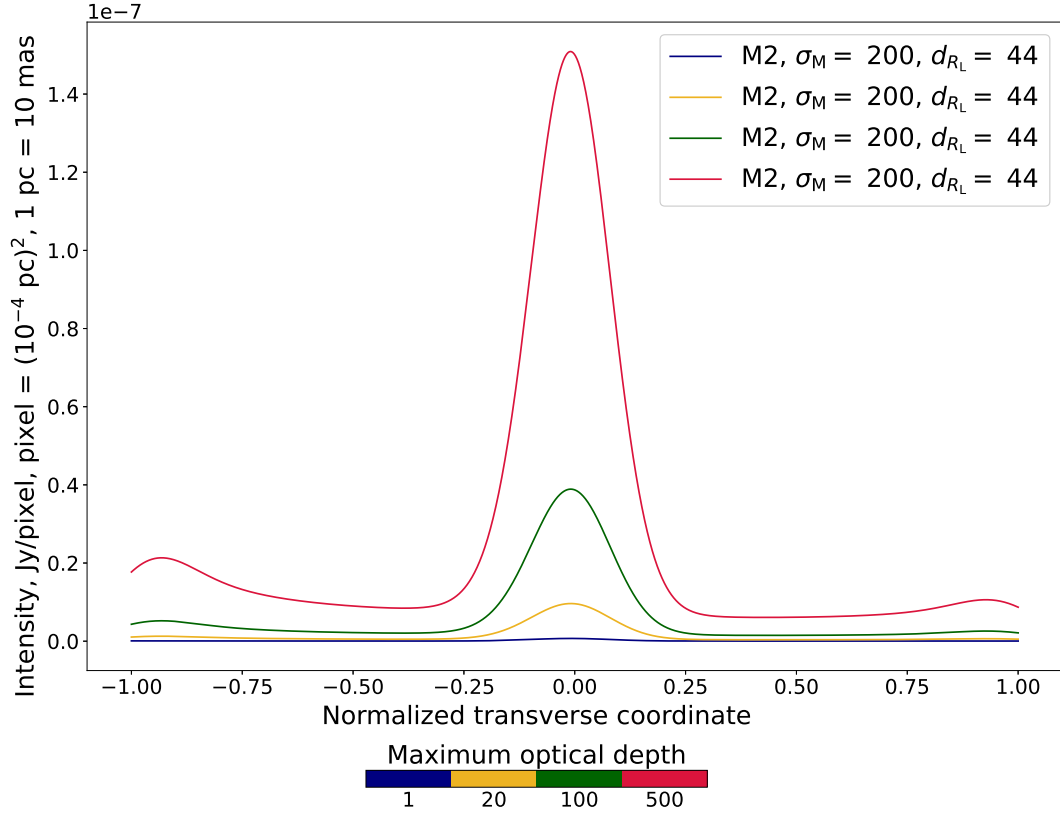


Рисунок 1.10 — Поперечные профили интенсивности, свёрнутые с диаграммой направленности, при угле наблюдения 15° для модели омического нагрева с экстремально высокой начальной замагниченностью, $\sigma_M = 200$. См. принятые обозначения в начале разд. 1.4.

1.7.4 Диапазоны физических параметров моделей

Помимо физических величин, представленных в табл. 1.3, 1.4 и 1.5, рассмотрим также параметры, полученные для угла наблюдения 5° (табл. 1.6 и 1.7), для максимальной оптической толщи $\tau_{\text{max}} = 0.01$ и 100 (табл. 1.8, 1.9 и 1.10), а также для режима фиксированного радиуса светового цилиндра (табл. 1.11). При

построении таблиц были выбраны три характерных значения максимальной оптической толщи: $\tau_{\max} = 0.01, 1$ и 100 , соответствующие существенно оптически прозрачному режиму, области, в которой оптическая толщина имеет порядок единицы, и оптически толстому режиму.

За исключением нескольких оптически толстых случаев, полный магнитный поток имеет порядок $10^{33} - 10^{34}$ Гс см². Мощность джета в большинстве моделей составляет $10^{43} - 10^{44}$ эрг с⁻¹ по порядку величины; отдельные значения порядка 10^{42} эрг с⁻¹ соответствуют слабо замагниченным джетам, тогда как значения порядка 10^{45} эрг с⁻¹ получаются для сильно замагниченных джетов.

M	σ_M	d_{RL}	$\Psi_0,$ 10^{34} Гс см ²	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг с ⁻¹	$n_{\max},$ см ⁻³	$n_{\text{av}},$ см ⁻³	$B^*_{\max},$ Г	$B^*_{\text{av}},$ Г	$I_{\max},$ μЯн/пкс
M1	5	25	1.41	0.80	1453	156	0.055	0.014	79.35
M1	20	25	2.51	2.52	807	91	0.069	0.020	103.92
M1	50	25	4.26	7.25	599	71	0.075	0.025	161.21
M1	5	100	0.18	0.20	3717	102	0.069	0.006	29.44
M1	20	100	0.35	0.77	2237	64	0.086	0.009	40.85
M1	50	100	0.65	2.68	1806	54	0.093	0.011	54.46
M2	5	25	0.84	0.28	828	110	0.071	0.020	81.21
M2	20	25	2.44	2.38	507	71	0.082	0.029	166.05
M2	50	25	3.65	5.32	276	40	0.078	0.031	211.80
M2	5	100	0.11	0.08	2195	69	0.088	0.009	35.05
M2	20	100	0.38	0.93	1530	50	0.099	0.012	69.76
M2	50	100	0.80	4.09	1288	44	0.103	0.015	99.94

Таблица 1.6 — Физические величины для максимальной оптической толщи $\tau_{\max} = 1$ для зависимостей на рис. 1.1.

M	σ_M	d_{RL}	$\tau_{\max}$	$\Psi_0,$ 10^{34} Гс см ²	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг с ⁻¹	$n_{\max},$ см ⁻³	$n_{\text{av}},$ см ⁻³	$B_{\max}^*,$ Г	$B_{\text{av}}^*,$ Г	$I_{\max},$ μЯн/пкс
M1	5	25	0.01	0.45	0.08	145	16	0.017	0.004	1.90
M1	5	25	100	4.47	7.98	14529	1557	0.173	0.044	216.00
M1	20	25	0.01	0.79	0.25	81	9	0.022	0.006	2.51
M1	20	25	100	7.94	25.15	8069	915	0.217	0.063	326.86
M1	50	25	0.01	1.35	0.72	60	7	0.024	0.008	3.83
M1	50	25	100	13.48	72.49	5995	713	0.237	0.079	323.53
M1	5	100	0.01	0.06	0.02	372	10	0.022	0.002	0.65
M1	5	100	100	0.56	2.03	37168	1024	0.219	0.019	163.44
M1	20	100	0.01	0.11	0.08	224	6	0.027	0.003	0.88
M1	20	100	100	1.10	7.67	22368	640	0.272	0.028	249.28
M1	50	100	0.01	0.20	0.27	181	5	0.029	0.003	1.17
M1	50	100	100	2.05	26.81	18063	537	0.294	0.034	293.00
M2	5	25	0.01	0.27	0.03	83	11	0.023	0.006	1.96
M2	5	25	100	2.67	2.84	8285	1095	0.225	0.063	174.45
M2	20	25	0.01	0.77	0.24	51	7	0.026	0.009	4.29
M2	20	25	100	7.73	23.84	5071	714	0.259	0.092	195.24
M2	50	25	0.01	1.15	0.53	28	4	0.025	0.010	5.79
M2	50	25	100	11.54	53.16	2763	404	0.245	0.099	177.24
M2	5	100	0.01	0.04	0.01	219	7	0.028	0.003	0.76
M2	5	100	100	0.36	0.81	21948	687	0.279	0.028	184.73
M2	20	100	0.01	0.12	0.09	153	5	0.031	0.004	1.50
M2	20	100	100	1.21	9.33	15300	499	0.312	0.039	323.09
M2	50	100	0.01	0.25	0.41	129	4	0.033	0.005	2.22
M2	50	100	100	2.53	40.95	12877	437	0.325	0.049	321.51

Таблица 1.7 — Физические величины для максимальной оптической толщи $\tau_{\max} = 0.01$ (оптически прозрачный джет) и $\tau_{\max} = 100$ (оптически толстый джет) для зависимостей на рис. 1.1.

M	σ_M	d_{R_L}	$\tau_{\max}$	$\Psi_0,$ 10^{34} $\Gamma \text{ с } \text{см}^2$	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг с^{-1}	$n_{\max},$ см^{-3}	$n_{\text{av}},$ см^{-3}	$B^*_{\max},$ Γ	$B^*_{\text{av}},$ Γ	$I_{\max},$ $\mu\text{Ян/пкс}$
M1	5	25	0.01	0.56	0.13	228	24	0.022	0.005	1.07
M1	5	25	100	5.60	12.50	22755	2439	0.217	0.055	129.97
M1	20	25	0.01	1.02	0.41	132	15	0.028	0.008	1.11
M1	20	25	100	10.16	41.20	13217	1498	0.277	0.081	122.46
M1	50	25	0.01	1.77	1.24	103	12	0.031	0.010	1.18
M1	50	25	100	17.65	124.30	10279	1222	0.311	0.103	106.40
M1	5	100	0.01	0.07	0.03	578	16	0.027	0.002	0.31
M1	5	100	100	0.70	3.16	57810	1593	0.274	0.024	87.31
M1	20	100	0.01	0.16	0.15	449	13	0.039	0.004	0.32
M1	20	100	100	1.55	15.38	44851	1283	0.385	0.039	87.79
M1	50	100	0.01	0.26	0.44	293	9	0.037	0.004	0.34
M1	50	100	100	2.61	43.55	29345	872	0.374	0.043	85.10
M2	5	25	0.01	0.33	0.04	130	17	0.028	0.008	1.11
M2	5	25	100	3.34	4.45	12976	1716	0.282	0.079	127.83
M2	20	25	0.01	1.00	0.40	85	12	0.034	0.012	1.33
M2	20	25	100	10.04	40.20	8549	1203	0.336	0.119	122.12
M2	50	25	0.01	1.82	1.32	68	10	0.039	0.016	1.48
M2	50	25	100	18.17	131.79	6849	1002	0.386	0.157	92.13
M2	5	100	0.01	0.04	0.01	344	11	0.035	0.003	0.33
M2	5	100	100	0.45	1.27	34438	1077	0.350	0.035	94.83
M2	20	100	0.01	0.16	0.15	252	8	0.040	0.005	0.37
M2	20	100	100	1.55	15.38	25235	823	0.401	0.050	88.54
M2	50	100	0.01	0.33	0.70	220	7	0.043	0.006	0.39
M2	50	100	100	3.31	70.02	22019	748	0.426	0.064	80.35

Таблица 1.8 — То же, что и в табл. 1.7, но для зависимостей на рис. 1.2.

M	σ_M	d_{R_L}	$\tau_{\max}$	$\Psi_0,$ 10^{34} Гс см ²	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг с ⁻¹	$n_{\max},$ см ⁻³	$n_{\text{av}},$ см ⁻³	$B^*_{\max},$ Г	$B^*_{\text{av}},$ Г	$I_{\max},$ μЯн/пкс
M2	5	25	0.01	1.05	0.44	151	7	0.089	0.025	0.65
M2	5	25	100	10.51	44.03	15070	674	0.887	0.250	60.52
M2	20	25	0.01	2.68	2.87	170	5	0.090	0.032	0.79
M2	20	25	100	26.84	287.46	16983	457	0.898	0.319	50.08
M2	50	25	0.01	3.18	4.04	92	2	0.068	0.027	0.96
M2	50	25	100	31.82	403.93	9191	188	0.676	0.274	60.89
M2	5	100	0.01	0.14	0.13	44	2	0.111	0.011	0.19
M2	5	100	100	1.41	12.69	4359	219	1.107	0.110	54.42
M2	20	100	0.01	0.49	1.54	91	2	0.127	0.016	0.22
M2	20	100	100	4.90	153.55	9147	207	1.266	0.159	59.13
M2	50	100	0.01	1.04	6.94	158	2	0.134	0.020	0.26
M2	50	100	100	10.43	694.06	15810	220	1.340	0.201	91.10

Таблица 1.9 — Физические величины для зависимостей, приведённых на рис. 1.5, для оптически прозрачного ($\tau_{\max} = 0.01$) и толстого ($\tau_{\max} = 100$) случаев.

M	σ_M	d_{R_L}	$\tau_{\max}$	$\Psi_0,$ 10^{34} Гс см ²	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг с ⁻¹	$n_{\max},$ см ⁻³	$n_{\text{av}},$ см ⁻³	$B^*_{\max},$ Г	$B^*_{\text{av}},$ Г	$I_{\max},$ μЯн/пкс
M2	5	25	0.01	0.42	0.07	205	6	0.035	0.010	9.58
M2	5	25	100	4.19	7.02	20480	646	0.354	0.100	54.94
M2	20	25	0.01	1.42	0.80	171	4	0.047	0.017	3.20
M2	20	25	100	14.19	80.32	17083	370	0.475	0.169	54.47
M2	50	25	0.01	3.12	3.88	202	2	0.066	0.027	0.26
M2	50	25	100	31.18	387.80	20156	213	0.662	0.269	48.02
M2	5	100	0.01	0.05	0.02	505	4	0.042	0.004	0.11
M2	5	100	100	0.54	1.86	50540	445	0.424	0.042	17.48
M2	20	100	0.01	0.20	0.25	403	3	0.051	0.006	0.10
M2	20	100	100	1.96	24.55	40286	313	0.506	0.064	18.72
M2	50	100	0.01	0.43	1.18	372	3	0.055	0.008	0.10
M2	50	100	100	4.30	118.15	37155	264	0.553	0.083	20.11

Таблица 1.10 — Физические величины для зависимостей, приведённых на рис. 1.6, для оптически прозрачного ($\tau_{\max} = 0.01$) и толстого ($\tau_{\max} = 100$) случаев.

M	σ_M	d_{R_L}	$\tau_{\max}$	$\Psi_0,$ 10^{34} $\Gamma \text{ c cm}^2$	$W_{\text{jet}},$ 10^{44} эрг c^{-1}	$n_{\max},$ cm^{-3}	$n_{\text{av}},$ cm^{-3}	$B^*_{\max},$ Γ	$B^*_{\text{av}},$ Γ	$I_{\max},$ $\mu\text{Ян/пкс}$
M1	5	50	0.01	0.45	0.08	112	6	0.013	0.002	0.94
M1	5	50	1	1.41	0.80	1120	61	0.042	0.006	46.00
M1	5	50	100	4.47	7.98	11196	612	0.133	0.020	194.21
M1	5	100	0.01	0.45	0.08	91	3	0.011	0.001	0.54
M1	5	100	1	1.41	0.80	912	25	0.034	0.003	28.35
M1	5	100	100	4.47	7.98	9119	251	0.109	0.010	177.07
M1	50	50	0.01	1.35	0.72	40	2	0.016	0.003	0.89
M1	50	50	1	4.26	7.25	402	24	0.050	0.010	45.66
M1	50	50	100	13.48	72.49	4017	239	0.159	0.032	357.26
M1	50	100	0.01	1.35	0.72	31	1	0.012	0.001	0.36
M1	50	100	1	4.26	7.25	305	9	0.038	0.004	19.53
M1	50	100	100	13.48	72.49	3052	91	0.121	0.014	259.04
M2	50	50	0.01	1.15	0.53	15	1	0.013	0.004	0.71
M2	50	50	1	3.65	5.32	151	11	0.042	0.011	38.44
M2	50	50	100	11.54	53.16	1513	109	0.134	0.035	374.31
M2	50	100	0.01	1.15	0.53	10	0	0.009	0.001	0.14
M2	50	100	1	3.65	5.32	104	4	0.029	0.004	7.87
M2	50	100	100	11.54	53.16	1045	35	0.093	0.014	245.54
M1	50	50	0.01	1.77	1.24	69	4	0.021	0.004	0.39
M1	50	50	1	5.58	12.43	689	41	0.066	0.013	19.83
M1	50	50	100	17.65	124.30	6888	410	0.208	0.041	115.86
M1	50	100	0.01	1.77	1.24	52	2	0.016	0.002	0.18
M1	50	100	1	5.58	12.43	523	16	0.050	0.006	9.83
M1	50	100	100	17.65	124.30	5234	156	0.158	0.018	107.68
M2	50	50	0.01	1.82	1.32	38	3	0.021	0.006	0.27
M2	50	50	1	5.75	13.18	375	27	0.067	0.018	14.36
M2	50	50	100	18.17	131.79	3751	270	0.211	0.055	109.39
M2	50	100	0.01	1.82	1.32	26	1	0.015	0.002	0.09
M2	50	100	1	5.75	13.18	259	9	0.046	0.007	5.15
M2	50	100	100	18.17	131.79	2590	88	0.146	0.022	96.31

Таблица 1.11 — Физические величины для зависимостей, приведённых на рис. 1.4. Значения для сечений с $d_{R_L} = 25$ приведены ранее в табл. 1.3, 1.6, 1.7, 1.8; настоящая таблица дополняет их данными для последующей эволюции профилей вдоль джета.

1.8 Выводы

В Главе 1 было проведено моделирование поперечных профилей спектральной интенсивности релятивистского джета для синхротронного излучения с самопоглощением на основе полуаналитических МГД-моделей внутренней структуры. Рассмотрены две модели джета, различающиеся поведением внешней области: модель с продолжающимся ускорением к границе (M1, модель с линейными интегралами движения) и модель с медленной оболочкой (M2, модель с полным замыканием тока внутри джета). Для них исследовано влияние угла наблюдения, начальной замагниченности, радиуса светового цилиндра, оптической толщи и пространственного распределения излучающей плазмы на форму поперечных профилей интенсивности.

Показано, что уже в предельном случае, когда в излучении участвует вся плазма джета, стратифицированная МГД-структура может приводить к уярчению к краю и к формированию трёхгорбых профилей интенсивности. Однако этот эффект возникает лишь в ограниченной области пространства параметров и слабо выражен. Для получения выраженной трёхгорбой структуры необходимо сочетание центрального кора, в котором оптическая толщина имеет умеренное значение, и внешней области с медленным течением и повышенной концентрацией излучающих частиц. При этом свёртка с диаграммой направленности существенно сглаживает мелкомасштабные особенности профилей, а наиболее выраженная поперечная стратификация в моделях с излучением всей плазмы часто соответствует оптически толстым и избыточно ярким источникам.

Сравнение модельных интенсивностей с характерными значениями, соответствующими наблюдениям MOJAVE, показывает, что предположение об участии всей холодной плазмы в синхротронном радиоизлучении приводит к завышению абсолютной интенсивности. Основной вклад в это завышение, за исключением экстремально оптически толстых случаев, вносит плотный центральный кор. Поскольку центральный кор является устойчивой частью самосогласованной МГД-структуры джета, это указывает не на необходимость исключить его из модели, а на необходимость различать полную концентрацию плазмы и концентрацию излучающих нетепловых частиц.

В связи с этим были рассмотрены модифицированные распределения излучающей плазмы. Ограничение излучения центрального кора позволяет усилить

краевые максимумы и получить трёхгорбые профили при условии, что в центральной области в синхротронном переносе участвует лишь малая доля плазмы, порядка процента или меньше. Модель омического нагрева даёт другой способ уменьшить эффективный вклад центральной области: излучающая компонента оказывается узко локализованной в областях повышенной плотности электрического тока. Такое распределение может приводить к относительно симметричным уярчённым к краю профилям и одновременно даёт наиболее реалистичные значения интенсивности среди рассмотренных вариантов. Напротив, распределение, основанное на равномерном распределении энергии между излучающими частицами и магнитным полем, не приводит к существенному ослаблению центрального кора и потому мало отличается от случая излучения всей плазмы в джете.

Дополнительное сопоставление с оценками, следующими из модели Блэндфорда–Кёнигла, подтверждает, что полная концентрация плазмы в МГД-моделях существенно превышает характерную концентрацию излучающих частиц, используемую при интерпретации наблюдений. Среди рассмотренных вариантов наилучшее соответствие этим оценкам даёт модель омического нагрева: в этом случае средняя по поперечному сечению концентрация излучающих частиц оказывается наиболее близкой к значению, предсказываемому моделью Блэндфорда–Кёнигла. Таким образом, результаты Главы 1 показывают, что воспроизведение наблюдаемых многокомпонентных поперечных профилей требует учитывать не только стратификацию скорости и магнитного поля, но и пространственно неоднородное распределение излучающей нетепловой компоненты внутри джета.

Глава 2. Механизмы воспроизведения эффекта уярчения к краю в аналитической МГД-модели

Важной задачей моделирования синхротронного излучения релятивистских джетов является исследование продольной эволюции внутренней МГД-структуры джета и формируемой ею морфологии излучения. Для её полноценного исследования необходимо строить двумерные карты интенсивности. При заданной форме границы джета такие карты могут быть самосогласованно рассчитаны и в рамках полуаналитических МГД-моделей, рассмотренных в Главе 1. Однако такой расчёт требует значительных вычислительных затрат: для каждого поперечного сечения необходимо численно решать систему обыкновенных дифференциальных уравнений, а при решении уравнения переноса — многократно определять положение каждой точки интегрирования на рассчитанной сетке и интерполировать значения физических величин. Этим было обусловлено ограниченное рассмотрение продольной эволюции в разд. 1.4.2: в цилиндрическом приближении она была прослежена по поперечным профилям интенсивности, рассчитанным для нескольких отдельных сечений, расположенных на разных расстояниях от центральной машины.

Именно поэтому представляет интерес построение аналитических приближений к численным решениям полуаналитических МГД-моделей, то есть аналитической модели, достаточно точно воспроизводящей получаемую в этих моделях внутреннюю структуру джета и позволяющей вычислять магнитное поле, скорость и концентрацию плазмы непосредственно по координатам точки. Такой подход существенно ускоряет расчёт переноса излучения и позволяет строить карты интенсивности с учётом продольной эволюции внутренней структуры джета при сохранении достаточной точности воспроизведения исходных полуаналитических решений. Описанию и применению такой аналитической модели посвящена Глава 2. Результаты, представленные в данной главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работе [A2].

2.1 Аналитическая модель внутренней структуры

2.1.1 Модель электромагнитного поля

Основные соотношения модели

Для описания электромагнитного поля мы используем предложенную в [95] аналитическую модель, в которой по мере расширения джета однородное поперечное распределение полоидального магнитного поля сменяется структурой с центральным кором и степенным спадом поля во внешней области.

Далее используются те же цилиндрические координаты $\{r, \varphi, z\}$ и функция магнитного потока $\Psi(r, z)$, что и в Главе 1. Компоненты электрического и магнитного полей задаются выражениями

$$\mathbf{B}_p = \frac{\nabla \Psi \times \hat{e}_\varphi}{2\pi r}, \quad (2.1)$$

$$B_\varphi = -(1 + \varepsilon) \frac{\Omega_F}{2\pi c} |\nabla \Psi|, \quad (2.2)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F}{2\pi c} \nabla \Psi. \quad (2.3)$$

Далее рассматривается модель с постоянной угловой скоростью магнитных поверхностей $\Omega_F = \Omega_0$ (М1 Главы 1). Выражение (2.2) записано в приближении релятивистского течения, при котором тороидальная компонента магнитного поля лишь незначительно превышает по модулю электрическое поле: $|B_\varphi| = (1 + \varepsilon)|\mathbf{E}|$. Параметр ε определяет это различие и, следовательно, профиль Лоренц-фактора поперёк джета; его выбор рассматривается в разд. 2.1.2.

Структура с доминирующим центральным кором

Введём характерное магнитное поле $B_L = \Psi_0/(\pi R_L^2)$ и критическое значение полоидального магнитного поля на оси джета

$$B_{cr} = \frac{\Psi_0}{\pi R_L^2 \Gamma_{in} \sigma_M} = \frac{B_L}{\Gamma_{in} \sigma_M}. \quad (2.4)$$

Здесь используются введённые в Главе 1 обозначения полного магнитного потока Ψ_0 , радиуса светового цилиндра R_L , начального Лоренц-фактора Γ_{in} и начальной замагниченности σ_M .

По мере расширения джета полоидальное магнитное поле на его оси B_0 уменьшается. При $B_0 > B_{\text{cr}}$ полный магнитный поток заключён внутри центрального кора, характерный радиус которого имеет порядок радиуса светового цилиндра [46]. В этом режиме полоидальное поле остаётся практически однородным во всём поперечном сечении джета радиуса r_{jet} ($r_{\text{jet}} = d$ в обозначениях Главы 1). С учётом сохранения полного магнитного потока и нормировки $\Psi(r_{\text{jet}}) = \Psi_0$ получаем

$$\Psi(r) = \Psi_0 \left(\frac{r}{r_{\text{jet}}} \right)^2. \quad (2.5)$$

Подставляя функцию потока (2.5) в выражения для электромагнитного поля (2.1)–(2.3) и используя $R_L = c/\Omega_0$, получаем

$$B_p = B_0 = \frac{\Psi_0}{\pi r_{\text{jet}}^2}, \quad (2.6)$$

$$B_\phi = -(1 + \varepsilon) B_p \frac{r}{R_L}, \quad (2.7)$$

$$E = -B_p \frac{r}{R_L}. \quad (2.8)$$

Из уравнений (2.4) и (2.6) следует, что структура с доминирующим центральным кором сохраняется до достижения джетом радиуса

$$r_{\text{jet}} \approx R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}. \quad (2.9)$$

Этот масштаб соответствует по порядку величины оценке начала формирования центрального кора, полученной в [46].

Структура с центральным кором и внешней областью

При $B_0 < B_{\text{cr}}$ центральный кор содержит лишь часть полного магнитного потока. Полоидальное поле остаётся приблизительно однородным внутри кора и спадает по степенному закону во внешней области джета.

В [95] переход между этими областями аппроксимирован гладким поперечным профилем

$$B_p(r, z) = B_0(z) \left[1 + \left(\frac{r}{r_{\text{core}}} \right)^2 \right]^{-\alpha(z)/2}. \quad (2.10)$$

При $r \ll r_{\text{core}}$ это выражение описывает практически однородное поле, тогда как при $r \gg r_{\text{core}}$ оно переходит в степенную зависимость $B_p \propto r^{-\alpha}$.

Интегрируя профиль (2.10) по поперечному сечению,

$$\Psi(r, z) = 2\pi \int_0^r B_p(r', z) r' dr', \quad (2.11)$$

получаем функцию магнитного потока

$$\Psi(r, z) = \frac{\pi B_0(z) r_{\text{core}}^2}{1 - \alpha(z)/2} \left[\left(1 + \frac{r^2}{r_{\text{core}}^2} \right)^{1 - \alpha(z)/2} - 1 \right]. \quad (2.12)$$

Тороидальное магнитное и электрическое поля определяются уравнениями (2.7) и (2.8). Таким образом, при заданных функциях $B_0(z)$ и $\alpha(z)$ уравнения (2.10), (2.7) и (2.8) полностью определяют поперечные профили электрического и магнитного полей в каждом сечении джета.

Аппроксимация продольной эволюции магнитного поля

Для описания продольной эволюции магнитного поля в качестве аргумента функций B_0 и α вместо расстояния z будем использовать локальный радиус джета r_{jet} . Связь $r_{\text{jet}}(z)$ может быть задана непосредственно формой границы джета или определена из условия равновесия между давлением джета и давлением внешней среды, как описано в разд. 2.1.4. Введём также безразмерный радиус джета

$$x_{\text{jet}} = \frac{r_{\text{jet}}}{R_L} = d_{R_L}$$

в обозначениях Главы 1.

При заданном значении $\alpha(r_{\text{jet}})$ магнитное поле на оси определяется из условия сохранения полного магнитного потока:

$$B_0(r_{\text{jet}}) = \frac{\Psi_0}{\pi r_{\text{core}}^2} \frac{1 - \alpha(r_{\text{jet}})/2}{\left(1 + r_{\text{jet}}^2 / r_{\text{core}}^2 \right)^{1 - \alpha(r_{\text{jet}})/2} - 1}. \quad (2.13)$$

Для определения зависимости $\alpha(r_{\text{jet}})$ полагаем $r_{\text{core}} = R_L$ и согласуем профиль (2.10) на границе джета с решением уравнений МГД в цилиндрическом приближении [29]. Полученные зависимости представлены на рис. 2.1 для значений начальной замагниченности $\sigma_M = 5, 20, 50$, которым согласно уравнению (1.18) соответствуют максимальные Лоренц-факторы течения $\Gamma_{\text{max}} = 12, 42, 102$.

Как было показано при рассмотрении структуры с доминирующим центральным кором, при $x_{\text{jet}} \approx \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}$ происходит переход от практически однородного поперечного профиля полоидального поля к структуре с центральным кором и внешней областью. Однородному профилю соответствует $\alpha = 0$. Поэтому при малых радиусах джета зависимость $\alpha(x_{\text{jet}}, \sigma_M)$ экстраполируется до выполнения условия

$$\alpha\left(\sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}, \sigma_M\right) = 0. \quad (2.14)$$

Полученная зависимость $\alpha(x_{\text{jet}}, \sigma_M)$ аппроксимируется выражением

$$\begin{aligned} \alpha(x_{\text{jet}}, \sigma_M) = 1.3 & \left[\frac{\ln(x_{\text{jet}} - \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M} + 1)}{c_0} \right]^a \times \\ & \times \left[1 + \left[\frac{\ln(x_{\text{jet}} - \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M} + 1)}{c_0} \right]^6 \right]^{(0.33-a)/6}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

где

$$c_0 = 2.8 \sigma_M^{0.22}, \quad a = 0.52 \sigma_M^{0.18}. \quad (2.16)$$

Точность и область применимости аналитического приближения

Для оценки точности аналитической модели профили полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля сопоставлены на рисунках 2.2 и 2.3 с полуаналитическим решением уравнений МГД в цилиндрическом приближении. Сравнение проведено для четырёх поперечных сечений с последовательно возрастающим радиусом джета. Аналитические профили рассчитаны как с величиной B_0 , полученной из полуаналитического решения, так и с величиной B_0 , определённой из условия сохранения полного магнитного потока согласно уравнению (2.13).

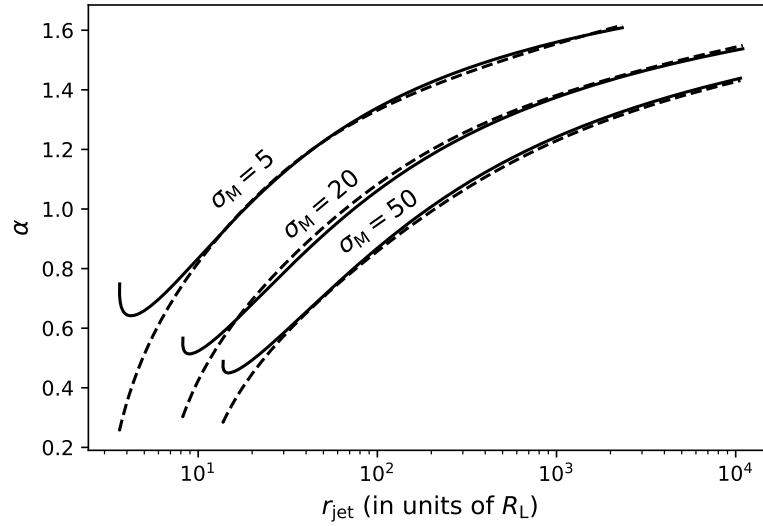


Рисунок 2.1 — Сплошные линии — зависимость α , полученная из решения уравнений МГД в цилиндрическом приближении. Штрихованные линии — аналитическая аппроксимация (2.15).

Для сопоставления выбраны параметры, соответствующие джете М87: $R_L = 0.08$ пк [66; 67], угол наблюдения 17° и квазипараболическая форма границы [66]

$$r_{\text{jet}} = 0.06 z_{\text{jet}}^{0.57}, \quad (2.17)$$

где r_{jet} и z_{jet} выражены в парсеках. При таком выборе параметров рассматриваемые сечения соответствуют проецированным расстояниям $z_{\text{proj}} = 4, 9, 41$ и 828 мсд. Первые два сечения расположены в квазипараболической области джета, третье — вблизи излома его формы, четвертое — в конической области [66; 77].

Как видно из верхних левых панелей рисунков 2.2 и 2.3, наиболее заметное расхождение между аналитической моделью и полуаналитическим решением возникает в переходной области

$$r_{\text{jet}} \approx R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}, \quad (2.18)$$

где в структуре джета ещё доминирует центральный кор. В этом переходной области точный профиль полоидального магнитного поля отличается от аппроксимации (2.10), чем обусловлено немонотонное поведение зависимости $\alpha(r_{\text{jet}})$ при малых радиусах джета.

Расхождение локализовано преимущественно в центральной области $r \lesssim R_L$, что для принятых параметров М87 соответствует приблизительно 0.3 мсд и составляет малую долю наблюдаемой ширины джета. Поэтому оно

не должно существенно влиять на результаты моделирования полной интенсивности и поляризации. За пределами радиуса светового цилиндра аналитические профили уже в переходном сечении хорошо воспроизводят полуаналитическое решение.

При дальнейшем расширении джета формируется структура с центральным кором и внешней областью, описываемая уравнением (2.10). При

$$r_{\text{jet}} > R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M} \quad (2.19)$$

аналитическое приближение воспроизводит полуаналитическое решение во всём поперечном сечении джета. Вне радиуса светового цилиндра в переходной обла-

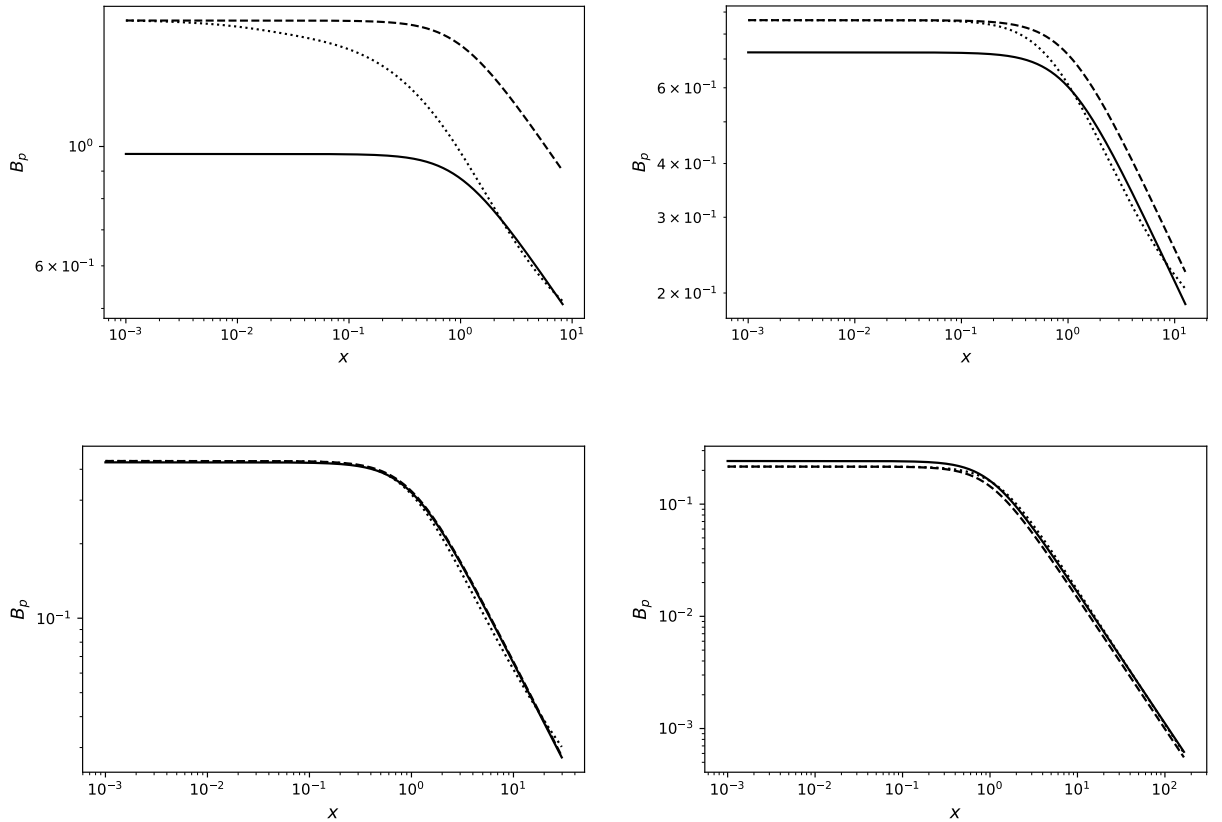


Рисунок 2.2 — Полоидальное магнитное поле в единицах $B_L/(2\sigma_M)$ поперёк джета для четырёх сечений, определяемых локальным безразмерным радиусом джета (слева направо, сверху вниз: $x_{\text{jet}} = 8.2, 12.6, 29.7, 165.0$). Пунктирные линии — полуаналитическое решение уравнений МГД в цилиндрическом приближении. Штрихованные линии — аналитическая аппроксимация (2.10), (2.15) с величиной B_0 , полученной из полуаналитического решения. Сплошные линии — та же аппроксимация с величиной B_0 , вычисленной из условия сохранения полного магнитного потока (2.13). Представлена модель с начальной замагниченностью

$$\sigma_M = 20.$$

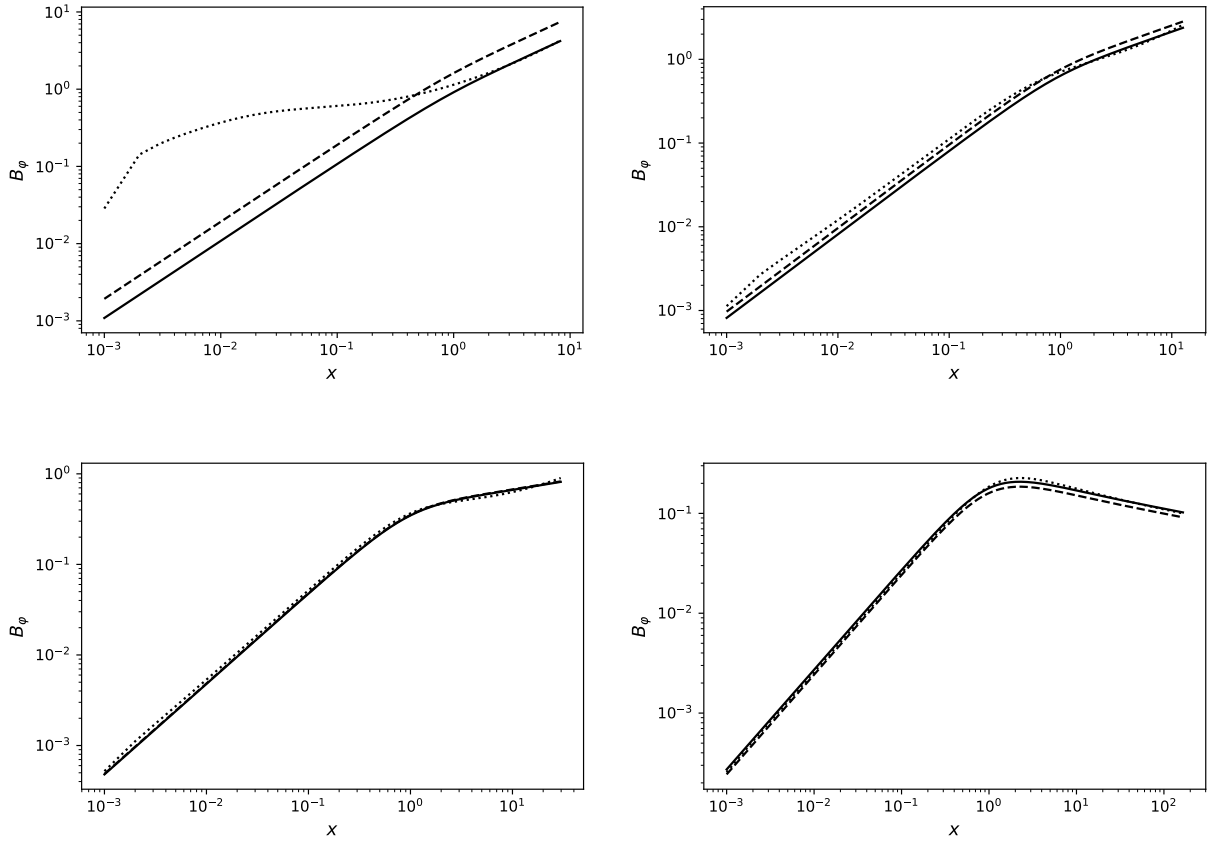


Рисунок 2.3 — То же, что на рисунке 2.2, но для торoidalного магнитного поля.

сти, а при дальнейшем расширении джета — во всём его поперечном сечении, относительное расхождение составляет $\lesssim 10\%$ для амплитуд компонент магнитного поля, $\lesssim 20\%$ для давления джета и $\lesssim 10\%$ для полной концентрации плазмы.

Вместе с тем аналитическое приближение следует использовать с осторожностью при

$$r_{\text{jet}} \lesssim R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M},$$

прежде всего в центральной области $r \lesssim R_L$. Для ширин джета, сопоставимых с радиусом светового цилиндра, вклад продольных производных становится существенным, вследствие чего цилиндрическое приближение может терять точность.

2.1.2 Кинематическая аппроксимация — параметр ε

Скорость течения плазмы

В магнитно доминированной области вне окрестности оси скорость плазмы принимается равной скорости дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях [32; 96; 97]. Вблизи оси это приближение неприменимо: здесь поток кинетической энергии плазмы превосходит поток вектора Пойнтинга, а течение характеризуется начальным Лоренц-фактором Γ_{in} .

Подставляя компоненты электромагнитного поля (2.7) и (2.8) в выражение для скорости дрейфа $\mathbf{v}_{\text{dr}} = c \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$, получаем её полоидальную и тороидальную компоненты:

$$\frac{v_p}{c} = \frac{(1 + \varepsilon)x^2}{1 + (1 + \varepsilon)^2 x^2} \approx \frac{x^2}{1 + (1 + 2\varepsilon)x^2}, \quad (2.20)$$

$$\frac{v_\varphi}{c} = \frac{x}{1 + (1 + \varepsilon)^2 x^2} \approx \frac{x}{1 + (1 + 2\varepsilon)x^2}, \quad (2.21)$$

а соответствующий Лоренц-фактор имеет вид

$$\Gamma = \sqrt{\frac{1 + x^2(1 + \varepsilon)^2}{1 + x^2(2\varepsilon + \varepsilon^2)}} \approx \sqrt{\frac{1 + x^2}{1 + 2\varepsilon x^2}}. \quad (2.22)$$

При постоянном значении ε выражение (2.22) описывает линейное ускорение течения с последующим насыщением. В приближении $\varepsilon \ll 1$, используемом в правой части (2.22), при $x \rightarrow \infty$ имеем $\Gamma \rightarrow (2\varepsilon)^{-1/2}$. В используемой аппроксимации насыщение линейного ускорения задаётся на уровне $\Gamma \simeq \Gamma_{\text{max}}/2 \simeq \sigma_M$, где последнее приближение следует из соотношения (1.18) при $\sigma_M \gg \Gamma_{\text{in}}$. Поэтому

$$\frac{\Gamma_{\text{max}}}{2} \simeq \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} \simeq \sigma_M, \quad (2.23)$$

откуда

$$\varepsilon = \frac{1}{2\sigma_M^2}. \quad (2.24)$$

Постоянное значение параметра ε правильно воспроизводит два асимптотических режима: при $1 \ll x \ll \sigma_M$ имеем линейное ускорение $\Gamma \approx x$, а при $x \gg \sigma_M$ — насыщение $\Gamma \approx \sigma_M$. Однако переход между этими режимами такая аппроксимация описывает недостаточно точно, тогда как одной из ключевых задач

при построении аналитической модели является точное воспроизведение поперечного профиля Лоренц-фактора Γ : Лоренц-фактор непосредственно определяет доплеровское усиление, а связанный с ним параметр ε входит также в выражения для магнитного поля в собственной системе отсчёта плазмы, концентрации плазмы и давления джета. Поэтому вместо постоянного значения (2.24) используем зависимость

$$\varepsilon(x, x_{\text{jet}}) = \frac{1}{2 \left(\Gamma_{\text{in}} + \sigma_{\text{M}} \frac{x}{k(x_{\text{jet}})} \right)^2}, \quad (2.25)$$

где

$$k(x_{\text{jet}}) = 4.5 \sigma_{\text{M}} \left(\frac{x_{\text{jet}}}{6 \sigma_{\text{M}}} \right)^{0.65} \left[1 + \left(\frac{x_{\text{jet}}}{6 \sigma_{\text{M}}} \right)^2 \right]^{0.15}. \quad (2.26)$$

Функциональная форма и численные коэффициенты в (2.25)–(2.26) выбраны так, чтобы профиль $\Gamma(x)$, задаваемый уравнением (2.22), как можно точнее воспроизводил результаты численного решения уравнений МГД в цилиндрическом приближении [29].

Зависимость Лоренц-фактора течения от радиальной координаты приведена на рис. 2.4. Аппроксимация идеального линейного ускорения с постоянным параметром ε (штрихованная линия) удовлетворительно воспроизводит численный результат только для сечений с малым r_{jet} , близких к основанию джета. Для более удалённых сечений с большими r_{jet} численные МГД-профили (пунктирные линии) существенно отклоняются от неё, прежде всего в области перехода от линейного ускорения к насыщению. Аналитическая аппроксимация с переменным параметром ε , заданным уравнениями (2.25)–(2.26) (сплошные линии), позволяет существенно точнее воспроизвести численный результат.

Как отмечалось выше, вблизи оси, при $x \lesssim 1$, дрейфовое приближение неприменимо: численное МГД-решение даёт $\Gamma = \Gamma_{\text{in}} > 1$ [98], тогда как в дрейфовом приближении $\Gamma \rightarrow 1$ при $x \rightarrow 0$. В расчёте переноса это приводит к изменению интенсивности, связанной с центральной областью радиуса порядка R_{L} , не более чем в два раза. Поскольку расхождение локализовано в этой узкой области, его влияние на результирующее распределение интенсивности невелико.

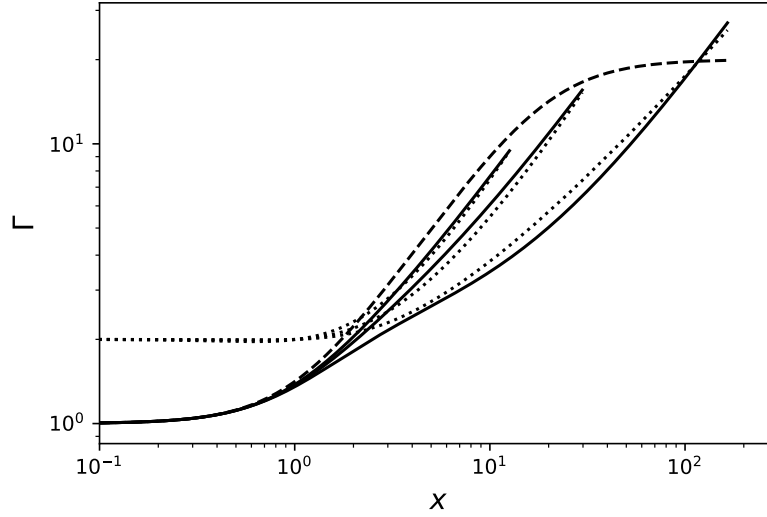


Рисунок 2.4 — Лоренц-фактор течения поперёк джета для трёх различных сечений. Пунктирные линии — численное МГД-решение. Штрихованная линия — аппроксимация (2.22) с постоянным параметром $\varepsilon = 1/(2\sigma_M^2)$. Сплошные линии — аналитическая аппроксимация (2.22) с переменным параметром ε , заданным уравнениями (2.25)–(2.26). Максимальная абсцисса каждой кривой соответствует радиусу данного сечения джета $x_{\text{jet}} = r_{\text{jet}}/R_L$.

Точность аппроксимации ε -зависимых физических величин

После определения зависимости $\varepsilon(x, x_{\text{jet}})$ полностью задаётся тороидальная компонента магнитного поля (2.7); её сопоставление с численным МГД-решением представлено на рис. 2.3. Параметр ε определяет также магнитное поле в собственной системе отсчёта плазмы:

$$B^{*2} = B^2 - E^2 = B_p^2 [1 + (2\varepsilon + \varepsilon^2)x^2] \approx B_p^2 (1 + 2\varepsilon x^2). \quad (2.27)$$

Сопоставление магнитного давления $B^{*2}/(8\pi)$, рассчитанного по аналитической модели и по численному МГД-решению, представлено на рис. 2.5. Использование зависимости (2.25)–(2.26) позволяет с высокой точностью воспроизвести его поперечный профиль.

При $r_{\text{jet}} \gg R_L \sigma_M/2$, когда ускорение течения уже достигло насыщения, расхождение между аналитическим профилем Γ и численным МГД-решением постепенно возрастает. Оно распространяется и на зависящие от кинематической аппроксимации физические величины: тороидальное магнитное поле, магнитное давление в собственной системе отсчёта плазмы и, через Γ и v_p , полную концентрацию плазмы. Это видно на нижних панелях рис. 2.3 и 2.5, а далее также

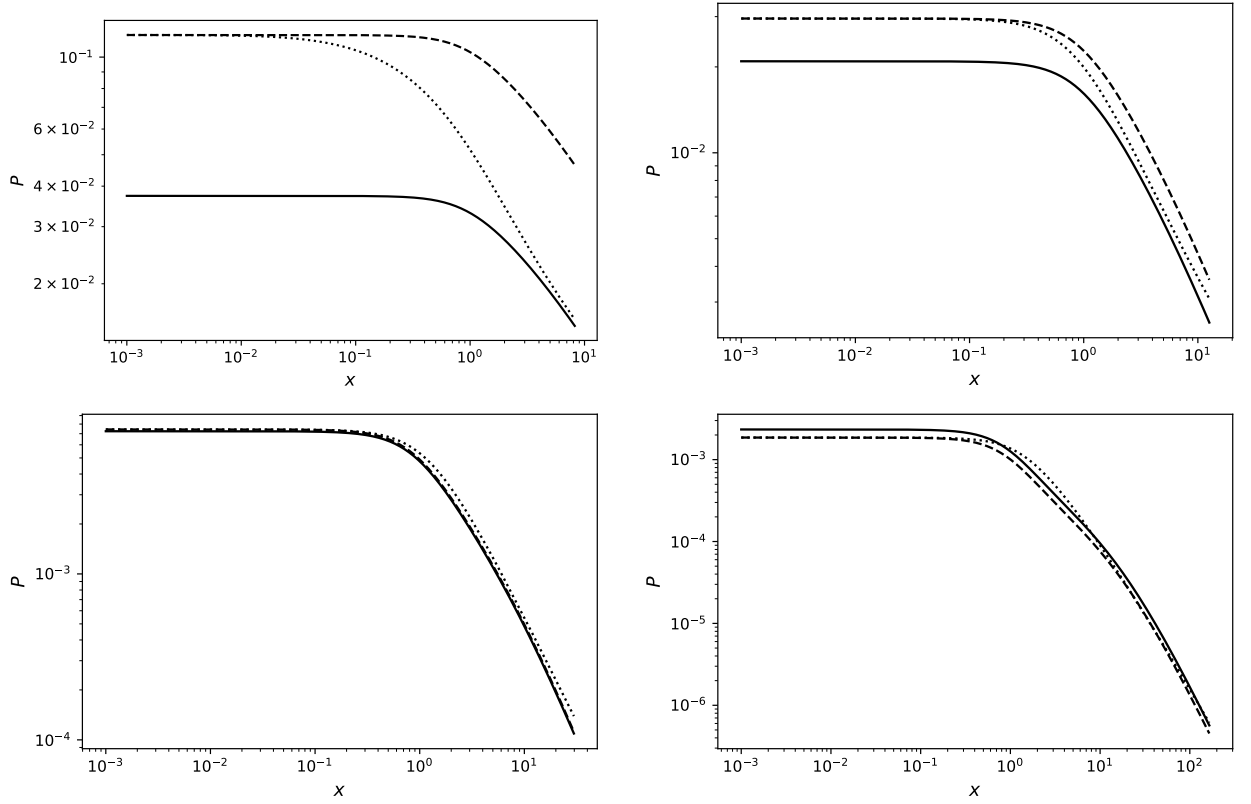


Рисунок 2.5 — То же, что и на рис. 2.2, но для магнитного давления $B^{*2}/(8\pi)$ в собственной системе отсчёта плазмы, выраженного в единицах $B_L^2/(4\sigma_M^2)$.

на рис. 2.6. При этом расхождение растёт медленно: для параметров M87 аналитические выражения воспроизводят полуаналитическое решение с указанной выше точностью вплоть до депроецированных расстояний порядка нескольких килопарсек вдоль джета.

2.1.3 Концентрация плазмы

Полная концентрация плазмы

Отношение потока частиц к магнитному потоку $\eta(\Psi)$ является одним из интегралов движения стационарной осесимметричной МГД (см. раздел 1.1.1) и определяется соотношением

$$n\Gamma \frac{v_p}{c} = \eta B_p. \quad (2.28)$$

Здесь n обозначает полную концентрацию плазмы в собственной системе отсчёта. Величина $u_p = \Gamma v_p / c$ представляет собой безразмерную полоидальную четырёх-скорость, поэтому уравнение (2.28) можно также записать в виде $nu_p = \eta B_p$.

В рассматриваемой модели, вслед за [95], функция $\eta(\Psi)$ принимается постоянной, поскольку надёжные данные о её зависимости от магнитного потока отсутствуют. Начальная замагниченность σ_M характеризует отношение потока вектора Пойнтинга к потоку кинетической энергии плазмы у основания джета и задаётся соотношением (1.17). Разрешая его относительно η , находим принимаемое далее постоянное значение

$$\eta = \frac{\Omega_0^2 \Psi_0}{8\pi^2 m c^4 \sigma_M}. \quad (2.29)$$

Вне окрестности оси уравнение (2.28) позволяет непосредственно определить концентрацию плазмы по полученным выше аналитическим выражениям для B_p , v_p и Γ . Однако вблизи оси используемая кинематическая аппроксимация неприменима. При $x \rightarrow 0$ выражение (2.20) даёт $v_p/c \propto x^2 \rightarrow 0$, тогда как $B_p \rightarrow B_0$ и $\Gamma \rightarrow 1$. Поэтому непосредственная подстановка этих выражений в уравнение (2.28) приводит к нефизическому расхождению $n \propto x^{-2}$.

В полуаналитическом МГД-решении в центральной области полоидальное магнитное поле и концентрация плазмы остаются практически постоянными, а течение характеризуется начальным Лоренц-фактором Γ_{in} [32; 46]. На оси тороидальная компонента скорости обращается в нуль, поэтому полоидальная четырёхскорость определяется начальным Лоренц-фактором:

$$u_{p,\text{in}} = \Gamma_{\text{in}} \frac{v_{p,\text{in}}}{c} = \sqrt{\Gamma_{\text{in}}^2 - 1}.$$

Подставляя $B_p = B_0$ и $u_p = u_{p,\text{in}}$ в уравнение (2.28), получаем постоянное значение концентрации в центральной области:

$$n_{\text{core}} = \frac{\eta B_0}{\sqrt{\Gamma_{\text{in}}^2 - 1}}. \quad (2.30)$$

Для единого аналитического описания концентрации поперёк джета центральное значение объединяем с выражением, следующим непосредственно из уравнения (2.28):

$$n = \min \left\{ \frac{\eta B_0}{\sqrt{\Gamma_{\text{in}}^2 - 1}}; \frac{\eta B_p(x)}{\Gamma(x) v_p(x)/c} \right\}, \quad (2.31)$$

Полученная по уравнению (2.31) аналитическая зависимость полной концентрации плазмы сопоставлена с численным МГД-решением на рис. 2.6: штрихованные линии соответствуют аналитической аппроксимации, сплошные — численному решению.

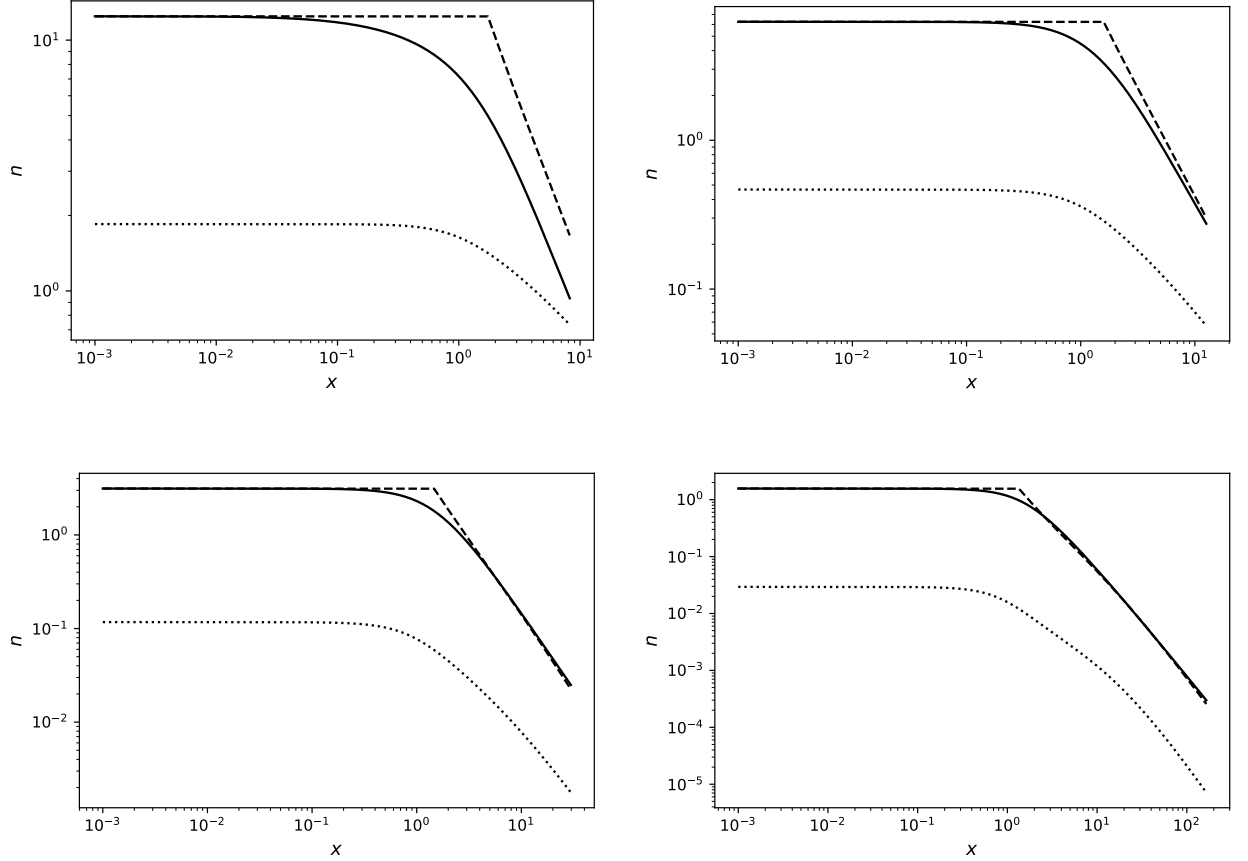


Рисунок 2.6 — Полная концентрация плазмы в единицах $mc^2\eta^2$ для различных сечений джета. Сплошные линии — численное МГД-решение; штрихованные линии — аналитическая аппроксимация (2.31). Пунктирные линии — концентрация плазмы в предположении равномерного распределения, вычисленная с использованием уравнения (2.38) для $\Sigma = 1$. Каждый график соответствует некоторому значению z , при этом радиус джета изменяется от $\sim 9R_L$ до $\sim 200R_L$.

В холодном приближении альвеновское число Маха, введённое в разделе 1.1.1, принимает вид

$$\mathcal{M}^2 = \frac{4\pi mc^2\eta^2}{n} \quad (2.32)$$

Подстановка аналитической концентрации (2.31) в это выражение также хорошо воспроизводит значение $\mathcal{M}^2$, полученное из численного решения уравнений МГД.

Полученную из МГД-соотношения (2.28) концентрацию можно также сопоставить с оценкой, основанной на концентрации Гольдрайха–Джулиана [99] n_{GJ} в системе отсчёта центральной машины:

$$n_{\text{GJ}} = \frac{|\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B}_p|}{2\pi c e}, \quad (2.33)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона.

Если λ обозначает параметр множественности плазмы относительно концентрации Гольдрайха–Джулиана, соответствующая концентрация в собственной системе отсчёта плазмы определяется как [39]

$$n_{\text{plasma}} = \lambda \frac{n_{\text{GJ}}}{\Gamma}. \quad (2.34)$$

Параметр множественности связан с начальной замагниченностью σ_M и полной мощностью джета $P_j \approx B_L^2 R_L^2 c$ соотношением [39]

$$\lambda \approx \frac{1}{\sigma_M} \sqrt{\frac{P_j e^2}{m^2 c^5}}. \quad (2.35)$$

Используя это соотношение, уравнение (2.34) можно переписать в виде

$$n_{\text{plasma}} \approx \frac{v_p}{c} n. \quad (2.36)$$

Таким образом, в релятивистской области течения, где $v_p \approx c$, оценка концентрации через параметр множественности согласуется с концентрацией, определяемой рассматриваемой МГД-моделью.

Концентрация излучающей плазмы при равномерном распределении энергии между излучающими частицами и магнитным полем

Рассмотрим концентрацию излучающей плазмы, задаваемую пропорционально её значению при равномерном распределении энергии между излучающими частицами и магнитным полем. Для принятого степенного распределения частиц по энергиям (1) при $p = 2$ концентрация излучающих частиц связана с амплитудой k_e соотношением $n_{\text{em}} = k_e / \gamma_{\min}$ и в собственной системе отсчёта плазмы определяется как

$$n_{\text{em}} = \frac{B^{*2}}{8\pi m c^2 \gamma_{\min} \Lambda \Sigma}. \quad (2.37)$$

Здесь $\Lambda = \ln(\gamma_{\max}/\gamma_{\min}) \approx 10$. Параметр Σ равен 1 для равномерного распределения, $\Sigma > 1$ в случае магнитнодоминированного течения и $\Sigma < 1$ в случае плазменнодоминированного течения.

Используя магнитное поле в собственной системе отсчёта из уравнения (2.27) и полагая $\Sigma = 1$, получаем концентрацию для равномерного распределения:

$$n_{\text{eq}} = n_{\text{em}}|_{\Sigma=1} = \frac{B_p^2}{8\pi m c^2 \gamma_{\min} \Lambda} [1 + 2\varepsilon(x, x_{\text{jet}})x^2]. \quad (2.38)$$

Из уравнения (2.38) следует, что концентрация плазмы, вслед за магнитным полем в собственной системе отсчёта, постоянна только для течения с доминирующим центральным кором, где радиус джета имеет порядок $R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}$. В течении с центральным кором и внешней областью концентрация всегда уменьшается к границе джета при реалистичной зависимости $\alpha(z)$.

Отношение концентрации излучающей плазмы к полной концентрации плазмы составляет

$$\frac{n_{\text{em}}}{n} = (1 + 2\varepsilon(x, x_{\text{jet}})x^2) \frac{B_p}{B_L} \Gamma(x) \frac{v_p}{c} \frac{\sigma_M}{\gamma_{\min} \Lambda \Sigma}. \quad (2.39)$$

При равномерном распределении ($\Sigma = 1$) это отношение составляет от нескольких до десятков процентов и уменьшается с удалением от основания джета. Следовательно, ближе к основанию джета полной концентрации плазмы может оказаться недостаточно для реализации равномерного распределения; использование в этом случае значения n_{eq} приведёт к переоценке интенсивности излучения. Полученный диапазон доли излучающих частиц согласуется со значениями, использованными в моделировании Главы 1, где ограничение этой доли было необходимо для воспроизведения характерных значений полной интенсивности джета.

Поперечные профили полной концентрации плазмы и концентрации n_{eq} показаны на рис. 2.6. Отметим, что полученная оценка предполагает, что равномерное распределение энергии устанавливается между излучающими частицами и крупномасштабным магнитным полем. Возможно, однако, что за нагрев частиц ответственна только маломасштабная, или случайная, компонента магнитного поля, например при нагреве за счёт турбулентности или магнитного перезамыкания. На распределение излучающей плазмы может также влиять вовлечение вещества в джет, например из ветра аккреционного диска. Такие эффекты в данной работе не рассматриваются.

Уравнение (2.39) может быть использовано для оценки концентрации излучающей плазмы при $\Sigma \neq 1$, в частности при моделировании яркостной температуры магнитнодоминированных и плазменнодоминированных джетов [38]. Представленный подход позволяет также оценивать концентрацию излучающей плазмы для других соотношений между n_{em} и B^* , например рассмотренных в [100; 101].

2.1.4 Давление джета и форма границы

Найдём зависимость давления на границе джета от его радиуса r_{jet} и тем самым свяжем форму границы джета с его физическими параметрами.

Предположим, что давление джета уравновешено давлением внешней среды. Давление внешней среды зададим степенной зависимостью от расстояния до центральной машины:

$$P_{\text{ext}} = P_0 \left(\frac{z_0}{z} \right)^q, \quad (2.40)$$

где $q \approx 2$ для классической аккреции Бонди [102—104].

Рассмотрим зависимость давления джета от r_{jet} отдельно для двух режимов внутренней структуры джета, выделенных выше.

Сначала рассмотрим течение с доминирующим центральным кором, $B_0 > B_{\text{cr}}$. В этом случае параметр ε задаётся уравнением (2.24), откуда $2\varepsilon x_{\text{jet}}^2 \leq \Gamma_{\text{in}}/\sigma_{\text{M}} \ll 1$. Давление джета на границе определяется выражением

$$P(r_{\text{jet}}) = \frac{\Psi_0^2}{8\pi^3 r_{\text{jet}}^4}, \quad (2.41)$$

откуда, с учётом равновесия с внешним давлением, получаем форму границы джета

$$r_{\text{jet}} = \left(\frac{\Psi_0^2}{8\pi^3 P_0 z_0^q} \right)^{1/4} z^{q/4}, \quad (2.42)$$

близкую к параболической при $q \approx 2$. Это приближение применимо, если джет достаточно хорошо сколлимирован на масштабах $r_{\text{jet}} \sim R_{\text{L}} \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_{\text{M}}}$.

Перейдём к структуре с центральным кором и внешней областью, $B_0 < B_{\text{cr}}$. Здесь зависимость давления от радиуса меняется по мере расширения джета,

поэтому рассмотрим её асимптотическое поведение. При $r_{\text{jet}} \gtrsim R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}$ магнитное давление на границе джета составляет $P_{\text{jet}} \approx B_0^2 x_{\text{jet}}^{-2\alpha} / 8\pi$, что приводит к оценке

$$P_{\text{jet}} \propto x_{\text{jet}}^{-4-2\alpha}. \quad (2.43)$$

На ещё больших расстояниях вдоль джета, где $2\varepsilon(x_{\text{jet}}, \sigma_M) x_{\text{jet}}^2 \gg \Gamma_{\text{in}}$, выполняется приближённое равенство $k \approx 0.82 \sigma_M^{0.05} x_{\text{jet}}^{0.95}$. В этом пределе давление на границе джета принимает вид

$$P_{\text{jet}} \approx \frac{2\varepsilon(x_{\text{jet}}, \sigma_M) x_{\text{jet}}^2 B_0^2(x_{\text{jet}}) x_{\text{jet}}^{-2\alpha}}{8\pi}.$$

Подставляя приближение для k и выражение (2.13) для $B_0(x_{\text{jet}})$, полученное из условия сохранения полного магнитного потока, получаем

$$P_{\text{jet}} \propto x_{\text{jet}}^{-2.1}, \quad (2.44)$$

что соответствует конической форме границы джета при показателе степенной зависимости внешнего давления $q \approx 2$.

Полученные асимптотики описывают предельные режимы зависимости давления от радиуса. Для практического описания этой зависимости во всём диапазоне $r_{\text{jet}} > R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}$ используем сглаженную ломаную степенную аппроксимацию

$$P_{\text{jet}} = 1.13 \times 10^{-3} \frac{B_L^2}{\sigma_M^{3.8}} \left(\frac{x_{\text{jet}}}{1.5\sigma_M} \right)^{-b} \left[1 + \left(\frac{x_{\text{jet}}}{1.5\sigma_M} \right) \right]^{b-2.3}, \quad (2.45)$$

где $b = 5.39 \sigma_M^{-0.046}$ слабо зависит от начальной замагниченности джета. Поведение давления джета на разных масштабах и его аппроксимация представлены на рис. 2.7.

Уравнения (2.41) и (2.45) могут быть использованы для оценки параметров джета по его наблюдаемой форме.

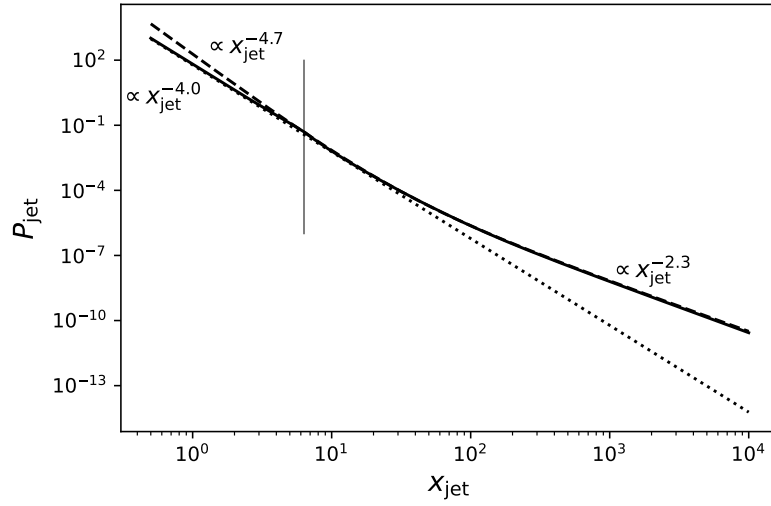


Рисунок 2.7 — Зависимость магнитного давления на границе джета P_{jet} в единицах $\frac{B_L^2}{4\sigma_M^2}$ от радиуса джета в единицах радиуса светового цилиндра для $\sigma_M = 20$. Сплошная линия — результат аналитического моделирования. Вертикальная линия соответствует $r_{\text{jet}} = R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}$. Пунктирная линия — асимптотика при малых радиусах, $P_{\text{jet}} \propto r_{\text{jet}}^{-4}$. Штрихованная линия — аппроксимация для $r_{\text{jet}} > R_L \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}$ с асимптотиками $P_{\text{jet}} \propto r_{\text{jet}}^{-4.7}$ и $P_{\text{jet}} \propto r_{\text{jet}}^{-2.3}$.

2.1.5 Коэффициент излучения поперёк джета

Перед построением карт интенсивности оценим, может ли внутренняя структура джета в представленной аналитической модели сама по себе приводить к уярчению излучения к его краю. Для этого рассмотрим поперечное распределение коэффициента излучения в оптически прозрачном режиме, не учитывая пока геометрическую длину пути луча внутри джета и поглощение.

Согласно уравнению (1.10), коэффициент излучения в собственной системе отсчёта плазмы пропорционален концентрации излучающих частиц n_{em} и магнитному полю B^* :

$$j_{\nu*} \propto n_{\text{em}} B^{*(p+1)/2}.$$

При равномерном распределении энергии между излучающими частицами и магнитным полем $n_{\text{em}} \propto B^{*2}$, поэтому

$$j_{\nu*} \propto B^{*2+(p+1)/2}.$$

С учётом доплеровской поправки при переходе в систему отсчёта ядра коэффициент излучения приобретает дополнительный множитель $\delta^{2+(p-1)/2}$ [26]. Обозначая

далее доплер-скорректированный коэффициент излучения через I , получаем

$$I \propto \delta^{2+(p-1)/2} B^{*2+(p+1)/2}. \quad (2.46)$$

Сначала качественно рассмотрим поведение I для идеального линейного ускорения с насыщением, соответствующего $\varepsilon = 1/(2\sigma_M^2)$. При пренебрежимо малом угле наблюдения $\delta \simeq 2\Gamma$, а в области линейного ускорения $\Gamma \propto x$, так что $\delta \propto x$. Используя уравнения (2.22) и (2.27), получаем следующие асимптотические зависимости:

$$I \propto \begin{cases} \text{const}, & x < \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \sigma_M}, \\ x^{[(3+p)-\alpha(5+p)]/2}, & 1 \ll x \ll \sigma_M, \\ x^{(1-\alpha)(5+p)/2}, & x \gg \sigma_M. \end{cases} \quad (2.47)$$

В последнем режиме показатель $(1 - \alpha)(5 + p)/2$ отрицателен для полученных выше значений α (см. рис. 2.1), поэтому во внешних областях джета коэффициент излучения убывает с радиусом. Напротив, показатель $[(3 + p) - \alpha(5 + p)]/2$ положителен при $\alpha < (3 + p)/(5 + p)$, что выполняется при $x < \sigma_M$. Следовательно, в области эффективного ускорения коэффициент излучения может возрасти при удалении от оси вплоть до радиусов порядка нескольких $R_L \sigma_M$. Такое поведение может приводить к уярчению к краю на субпарсековых масштабах, полученному в [95].

При использовании переменного $\varepsilon = \varepsilon(x, x_{\text{jet}})$, воспроизводящего профиль Лоренц-фактора МГД-модели, качественный характер этой зависимости сохраняется. Поперечные профили I для различных сечений джета и углов наблюдения показаны на рис. 2.8. В областях эффективного ускорения при достаточно малом угле наблюдения $\theta \lesssim \Gamma^{-1}$ коэффициент излучения в общем случае возрастает при удалении от оси джета. При больших углах наблюдения уярчение к краю требует специального пространственного распределения излучающей плазмы.

Отметим, что этот вывод получен для изотропного распределения излучающих частиц по питч-углам. Эволюция распределения частиц, связанная с сохранением адиабатического инварианта [105], или анизотропия по питч-углам [106; 107] могут изменить поперечное поведение коэффициента излучения.

Само поперечное распределение коэффициента излучения ещё не определяет наблюдаемую спектральную интенсивность. При решении уравнения переноса необходимо также учитывать длину пути луча внутри излучающей области и поглощение. Их влияние рассмотрим далее при построении карт интенсивности.

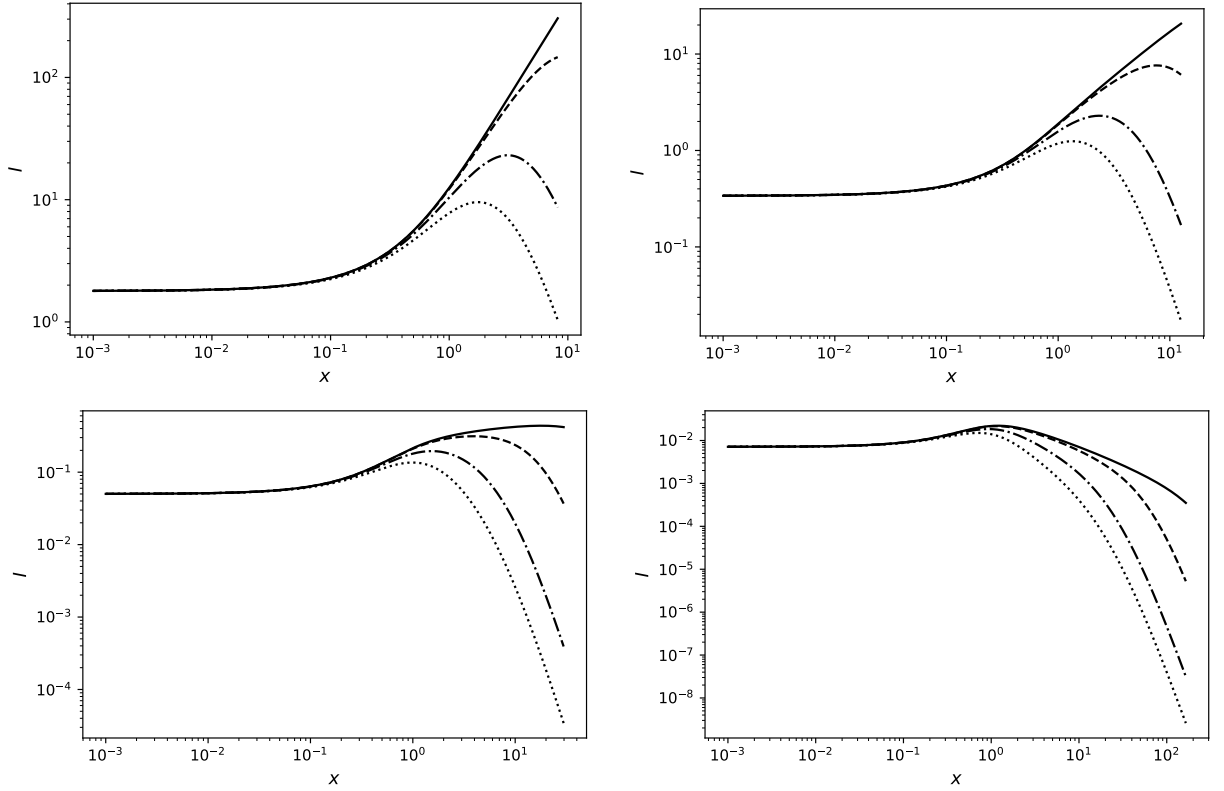


Рисунок 2.8 — Безразмерный коэффициент излучения с учётом доплеровской поправки I для тех же сечений джета, что и на рис. 2.2–2.6. Выбранные параметры: $p = 2$, $\sigma_M = 20$. Сплошные, штрихованные, штрихпунктирные и пунктирные линии соответствуют углам наблюдения 1° , 5° , 15° и 25° .

2.2 Карты интенсивности

В предыдущем разделе было показано, что локальный коэффициент излучения может возрасти к границе джета. Проверим теперь, сохраняется ли это уярчение при расчёте наблюдаемой спектральной интенсивности с учётом геометрической длины пути луча внутри джета и поглощения. Перенос излучения рассчитывается по схеме, описанной в разделе 1.2. Для каждого пикселя карты уравнение (1.9) интегрируется вдоль соответствующего луча, а физические параметры плазмы в каждой точке задаются аналитической моделью, построенной выше.

Рассмотрим две формы границы джета. В качестве параболической геометрии используем форму, характерную для M87, $r_{\text{jet}} = 0.07z^{0.57}$ [66]. В качестве второго случая рассмотрим конический джет с собственным углом раскрытия 1.2° , соответствующим медианному значению в обзоре MOJAVE [85]. Частота наблю-

дения составляет 15 ГГц. Для параболической геометрии выбран угол наблюдения 15° , для конической — 1° .

Рассмотрим два варианта пространственного распределения излучающих частиц. В первом случае их концентрация определяется условием равномерного распределения энергии согласно уравнению (2.38). Во втором случае сохраняется то же распределение концентрации, однако излучают только частицы на внешних магнитных поверхностях, $\Psi \geq 0.75\Psi_0$. Пороговое значение $0.75\Psi_0$ выбрано условно, чтобы оценить влияние концентрации излучающих частиц вблизи границы джета на поперечное распределение интенсивности.

Излучающие частицы распределены по энергиям согласно степенному закону (1) с $\gamma_{\min} = 10$ и $p = 2.5$, чему в оптически прозрачном режиме соответствует спектральный индекс -0.75 [83]. Рассмотрены два значения радиуса светового цилиндра, $R_L = 0.01$ и 0.1 пк (рис. 2.9 и 2.10), чтобы проследить влияние изменения характерного масштаба, связанного с массой и/или спином центральной чёрной дыры.

Для каждого набора параметров полный магнитный поток Ψ_0 подбирался таким образом, чтобы полный спектральный поток с карты составлял 1 Ян, что соответствует характерному порядку величины для широкого диапазона источников. Полученные значения Ψ_0 имеют порядок 10^{32} – 10^{33} Г см². Для обеих геометрий принят линейно-угловой масштаб 0.08 пк/мсд. Размер пикселя составляет 0.001 мсд, размер карты — 4096×4096 пикселей.

Результаты расчёта представлены на рис. 2.9 и 2.10. Несмотря на рост локального коэффициента излучения к границе джета вблизи его основания, малая геометрическая толщина излучающей области ослабляет соответствующее уярчение наблюдаемой интенсивности. В случае равномерного распределения энергии заметный эффект сохраняется только для параболической геометрии при $R_L = 0.01$ пк (верхняя левая панель на рис. 2.9).

Если излучение ограничено внешними магнитными поверхностями, по аналогии с распределением, рассмотренным в [108], поперечная структура интенсивности меняется существенно сильнее. В этом случае получаются как уярчённые к краю, так и трёхгорбые распределения интенсивности (нижние панели на рис. 2.9 и 2.10).

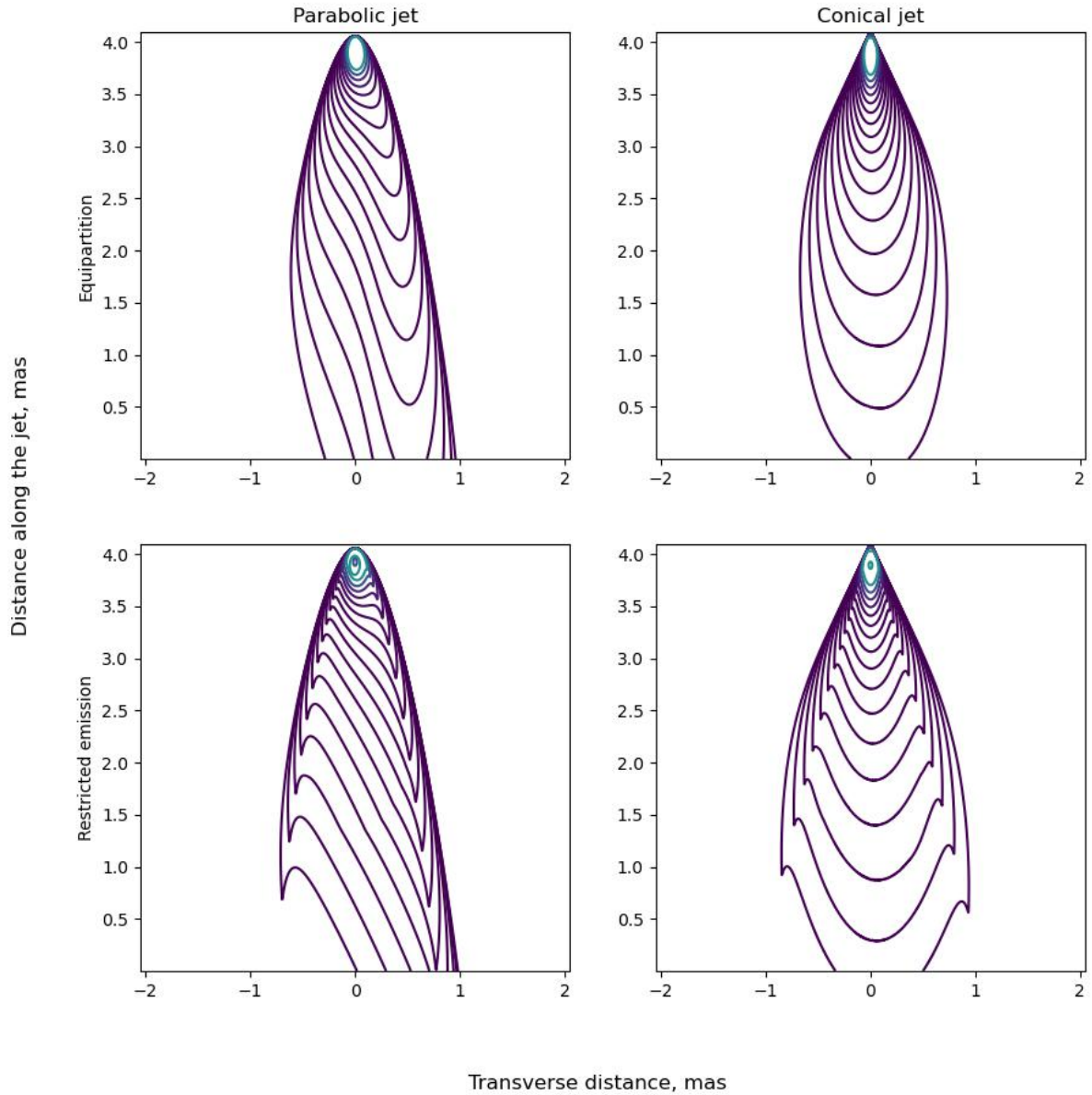


Рисунок 2.9 — Контурные карты интенсивности для $R_L = 0.01$ пк. Слева — параболическая геометрия при угле наблюдения 15° , справа — коническая геометрия при угле наблюдения 1° . Сверху излучающие частицы распределены согласно условию равномерного распределения энергии; снизу излучают только частицы на магнитных поверхностях с $\Psi \geq 0.75\Psi_0$. Размер пикселя — 0.001 мсд, размер карты — 4096×4096 пикселей, полный спектральный поток карты — 1 Ян. Наибольший уровень контура соответствует максимальному значению интенсивности на карте, последующие уровни определены условием $c_n = c_{n-1}/2$.

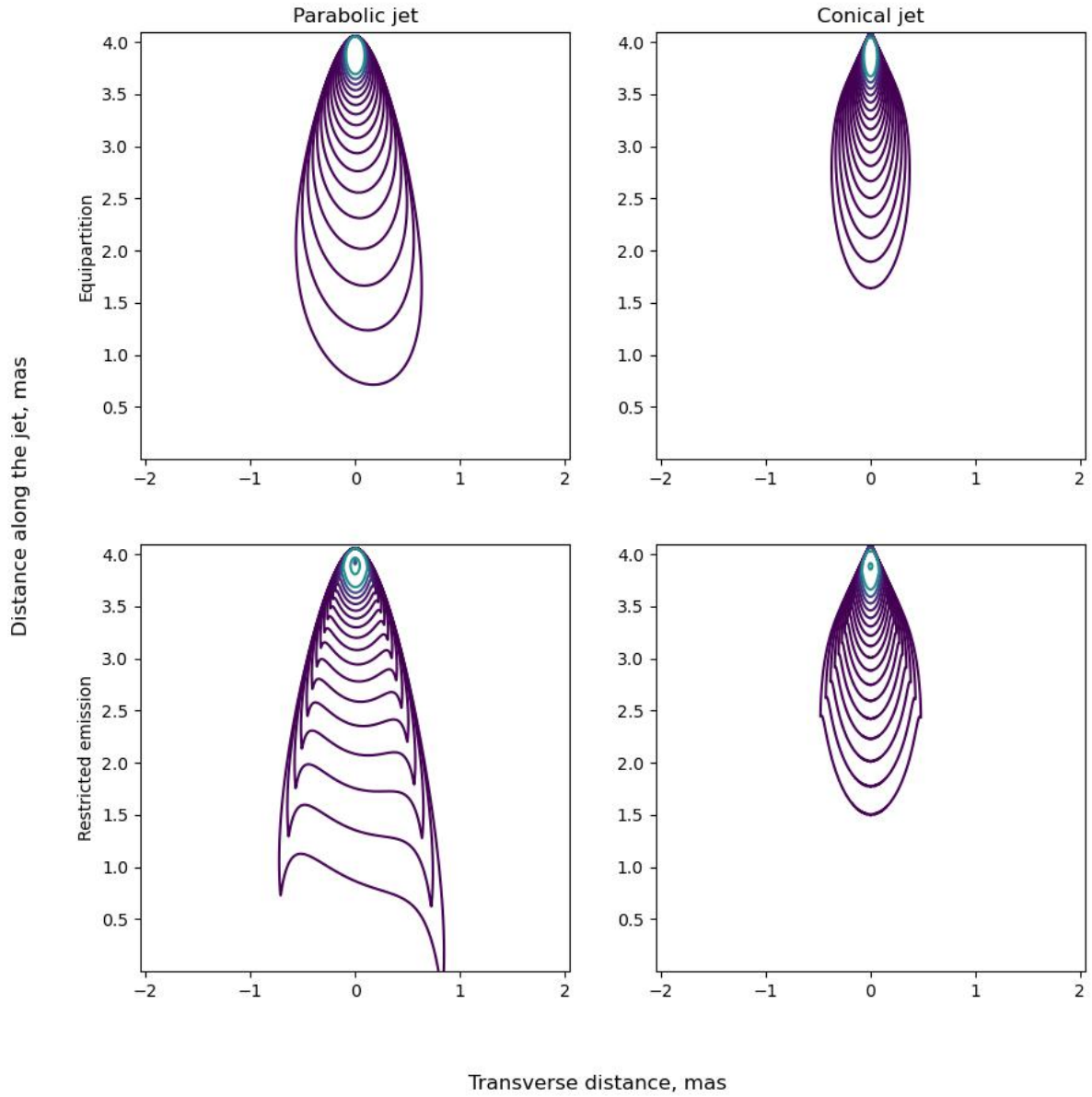


Рисунок 2.10 — То же, что и на рис. 2.9, но для $R_L = 0.1$ пк.

2.3 Выводы

В Главе 2 рассмотрена аналитическая модель внутренней структуры релятивистского джета, аппроксимирующая решения полных МГД-уравнений и позволяющая непосредственно рассчитывать распределения магнитного поля, скорости и концентрации плазмы вдоль и поперёк джета. В области применимости модели аналитические зависимости хорошо согласуются с численным

МГД-решением, при этом их использование существенно упрощает расчёт переноса синхротронного излучения и построение модельных карт интенсивности.

На основе этой модели построены контурные карты полной интенсивности на частоте 15 ГГц для двух вариантов геометрии джета: параболической, с формой границы $r_{\text{jet}} = 0.07z^{0.57}$, характерной для М87 [66], при угле наблюдения 15° , и конической с собственным углом раскрыва 1.2° [85] при угле наблюдения 1° . Рассмотрены два значения радиуса светового цилиндра, $R_L = 0.01$ и 0.1 пк. Излучающие частицы задавались степенным распределением по энергиям с $\gamma_{\text{min}} = 10$ и $p = 2.5$. Были рассмотрены два варианта их пространственного распределения: в предположении о равномерном распределении между плотностями энергии магнитного поля и излучающей плазмы и в предположении, что излучает только плазма, расположенная на внешних магнитных поверхностях, $\Psi \geq 0.75\Psi_0$.

Расчёты показывают, что рост локального коэффициента излучения к границе джета в области эффективного ускорения сам по себе не гарантирует уярчения к краю на картах полной интенсивности: эффект ослабляется малой геометрической толщиной соответствующей излучающей области. При равномерном распределении энергии заметное уярчение к краю сохраняется только для рассмотренного параболического джета при $R_L = 0.01$ пк (рис. 2.9). В предположении, что излучает только плазма, расположенная на внешних магнитных поверхностях, вклад краевых областей, как и следует из такого способа задания распределения излучающей плазмы, существенно возрастает; на рассчитанных картах это приводит к более выраженному уярчению к краю и в ряде случаев к формированию трёхгорбой структуры интенсивности (рис. 2.9 и 2.10).

Анализ поперечного распределения коэффициента излучения показывает, что в области эффективного МГД-ускорения доплеровское усиление при достаточно малых углах наблюдения, $\theta \lesssim \Gamma^{-1}$, может компенсировать уменьшение собственного коэффициента излучения к границе джета. Поэтому в рамках рассмотренной модели уярчение к краю естественно возникает преимущественно вблизи основания джета, тогда как ниже по течению ожидается переход к доминированию центральной области. В джете М87 область насыщения скорости объёмного движения плазмы [15] по протяжённости близка к наблюдаемой области уярчения к краю [8], что согласуется с такой интерпретацией. Отсутствие выраженного уярчения к краю в контрджете М87 [8] также согласуется с существенной ролью доплеровского усиления в формировании этого эффекта. При больших углах наблюдения или вне области эффективного ускорения для выраженного

уярчения к краю требуется дополнительная поперечная неоднородность распределения излучающей плазмы. Рассмотренное распределение, при котором излучает только плазма на внешних магнитных поверхностях, по существу феноменологически имитирует возможный эффект загрузки джета веществом вблизи его границы: вклад центральной области в излучение подавляется, тогда как излучение формируется преимущественно во внешней части джета.

Глава 3. Оценки магнитного поля и концентрации излучающей плазмы по измерениям параметров радио- и миллиметровых ядер в АЯГ

Краеугольным вопросом моделирования, представленного в Главах 1 и 2, является выбор распределения излучающей плазмы в джете, так как МГД-моделирование позволяет вычислить только полную концентрацию плазмы в джете. С другой стороны, данные по измерению сдвига ядра могут предоставить информацию и о магнитном поле B^* , и о концентрации излучающей плазмы N^* в собственной системе отсчёта, но эти оценки требуют наложения дополнительных предположений о связи между их плотностями энергии [42; 49; 100; 101; 109]. Иными словами, до настоящего времени независимая оценка B^* и N^* по наблюдательным данным пока не была получена. Кроме того, темпы спада магнитного поля и концентрации плазмы с удалением от центральной машины также обычно заимствуются из некоторой физической модели, см., например, [48; 49; 100]. Поэтому Главу 3 диссертации мы посвятили применению метода независимой оценки $B^*(d)$, $N^*(d)$ и соотношения между их плотностями энергии, основанного на использовании измерений ширины ядра и яркостной температуры на данной частоте наблюдения. Многочастотные наблюдения предоставляют инструмент для исследования физических величин джета вдоль струи, и новые, наиболее полные данные, полученные на Телескопе Горизонта Событий [110], дают возможность получить результаты в наиболее общих предположениях. Также мы покажем, что дополнительные измерения сдвигов ядра позволят получить более полную картину структуры джета в областях ускорения и коллимации.

Результаты, представленные в данной главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работе [A3].

3.1 Наблюдаемые и моделируемые физические величины

3.1.1 Модельные предположения

В данной главе будем использовать две геометрические переменные: d обозначает локальную ширину джета, а r — расстояние вдоль джета от центральной

машины. Вместо явного рассмотрения поперечной внутренней структуры джета физические величины будем характеризовать их зависимостями от локальной ширины d .

Такой выбор независимой переменной естественным образом следует в первую очередь из структуры стационарного МГД-течения, где полоидальная и тороидальная компоненты магнитного поля задаются выражениями

$$\mathbf{B}_p = \frac{\nabla \Psi \times \hat{e}_\varphi}{\pi d}, \quad \mathbf{B}_\varphi = -\frac{4I}{cd} \hat{e}_\varphi. \quad (3.1)$$

Поскольку в хорошо коллимированных течениях градиент функции магнитного потока Ψ и электрический ток I слабо меняются вдоль джета, компоненты поля B_p и B_φ прежде всего определяются шириной джета d : $B_p \propto d^{-2}$, $B_\varphi \propto d^{-1}$ [28; 29].

Кроме того, обычно предполагаемые условия непрерывности и сохранения концентрации излучающей плазмы N , а также полного магнитного потока Ψ_0 дополнительно поддерживают выбор d в качестве естественной переменной, от которой зависят N и B_p .

Наконец, МГД-моделирование также показывает, что объёмный Лоренц-фактор плазмы Γ зависит от поперечного размера джета (см., например, [39]). В магнитнодоминированной области эта зависимость имеет вид линейного закона ускорения

$$\Gamma = \frac{d}{2R_L}. \quad (3.2)$$

Использование d в качестве независимой переменной (вместо расстояния r вдоль джета) более целесообразно для неконических течений, то есть тех, для которых зависимость $d(r)$ является нелинейной. В случае радио- и миллиметровых наблюдений ядер, рассматриваемых в данной работе, ожидается, что они расположены именно в неконических областях джета. Действительно, в большинстве источников, где наблюдается переход от параболической (или квазипараболической) формы к конической, радиоядра находятся в квазипараболической области (см., например, [77; 101]). Поэтому далее используется степенная зависимость формы границы джета от расстояния вдоль джета r :

$$d \propto r^k. \quad (3.3)$$

Без ограничения общности соответствующие выражения для магнитного поля B^* и концентрации излучающей плазмы N^* в собственной системе отсчёта можно записать в виде

$$B^* \propto d^{-b}, \quad (3.4)$$

$$N^* \propto d^{-s}. \quad (3.5)$$

Индексы b и s связаны с традиционными обозначениями (см., например, [49; 110]) следующим образом: $B^* \propto r^{-m}$, $m = kb$, и $N^* \propto r^{-n}$, $n = ks$.

Рассматриваемые физические величины также зависят от Доплер-фактора излучающей плазмы

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (3.6)$$

где предполагается, что плазма движется со скоростью $v = \beta c$ под углом θ к линии зрения наблюдателя.

До настоящего времени аналитические модели, применяемые для интерпретации наблюдений ультракомпактных джетов, как правило, предполагали постоянный Лоренц-фактор и, соответственно, постоянный Доплер-фактор [48; 109; 111—114], тогда как лишь в немногих работах эволюция Лоренц-фактора вдоль джета тем или иным образом учитывалась: например, при моделировании кинематики отдельных компонентов [115] или при интерпретации многочастотных наблюдений яркостной температуры радиоядер [116]. Однако как наблюдательные [117; 118], так и теоретические [31; 43; 70] результаты указывают на то, что в параболической области джета, где расположено большинство радиоядер, плазма продолжает эффективно ускоряться в соответствии с уравнением (3.2).

Учитывая сказанное, зададим зависимость Доплер-фактора для объёмного движения плазмы:

$$\delta \propto d^t, \quad (3.7)$$

или

$$\delta = \delta_0 \left(\frac{r}{R_L} \right)^{tk}. \quad (3.8)$$

Рассмотрим максимальный Лоренц-фактор на данном расстоянии r вдоль джета в виде $\Gamma = \Gamma_0(r/R_L)^k$; тогда для показателя степени t получаем следующее

выражение:

$$t = - \frac{\ln \left[\delta_0 \left(\Gamma_0 (r/R_L)^k - \cos \theta \sqrt{\Gamma_0^2 (r/R_L)^{2k} - 1} \right) \right]}{k \ln(r/R_L)}. \quad (3.9)$$

Предполагая, что линия зрения наблюдателя лежит внутри конуса излучения с углом раскрыва $\theta_{\text{em}} = 1/\Gamma$, то есть $\Gamma_0 (r/R_L)^k \geq 1/\theta$ в наблюдаемой части джета, получаем

$$t = 1 - \frac{\ln(\delta_0/\Gamma_0)}{k \ln(r/R_L)}. \quad (3.10)$$

Здесь использовано приближение $\delta \approx \Gamma$, справедливое при $\theta \lesssim \Gamma^{-1}$. При $\delta_0 = \Gamma_0$, что соответствует $\theta = 1/\Gamma_0$, получаем $t = 1$. Если излучение определяется областью джета, в которой $\Gamma \approx 1/\theta$, то для моделирования можно считать $\delta \approx \text{const}$.

Таким образом, далее рассматриваются два предельных случая: $t = 0$ соответствует постоянному Доплер-фактору, тогда как $t = 1$ отвечает пределу $\delta \approx \Gamma$, реализующемуся при выполнении условия $\theta \lesssim \Gamma^{-1}$ для всего диапазона значений Γ , характерного для рассматриваемых наблюдаемых ядер.

3.1.2 Наблюдаемые величины

В качестве основных наблюдаемых величин в работе используются многочастотные РСДБ-измерения углового размера ядра θ_{obs} , пропорционального ширине джета d , и яркостной температуры ядра $T_{\text{br, obs}}$, представленные в [110]. Для этих величин в [110] были исследованы зависимости от наблюдательной частоты ν :

$$d \propto \nu^{-p} \quad (3.11)$$

$$T_{\text{br, obs}} \propto \nu^{-q}. \quad (3.12)$$

При этом частота и яркостная температура были приведены к системе покоя источника, то есть исправлены на космологическое красное смещение. В дальнейшем в настоящей работе используются показатели степенных законов p и q , полученные в [110]. В [110] эти показатели определялись по данным Телескопа Горизонта Событий, дополненным многочастотными РСДБ-наблюдениями в диапазоне 2–86 ГГц (при этом аппроксимация выполнялась в диапазоне 15–230 ГГц):

зависимости для каждого источника аппроксимировались отдельно, после чего показатели усреднялись по выборке, а нормировочные множители рассматривались как индивидуальные параметры, учитывающие различия между источниками.

Свяжем зависимости $d(\nu)$ и $T_{\text{br, obs}}(\nu)$ с расстоянием r вдоль джета, предполагая, что наблюдаемое положение ядра определяется синхротронным самопоглощением [48]. Тогда выполняется соотношение

$$r \propto \nu^{-1/k_r}, \quad (3.13)$$

где индекс k_r характеризует величину сдвига ядра по частоте [49; 119; 120]. Значение $k_r = 1$ обычно связывают с условием равномерного распределения энергии в джете [48].

Для джетов с малым локальным углом раскрытия, при котором выполняется условие $d(r)/r \ll 1$, подстановка уравнений (3.3)–(3.7) в уравнение (4) из работы [100] даёт следующее общее выражение для индекса сдвига ядра k_r :

$$k_r = k \frac{s + (1.5 - \alpha)(b - t) - 1}{2.5 - \alpha}, \quad (3.14)$$

где α , как прежде, обозначает спектральный индекс (2). Это уравнение в точности совпадает с уравнением (13) из работы [100].

В случае равномерного распределения энергии ($s = 2, b = 1$), а также для конического ($k = 1$) и неускоряющегося ($\delta = \text{const}$, то есть $t = 0$) джета уравнение (3.14) даёт ожидаемое значение $k_r = 1$.

В дальнейшем используется общее выражение (3.14).

3.2 Связь индексов магнитного поля и концентрации плазмы

Магнитное поле в собственной системе отсчёта может быть оценено по рассмотренным выше измерениям яркостной температуры с использованием уравнения (11) из [110] или уравнения (16) из [38]:

$$B^* \propto \nu \delta T_{\text{br, obs}}^{-2}. \quad (3.15)$$

Исключим наблюдательную частоту ν из системы уравнений (3.11) и (3.12). Тогда получаем зависимость наблюдаемой яркостной температуры от ширины джета

$$T_{\text{br, obs}} \propto d^{q/p}. \quad (3.16)$$

С учётом зависимостей (3.4) и (3.7), уравнение (3.15) можно переписать в виде

$$d^{-b} \propto d^{t-(1+2q)/p}, \quad (3.17)$$

что позволяет выразить индекс b как функцию наблюдаемых p , q и индекса Доплер-фактора t :

$$b = \frac{1 + 2q}{p} - t. \quad (3.18)$$

Далее, комбинируя выражения для формы джета (3.3) и положения ядра (3.13), получаем равенство

$$\frac{k_r}{k} = \frac{1}{p}, \quad (3.19)$$

которое, совместно с уравнениями (3.14) и (3.18), приводит к выражению для индекса s как функции p, q и t :

$$s = 1 + \frac{1}{p} + (3 - 2\alpha) \left(t - \frac{q}{p} \right). \quad (3.20)$$

Уравнения (3.18) и (3.20) позволяют оценить индексы b и s , определяющие зависимости B^* и N^* от ширины джета d , для любого заданного значения t . Для этого достаточно оценок индексов p и q , получаемых из многочастотных измерений ширины джета и яркостной температуры как для отдельных источников, так и для выборок источников.

3.3 Применение к мультимчастотным измерениям параметров ядер

3.3.1 Выражение индексов магнитного поля и концентрации плазмы через наблюдаемые параметры

Рассмотрим ожидаемые значения индексов p и q для различных режимов течения джета. Общие выражения для p и q , получаемые из уравнений (3.18) и (3.20), имеют вид

$$p = \frac{2.5 - \alpha}{s + (1.5 - \alpha)(b - t) - 1}, \quad (3.21)$$

$$q = \frac{(2.5 - \alpha)(b + t)}{2s + (3 - 2\alpha)(b - t) - 2} - \frac{1}{2}. \quad (3.22)$$

Ниже полагаем $\alpha = -0.5$, отмечая, что результаты слабо зависят от выбранного значения α .

В таблице 3.1 приведены значения индексов p и q для ряда типичных режимов течения джета, соответствующих различным комбинациям модельных параметров b , s и t . Модели 1 и 2 описывают область ускорения джета с доминирующей полоидальной компонентой магнитного поля ($b = 2$), малым углом наблюдения, при котором $\delta \sim 2\Gamma$ ($t = 1$), и либо непрерывностью и сохранением числа частиц вдоль джета ($s = 3$, модель 1), либо равномерным распределением энергии ($s = 4$, модель 2).

Таблица 3.1 — Ожидаемые значения индексов p (3.21) и q (3.22) для различных моделей джета.

	(b, s, t)	p	q
1	$b = 2, s = 3, t = 1$	0.75	0.625
2	$b = 2, s = 4, t = 1$	0.6	0.4
3	$b = 2, s = 3, t = 0$	0.5	0
4	$b = 2, s = 4, t = 0$	0.43	-0.1
5	$b = 1, s = 2, t = 0$	1	0
6	$b = 2, s = 2, t = 1$	1	1

Модели 3 и 4 аналогичны моделям 1 и 2, но соответствуют большему углу наблюдения, так что $\delta \approx \text{const}$ ($t = 0$). Модель 5 описывает область насыщения ускорения ($\Gamma \approx \text{const}$, $t = 0$) с доминирующим тороидальным магнитным полем ($b = 1$) и равномерным распределением энергии ($s = 2$).

Последняя, модель 6, даёт значения индексов, близкие к полученным в разделе 3.3.2. Ранее она не рассматривалась, поскольку значение $b = 3$ требует существенного отклонения от конфигурации спирального магнитного поля с сохраняющимся магнитным потоком, ожидаемой в теоретических моделях [48; 49; 100]. Кроме того, значение $s = 1$ соответствует значительно более медленному убыванию концентрации излучающей плазмы с ростом ширины джета, чем в случае сохранения потока частиц.

На рисунках 3.1 и 3.2 показано ожидаемое поведение ширины джета d и яркостной температуры $T_{b, \text{obs}}$ для ускоряющегося джета на малых расстояниях

от чёрной дыры (высокие наблюдательные частоты; штриховые линии) и для дже-та с приблизительно постоянным объёмным Лоренц-фактором на более низких частотах (пунктирные линии).

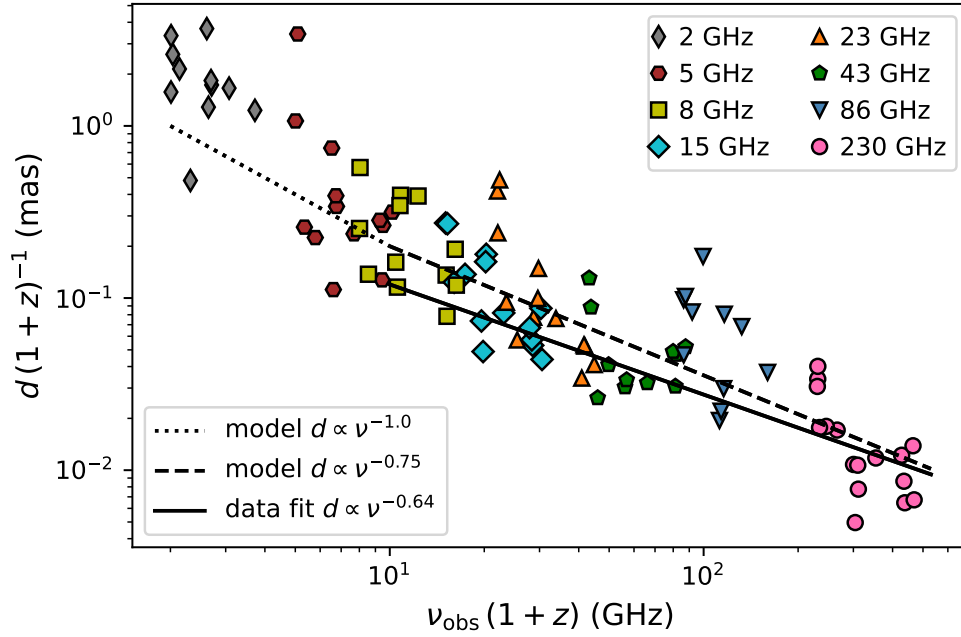


Рисунок 3.1 — Сравнение моделей 1 и 5 для ожидаемой зависимости ширины дже-та d от наблюдательной частоты ν_{obs} . Маркеры и сплошные линии заимствованы из [110]. Штриховые и пунктирные линии отвечают модели 5 при $\nu_{\text{obs}} = 1\text{--}10$ ГГц и модели 1 при $\nu_{\text{obs}} = 10\text{--}500$ ГГц соответственно.

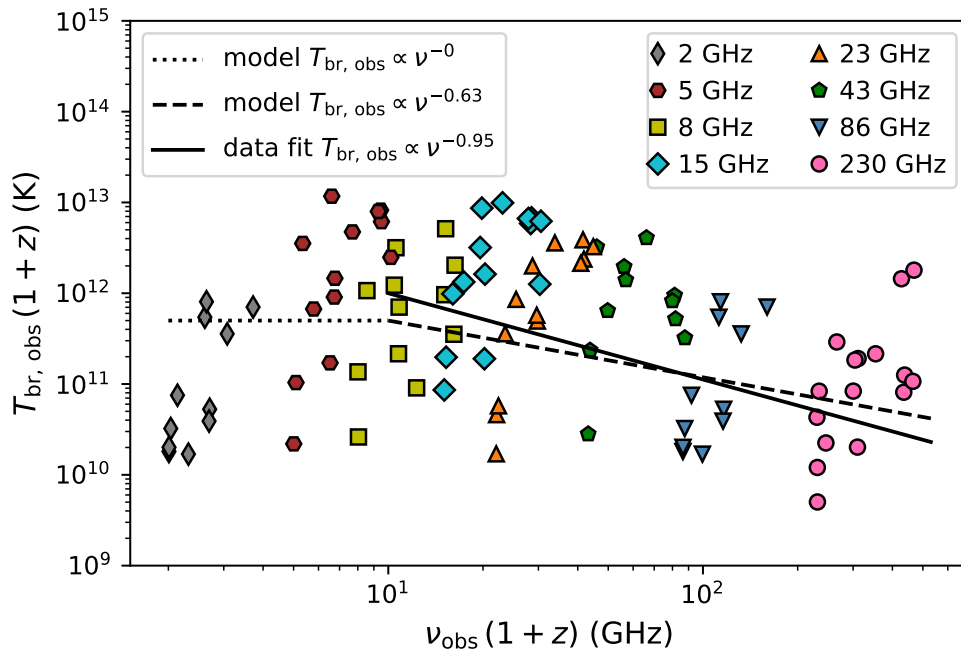


Рисунок 3.2 — То же, что и на рис. 3.1, но для наблюдаемой яркостной температуры.

В этой классической картине ожидается, что зависимость размера ядра имеет излом, тогда как яркостная температура остаётся примерно постоянной в удалённых областях джета, наблюдаемых на низких частотах и находящихся в плазменнодоминированном режиме.

Такое поведение модели качественно воспроизводит основные зависимости, полученные в работе [110] и представленные маркерами различных наблюдательных частот и сплошными линиями на рисунках 3.1 и 3.2.

3.3.2 Многочастотные данные

Оценка индексов b и s по наблюдениям

Соотношения, задаваемые уравнениями (3.18) и (3.20), могут быть использованы для интерпретации результатов, представленных в работе [110], основанных на многочастотных РСДБ-наблюдениях размеров и яркостных температур ядер компактных внегалактических джетов. В данном анализе используются значения $p = 0.64 \pm 0.05$ и $q = 0.95 \pm 0.13$, полученные в [110], и принимается спектральный индекс $\alpha = -0.5$. При этих условиях уравнения (3.18) и (3.20) дают $b = (4.5 \pm 0.5) - t$ и $s = 4t - (3.4 \pm 1.0)$. Эти зависимости показаны на рис. 3.3. Ниже рассматриваются две конкретных модели эволюции Доплер-фактора δ , соответствующие $t = 0$ и $t = 1$.

Отклонения индекса b и их физическая интерпретация

Для всех значений $t \in [0,1]$ индекс b , характеризующий спад магнитного поля B^* с шириной джета, существенно превышает 2 — максимальное значение, ожидаемое для доминирующего полоидального магнитного поля при условии сохранения полного магнитного потока Ψ_0 .

Аналитическое моделирование показывает, что значения b , удовлетворяющие условию $b = 2 + \varepsilon$, могут реализовываться вследствие кор-подобной структуры полоидального магнитного поля, рассмотренной в Главе 2, если до-

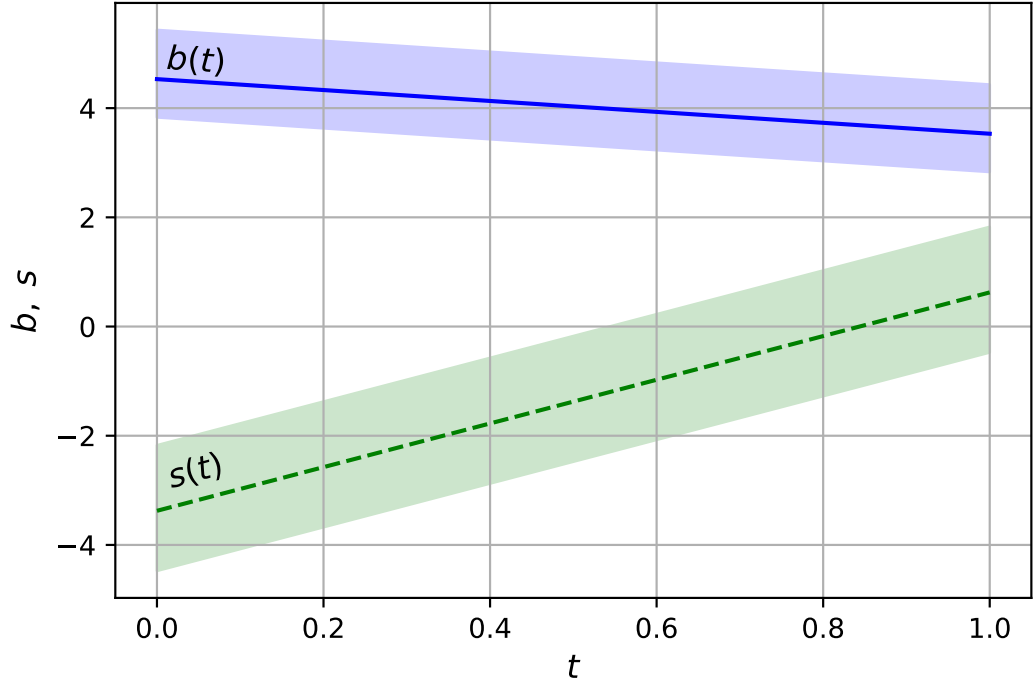


Рисунок 3.3 — Зависимость индексов b (синяя сплошная линия) и s (зелёная штриховая линия), описывающих зависимости B^* и N^* от ширины джета d , от индекса Доплер-фактора t . Соотношения получены из уравнений (3.18) и (3.20) с использованием значений p и q , приведённых в [110], при $\alpha = -0.5$. Заштрихованные области отражают неопределённости в p и q .

пустить возможность смещения наблюдаемой границы радиоядра относительно магнитных поверхностей. Для оценки возможной величины такого отклонения был рассмотрен модельный случай, в котором при уменьшении частоты наблюдения доля полного магнитного потока, заключённая внутри наблюдаемой границы радиоядра, плавно возрастает от $0.8\Psi_0$ до Ψ_0 (рис. 3.4). Значение $0.8\Psi_0$ здесь является одним из рассмотренных пробных начальных значений. Целью такого построения является исследование возможности более быстрого, чем $B_p \propto d^{-2}$, спада полоидального магнитного поля; при этом описанное увеличение доли магнитного потока, заключённой внутри наблюдаемой границы радиоядра, с ростом d является модельным предположением. Для рассмотренной последовательности положений границы радиоядра получена эффективная зависимость $B_p \propto d^{-2.3}$, что соответствует $\varepsilon \simeq 0.3$, в то время как при движении вдоль фиксированной магнитной поверхности имеет место $B_p \propto d^{-2}$. Таким образом, проведённое моделирование позволяет принять оценку $\varepsilon \lesssim 0.3$.

Более значительные отклонения от $b = 2$ могут быть объяснены только уменьшением полного магнитного потока вдоль джета, так что $\Psi_0(d) \propto d^{-\varepsilon}$.

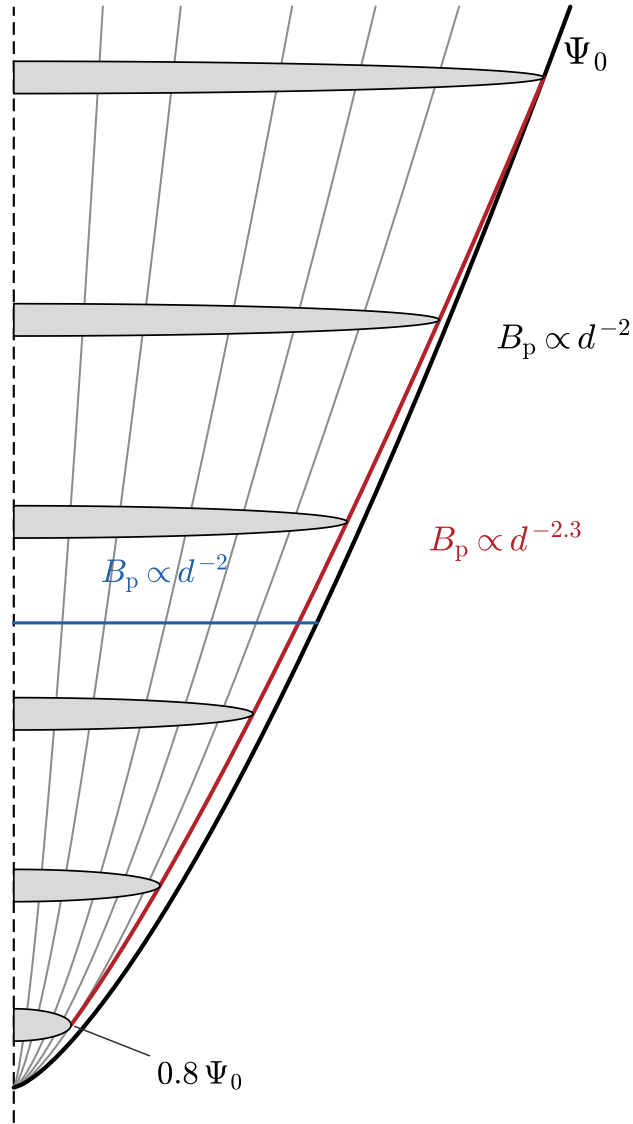


Рисунок 3.4 — Схема возможного изменения положения наблюдаемой границы радиоядра относительно магнитных поверхностей джета. Серыми линиями показаны магнитные поверхности, чёрной линией — граница джета, соответствующая полному магнитному потоку Ψ_0 . Серые области схематически изображают радиоядра, наблюдаемые на разных частотах. Красная линия соединяет их внешние границы в рассмотренном модельном случае, в котором заключённая внутри наблюдаемого радиоядра доля магнитного потока возрастает от $0.8\Psi_0$ до Ψ_0 . Для показанной последовательности границ радиоядер получается эффективная зависимость $B_p \propto d^{-2.3}$. Также на рисунке подписаны стандартные зависимости при движении вдоль фиксированной магнитной поверхности и поперёк джета: $B_p \propto d^{-2}$.

Для неконического течения это соответствует продольной зависимости $\Psi_0(r) \propto r^{-k\varepsilon}$. Такое поведение может быть обусловлено двумя причинами. Во-первых, полный магнитный поток может действительно диссипировать вдоль джета, например, в результате развития неустойчивостей и последующего магнитного пересоединения. Во-вторых, может возникать кажущееся уменьшение магнитного потока, если область джета, дающая основной вклад в наблюдаемое излучение, смещается по мере увеличения расстояния вдоль джета в области с меньшими значениями Ψ . В этом случае наблюдаемый спад магнитного поля будет более крутым, чем при $b = 2$. Оба механизма могут реализовываться на ограниченном диапазоне расстояний вдоль джета.

Физическая интерпретация значений индекса s

Соответствующий индекс s , характеризующий зависимость концентрации излучающей плазмы N^* от ширины джета, достигает максимального значения $s = 0.6 \pm 0.9$ при $t = 1$. В более общем случае ожидается, что s лежит в диапазоне 2–4. В неускоряющемся джете с постоянным объёмным Лоренц-фактором (например, [48]) условия непрерывности потока и сохранения плотности энергии излучающей плазмы приводят к значению $s_0 = 2$. В ускоряющемся джете соотношение непрерывности учитывает изменение Лоренц-фактора вдоль джета, что даёт $s_0 = 3$. Если в собственной системе отсчёта излучающей плазмы джет доминирован полоидальной компонентой магнитного поля и выполняется равномерное распределение энергии, то получается $s_0 = 4$. Рассмотрим отклонение индекса s , определённого из наблюдательных данных, от значения s_0 , описанного выше: $s = s_0 - \varepsilon$. Отрицательные значения ε соответствуют $s > s_0$ и означают более быстрый спад концентрации излучающей плазмы, чем ожидается из условия сохранения N^* вдоль джета ($s_0 = 2$ для течения с постоянным Лоренц-фактором или $s_0 = 3$ для линейно ускоряющегося течения, [100]) или из условия равномерного распределения энергии с магнитным полем ($s_0 = 2$ для течения с постоянным Лоренц-фактором или $s_0 = 4$ для линейно ускоряющегося течения). Таким образом, отрицательное значение ε указывает на убывание концентрации излучающей плазмы, возможно связанное с охлаждением. Положительное значение ε указывает на наличие эффективного источника излучающей плазмы вдоль джета. Такой

источник может быть связан с непрерывным ускорением части холодной плазмы до ультрарелятивистских энергий. Следовательно, наблюдательные значения s вида $s = 3 - \varepsilon$ поддерживают предположение о непрерывной инжекции излучающей плазмы вдоль джета с темпом $\dot{N} \propto \Gamma N^* d^2 \propto d^\varepsilon \propto r^{k\varepsilon}$.

Совместный анализ индексов b и s

Отклонения от ожидаемых диапазонов $b \in [1, 2]$ и $s \in [2, 4]$, полученные из наблюдательных данных, могут быть также обусловлены усреднением оценок для различных источников. Так, альтернативные значения $p' = 0.72$ и $q' = 0.46$, основанные на использовании другой процедуры усреднения в работе [110], дают $b = 1.7$ и $s = 3.8$, что ближе как к равномерному распределению энергии, так и к условиям непрерывности потока и сохранения числа излучающих частиц. Исключая индекс Доплер-фактора t из уравнений (3.18) и (3.20), получаем прямую связь между s и b :

$$s = (3 - 2\alpha) \left(\frac{1 + q}{p} - b \right) + 1 + \frac{1}{p}. \quad (3.23)$$

Рассмотрим широкий диапазон возможных значений b : от 1 (чисто тороидальная компонента) до 2 (чисто полоидальная компонента) и вплоть до 3.5, что соответствует диссипации магнитного потока вдоль джета. Получающаяся зависимость s от b , вычисленная по измеренным значениям p и q при $\alpha = -0.5$, показана на рис. 3.5. Сплошная чёрная линия на рис. 3.5 разделяет плоскость b – s на области, согласующиеся и не согласующиеся с МГД-темпом ускорения объёмного движения плазмы $\Gamma \propto d$. При достаточно малых углах наблюдения выполняется соотношение $\delta \approx 2\Gamma$, что задаёт максимальное значение $t = 1$ (нижняя правая область на рис. 3.5). Остальная часть плоскости b – s соответствует $t > 1$, что не может быть реализовано ни при какой геометрии наблюдения без привлечения механизма ускорения, более эффективного, чем стандартное МГД-ускорение.

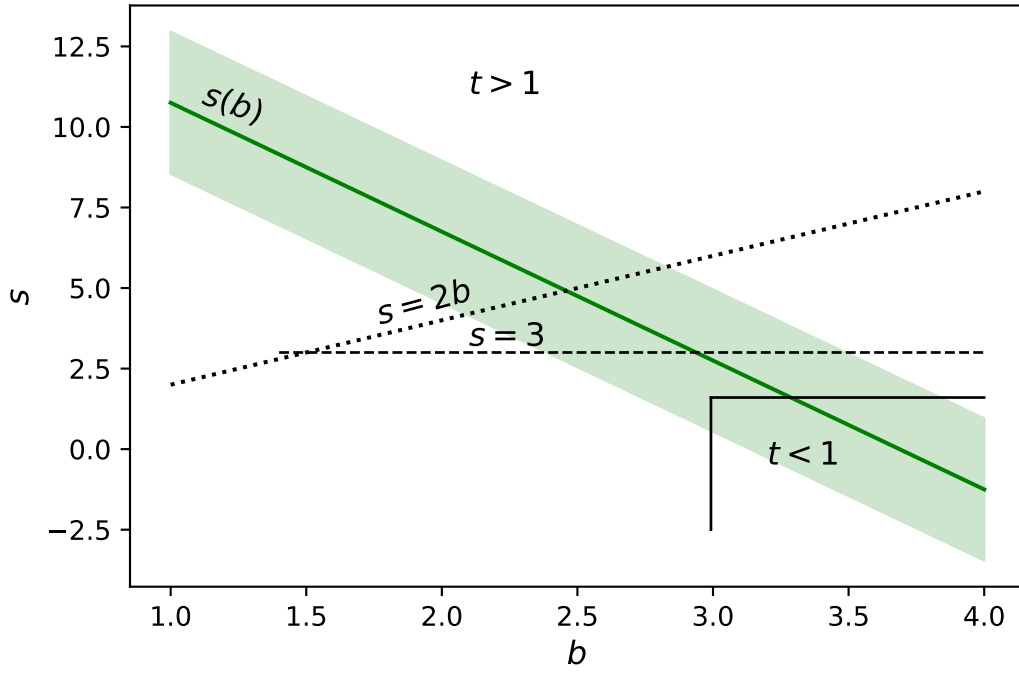


Рисунок 3.5 — Зависимость индекса s (зелёная линия) с учётом неопределённости (зелёная заштрихованная область) от индекса b в диапазоне $b \in [1.0, 3.5]$, вычисленная по измеренным значениям p и q . Штриховая чёрная линия соответствует условию непрерывности потока и сохранения концентрации излучающей плазмы вдоль линейно ускоряющегося джета с $\Gamma \propto d$ [100]. Пунктирная чёрная линия соответствует равнораспределению энергии между излучающей плазмой и магнитным полем. Сплошная чёрная линия разделяет области $t < 1$ (согласующиеся с МГД-темпом ускорения объёмного движения плазмы) и $t > 1$ (превышающие максимально возможный МГД-темп ускорения).

3.4 Экстраполяция параметров джета к малым масштабам с учётом его геометрии

Чтобы определить зависимости $B^*(r)$ и $N^*(r)$ вдоль джета, необходимо знать индекс k , параметризующий его форму. В этом случае индексы m и n выражаются как $m = kb$ и $n = ks$. Если, с другой стороны, выполнена аппроксимация измерений сдвига ядра зависимостью $r \propto v^{-1/k_r}$, то из полученного значения k_r и уравнения (3.19) индекс формы джета определяется как

$$k = k_r p. \quad (3.24)$$

Таким образом, привлечение измерений сдвига ядра (или прямое определение индекса формы джета k) позволяет перейти от зависимостей по ширине джета

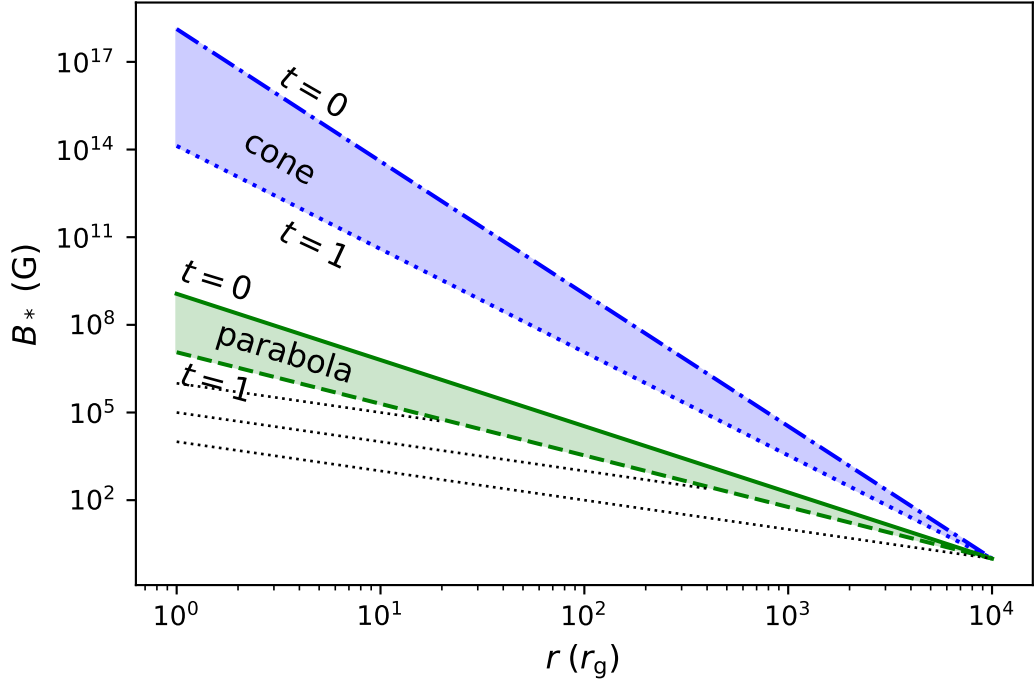


Рисунок 3.6 — Иллюстрация возможного влияния формы джета на оценки магнитного поля в собственной системе отсчёта плазмы как функции депроецированного расстояния вдоль джета, выраженного в единицах гравитационного радиуса r_g . Принят масштаб $1 = 10^4 r_g$ (соответствующий массе чёрной дыры $M = 5 \times 10^9 M_\odot$) и предполагается, что $B^* = 1$ Г на расстоянии 1 пк. Зелёные линии и заштрихованная область соответствуют параболическому джету с $k = 0.5$, синие — коническому джету с $k = 1.0$. В каждом случае заштрихованная область соответствует различным значениям индекса t в диапазоне от $t = 0$ (сплошные зелёные и штрихпунктирные синие линии) до $t = 1$ (штриховые зелёные и пунктирные синие линии). Пунктирные чёрные линии показывают экстраполяции при отсутствии диссипации магнитного потока вплоть до $20r_g$, $400r_g$ и $10^4 r_g$.

к зависимостям от расстояния r вдоль джета и тем самым установить, как ведут себя величины $B^*(r)$ и $N^*(r)$. В этом случае индексы m и n могут быть выражены через наблюдаемые величины p, q, k_r и предполагаемое значение t :

$$m(p, q, k_r; t) = k_r(1 + 2q - pt), \quad (3.25)$$

$$n(p, q, k_r; t) = k_r[(3 - 2\alpha)(pt - q) + p + 1]. \quad (3.26)$$

Определение индексов m и n позволяет экстраполировать значения магнитного поля и концентрации излучающей плазмы на масштабы, сравнимые с гравитационным радиусом.

Влияние индекса формы джета k (или, что эквивалентно, индекса сдвига ядра k_r) на экстраполяцию магнитного поля в собственной системе отсчёта плазмы на масштабы порядка гравитационного радиуса иллюстрируется на рис. 3.6, где для определённости рассматривается чёрная дыра с массой $M = 5 \times 10^9 M_\odot$ и магнитным полем $B^* = 1$ Г на расстоянии 1 пк. Предположение конической формы джета ($k = 1$) соответствует относительно большому значению индекса сдвига ядра $k_r \approx 1.6$ и приводит к чрезвычайно высоким значениям магнитного поля $B^*(r_g)$. Напротив, параболическая форма джета даёт $k_r \approx 0.8$, что согласуется с наблюдениями [118; 121; 122] и приводит к значениям магнитного поля $B^*(r_g)$ в диапазоне $10^{6.5} - 10^{9.5}$ Г. Нижняя граница этого диапазона может быть согласована, при определённых допущениях, с ускоряющимся параболическим течением, возникающим в системе с замагниченным аккреционным диском вокруг сверхмассивной чёрной дыры [69], где $B^*(r_g) \approx 10^4 \text{ Г} (\eta_{\text{acc}}/\eta_{\text{rad}})^{1/2} (M_{\text{BH}}/10^9 M_\odot)^{-1/2}$, а значения магнитного поля порядка $\sim 10^6$ Г могут, в принципе, быть достигнуты, если эддингтоновская эффективность аккреции η_{acc} существенно превышает эффективность излучения η_{rad} . Ещё более сильные поля на масштабах горизонта, как считается, возможны только для объектов без горизонта — гравастаров [123] или кротовых нор [124]; таким образом, обнаружение столь сильных магнитных полей может использоваться для проверки моделей таких гипотетических объектов [125; 126]. Однако следует отметить, что полученное усиление магнитного поля к основанию джета может сохраняться не вплоть до r_g , а лишь до того масштаба, на котором прекращается диссипация магнитного потока. Если магнитный поток сохраняется лишь начиная с некоторого расстояния вдоль джета, то значение магнитного поля при r_g может быть существенно ниже, чем показано на рис. 3.6; степень этого уменьшения определяется положением области перехода к режиму сохранения потока. По аналогии с терминологией квантовой механики можно ввести «полный набор наблюдаемых», необходимый для надёжной оценки основных свойств джетов на ультракомпактных масштабах: измерения ширины, яркостной температуры и положения радиоядра как функции наблюдательной частоты. Такие многочастотные данные в сочетании с предложенным методом позволяют определить зависимости концентрации излучающей плазмы $N^*(r)$, магнитного поля $B^*(r)$ в собственной системе отсчёта и ширины джета $d(r)$ от расстояния вдоль джета r (то есть форму его границы). Метод не предполагает какой-либо априорной связи между B^* и N^* . Более того, он

позволяет отдельно определить эти физические величины даже при отсутствии прямых измерений сдвига ядра.

3.5 Выводы

1. Многочастотные измерения углового размера и яркостной температуры радиоядра накладывают ограничения на зависимости магнитного поля B^* и концентрации излучающей плазмы N^* в собственной системе отсчёта от ширины джета d при достаточно общих предположениях. Предложенный метод не опирается на какие-либо модельно зависимые соотношения между B^* и N^* , что обеспечивает возможность прямой проверки предположения о равномерном распределении энергии.
2. Дополнительно, оценка формы джета по данным непосредственных измерений либо по анализу сдвига ядра позволяет определить зависимости $B^*(r)$ и $N^*(r)$ вдоль джета, что, в свою очередь, позволяет экстраполировать магнитное поле на масштабы порядка гравитационного радиуса.
3. Единственным свободным параметром модели является индекс t , описывающий зависимость Доплер-фактора от ширины джета. Физически ожидается, что этот параметр лежит в диапазоне $0 \leq t \leq 1$.
4. Для заданных значений p и q соотношение между индексами b и s (уравнение (3.23)) определяется исключительно спектральным индексом α , связанным с распределением излучающих частиц по энергиям.
5. Значения p и q , полученные в [110], находятся в определённом противоречии со стандартными МГД-моделями джетов. Именно, получаемое из уравнения (3.18) значение b означает более быстрый спад магнитного поля, чем $B \propto d^{-2}$, ожидаемый для чисто полоидальной компоненты магнитного поля при сохранении магнитного потока. В то же время значение s , полученное из уравнения (3.20), указывает на непрерывную инжекцию излучающей плазмы (то есть продолжающиеся нагрев и ускорение холодной плазмы до ультрарелятивистских энергий) вдоль джета.
6. Зависимости $B^* \propto d^{-3.5}$ и $N^* \propto d^{-0.6}$ указывают на то, что равномерное распределение между плотностями энергии излучающей плазмы и магнитного

поля не сохраняется во всей области джета, исследованной в [110] по измерениям на частотах $\gtrsim 10$ ГГц.

7. Приведённые результаты основаны на величинах, усреднённых по неоднородной выборке источников с широким диапазоном углов наблюдения (от объектов BL Lac до радиогалактик). В связи с этим рекомендуется проведение многочастотных измерений отдельных источников для минимизации возможных систематических смещений, связанных с совместным анализом разнородных выборок.

На основании сделанных выводов предлагается введение «полного набора наблюдаемых» — ширины, яркостной температуры и положения радиоядра, измеренных на различных частотах, — для получения надёжных оценок зависимостей $N^*(r)$, $B^*(r)$ и $d(r)$ от расстояния вдоль джета r с использованием уравнений (3.24), (3.25) и (3.26). Данный подход не требует принятия каких-либо априорных предположений о связи между N^* и B^* и опирается исключительно на наблюдательные ограничения Доплер-фактора джета, которые могут быть непосредственно получены из РСДБ-данных. Многочастотные измерения этого набора наблюдаемых для отдельных источников тем самым обеспечивают возможность количественного определения параметров плазмы в внегалактических релятивистских джетах.

Заключение

В диссертации исследована связь между наблюдаемой поперечной стратификацией синхротронного излучения релятивистских джетов АЯГ, их внутренней МГД-структурой и пространственным распределением излучающей плазмы. Для этого проведено моделирование синхротронного излучения с самопоглощением на основе полуаналитических и аналитических МГД-моделей, а также проанализированы многочастотные РСДБ-данные с применением метода независимого определения пространственных зависимостей магнитного поля и концентрации излучающей плазмы. Получены следующие основные результаты.

- Показано, что уже в предельном случае, когда в излучении участвует вся плазма джета, стратифицированная МГД-структура может приводить к уярчению к краю и формированию трёхгорбых поперечных профилей интенсивности. Однако этот эффект возникает лишь в ограниченной области пространства параметров и слабо выражен. Для получения выраженной трёхгорбой структуры необходимо сочетание центрального кора, в котором оптическая толщина имеет умеренное значение, и внешней области с медленным течением и повышенной концентрацией излучающих частиц. При этом наиболее выраженная поперечная стратификация в моделях с излучением всей плазмы часто соответствует оптически толстым и избыточно ярким источникам.
- Установлено, что для согласования абсолютного уровня интенсивности и характерной формы поперечных профилей с наблюдениями вклад излучения центрального кора должен быть существенно подавлен: доля частиц, участвующих в синхротронном переносе в центральной области, должна составлять порядка одного процента или меньше. Пространственная локализация излучающей плазмы преимущественно во внешних областях джета позволяет существенно усилить уярчение к краю и получить выраженные многогорбые профили. В качестве возможной физической реализации такого распределения рассмотрено омическое нагревание, при котором излучающие частицы локализованы в областях повышенной плотности электрического тока. Предположение о равномерном распределении энергии между магнитным полем и излучающими частицами, напротив, не приводит к существенному подавлению вклада центрального кора.

Дополнительное сопоставление с моделью Блэндфорда–Кёнигла для параметров, характерных для М87, показывает, что полная концентрация плазмы в МГД-моделях существенно превышает характерную концентрацию излучающих частиц, используемую при интерпретации наблюдений, а среди рассмотренных вариантов наилучшее соответствие этим оценкам даёт модель омического нагрева.

- На основе аналитической модели внутренней структуры релятивистского джета, аппроксимирующей решения полных МГД-уравнений, построены карты полной интенсивности с учётом поперечной стратификации и продольной эволюции магнитного поля, скорости и концентрации плазмы. Показано, что рост локального коэффициента излучения к границе джета в области эффективного ускорения сам по себе не гарантирует уярчения к краю на картах полной интенсивности. При предположении о равномерном распределении энергии уярчение к краю преимущественно ожидается вблизи основания джета, тогда как ниже по течению происходит переход к доминированию центральной области. В предположении, что излучает только плазма, расположенная на внешних магнитных поверхностях, вклад краевых областей существенно возрастает и формируются как уярчённые к краю, так и трёхгорбые структуры.
- С применением метода независимого определения физических параметров джета по многочастотным измерениям углового размера и яркостной температуры радиоядра получены ограничения на зависимости магнитного поля B^* и концентрации излучающей плазмы N^* в собственной системе отсчёта от ширины джета. Используемый метод не требует априорного задания связи между B^* и N^* , в том числе предположения о равномерном распределении энергии. Для физически допустимого диапазона зависимости Доплер-фактора от ширины джета полученная зависимость магнитного поля соответствует более быстрому спаду, чем $B^* \propto d^{-2}$, ожидаемому для чисто полоидального магнитного поля при сохранении магнитного потока. Полученная зависимость концентрации излучающей плазмы указывает на необходимость дополнительного источника излучающих частиц вдоль джета, который может быть связан с непрерывным ускорением части холодной плазмы до ультрарелятивистских энергий. Совместные зависимости B^* и N^* не соответствуют сохранению равномерного распределения энергии в исследуемой области джета.

Совокупность полученных результатов показывает, что наблюдаемая поперечная морфология синхротронного излучения релятивистских джетов определяется совместным действием нескольких факторов: стратификацией магнитного поля и скорости течения, эффектами оптической толщи и пространственным распределением излучающей плазмы. При этом одной лишь МГД-стратификации внутренней структуры недостаточно для устойчивого воспроизведения выраженной наблюдаемой морфологии. Существенную роль играет отличие концентрации излучающей нетепловой компоненты от полной концентрации плазмы, задаваемой МГД-моделями. Как моделирование поперечных профилей и карт интенсивности, так и анализ многочастотных наблюдений указывают на необходимость учитывать пространственно неоднородное распределение излучающих частиц и на ограниченность предположения о равномерном распределении энергии между ними и магнитным полем.

Дальнейшее развитие работы связано с применением использованных подходов к отдельным хорошо разрешённым источникам. Проведение многочастотных измерений ширины, яркостной температуры и положения радиоядра для индивидуальных объектов позволит уменьшить неопределённости, связанные с использованием усреднённых характеристик неоднородной выборки, и получить зависимости магнитного поля и концентрации излучающей плазмы от расстояния вдоль джета. Другим перспективным направлением является количественное моделирование наблюдаемых поперечных профилей интенсивности, в частности для М87 и 3C 273, совместно с моделированием поляризации, что позволит получить дополнительные ограничения на пространственное распределение излучающей плазмы и возможные механизмы её нагрева и ускорения.

Список литературы

1. *Матвеев Л. И., Кардашев Н. С., Шоломицкий Г. Б.* О радиоинтерферометре с большой базой // Известия ВУЗов. Радиофизика. — 1965. — Т. 8, № 4. — С. 651—654.
2. *Gómez J. L., Lobanov A. P., Bruni G., [et al.]*. Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 Microarcsecond Resolution // Astrophysical Journal. — 2016. — Feb. — Vol. 817, no. 2. — P. 96.
3. *Giovannini G., Savolainen T., Orienti M., [et al.]*. A wide and collimated radio jet in 3C84 on the scale of a few hundred gravitational radii // Nature Astronomy. — 2018. — Apr. — Vol. 2. — P. 472—477.
4. *Vega-García L., Lobanov A. P., Perucho M., [et al.]*. Multiband RadioAstron space VLBI imaging of the jet in quasar S5 0836+710 // Astronomy and Astrophysics. — 2020. — Sept. — Vol. 641. — A40.
5. *Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama K., Alberdi A., [et al.]*. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole // Astrophysical Journal Letters. — 2019. — Apr. — Vol. 875, no. 1. — P. L1.
6. *Blandford R., Meier D., Readhead A.* Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 2019. — Aug. — Vol. 57. — P. 467—509.
7. *Giroletti M., Giovannini G., Feretti L., [et al.]*. Parsec-Scale Properties of Markarian 501 // Astrophysical Journal. — 2004. — Jan. — Vol. 600, no. 1. — P. 127—140.
8. *Walker R. C., Hardee P. E., Davies F. B., [et al.]*. The Structure and Dynamics of the Subparsec Jet in M87 Based on 50 VLBA Observations over 17 Years at 43 GHz // Astrophysical Journal. — 2018. — Mar. — Vol. 855, no. 2. — P. 128.
9. *Janssen M., Falcke H., Kadler M., [et al.]*. Event Horizon Telescope observations of the jet launching and collimation in Centaurus A // Nature Astronomy. — 2021. — July. — Vol. 5. — P. 1017—1028.

10. *Bruni G., Gómez J. L., Vega-García L., [et al.].* RadioAstron reveals a spine-sheath jet structure in 3C 273 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2021. — Oct. — Vol. 654. — A27.
11. *Hada K.* The Structure and Propagation of the Misaligned Jet M87 // *Galaxies*. — 2017. — Jan. — Vol. 5, no. 1. — P. 2.
12. *Lu R.-S., Asada K., Krichbaum T. P., [et al.].* A ring-like accretion structure in M87 connecting its black hole and jet // *Nature*. — 2023. — Apr. — Vol. 616, no. 7958. — P. 686—690.
13. *Nikonov A. S., Kovalev Y. Y., Kravchenko E. V., [et al.].* Properties of the jet in M87 revealed by its helical structure imaged with the VLBA at 8 and 15 GHz // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — Dec. — Vol. 526, no. 4. — P. 5949—5963.
14. *Gabuzda D. C., Roche N., Kirwan A., [et al.].* Parsec scale Faraday-rotation structure across the jets of nine active galactic nuclei // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — Dec. — Vol. 472, no. 2. — P. 1792—1801.
15. *Mertens F., Lobanov A. P., Walker R. C., [et al.].* Kinematics of the jet in M 87 on scales of 100-1000 Schwarzschild radii // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — Oct. — Vol. 595. — A54.
16. *Kirk J. G., Melrose D. B., Priest E. R.* Plasma Astrophysics. Vol. 24 / ed. by A. O. Benz, T. J.-L. Courvoisier. — Berlin, Heidelberg : Springer, 1994. — (Saas-Fee Advanced Course).
17. *Sironi L., Spitkovsky A.* Relativistic Reconnection: An Efficient Source of Non-thermal Particles // *Astrophysical Journal Letters*. — 2014. — Mar. — Vol. 783, no. 1. — P. L21.
18. *Ball D., Sironi L., Özel F.* Electron and Proton Acceleration in Trans-relativistic Magnetic Reconnection: Dependence on Plasma Beta and Magnetization // *Astrophysical Journal*. — 2018. — July. — Vol. 862, no. 1. — P. 80.
19. *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. — June. — Vol. 368, no. 4. — P. 1561—1582.

20. *Chatterjee K., Liska M., Tchekhovskoy A., [et al.].* Accelerating AGN jets to parsec scales using general relativistic MHD simulations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Dec. — Vol. 490, no. 2. — P. 2200—2218.
21. *Hardee P. E., Eilek J. A.* Using Twisted Filaments to Model the Inner Jet in M 87 // *Astrophysical Journal*. — 2011. — July. — Vol. 735, no. 1. — P. 61.
22. *Ostrowski M.* Diffusive acceleration of cosmic ray particles at tangential discontinuity of velocity field // *Astronomy and Astrophysics*. — 1990. — Nov. — Vol. 238, no. 1/2. — P. 435—438.
23. *Ostrowski M.* Acceleration of ultra-high energy cosmic ray particles in relativistic jets in extragalactic radio sources // *Astronomy and Astrophysics*. — 1998. — July. — Vol. 335. — P. 134—144.
24. *Zakamska N. L., Begelman M. C., Blandford R. D.* Hot Self-Similar Relativistic Magnetohydrodynamic Flows // *Astrophysical Journal*. — 2008. — June. — Vol. 679, no. 2. — P. 990—999.
25. *Gabuzda D. C.* Inherent and Local Magnetic Field Structures in Jets from Active Galactic Nuclei // *Galaxies*. — 2021. — Aug. — Vol. 9, no. 3. — P. 58.
26. *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. — July. — Vol. 360, no. 3. — P. 869—891.
27. *Kramer J. A., MacDonald N. R.* Ray-tracing in relativistic jet simulations: A polarimetric study of magnetic field morphology and electron scaling relations // *Astronomy and Astrophysics*. — 2021. — Dec. — Vol. 656. — A143.
28. *Beskin V. S., Malyshkin L. M.* On the Internal Structure of Relativistic Jets // *Astronomy Letters*. — 2000. — Apr. — Vol. 26, no. 4. — P. 208—218.
29. *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. — Mar. — Vol. 367, no. 1. — P. 375—386.
30. *Beskin V. S., Chernoglazov A. V., Kiselev A. M., [et al.].* On the internal structure of relativistic jets collimated by ambient gas pressure // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — Dec. — Vol. 472, no. 4. — P. 3971—3978.
31. *Lyubarsky Y.* Asymptotic Structure of Poynting-Dominated Jets // *Astrophysical Journal*. — 2009. — June. — Vol. 698, no. 2. — P. 1570—1589.

32. *Komissarov S. S., Vlahakis N., Königl A., [et al.]*. Magnetic acceleration of ultrarelativistic jets in gamma-ray burst sources // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2009. — Apr. — Vol. 394, no. 3. — P. 1182—1212.
33. *Broderick A. E., Loeb A.* Imaging the Black Hole Silhouette of M87: Implications for Jet Formation and Black Hole Spin // *Astrophysical Journal*. — 2009. — June. — Vol. 697, no. 2. — P. 1164—1179.
34. *Takahashi K., Toma K., Kino M., [et al.]*. Fast-spinning Black Holes Inferred from Symmetrically Limb-brightened Radio Jets // *Astrophysical Journal*. — 2018. — Dec. — Vol. 868, no. 2. — P. 82.
35. *Ogihara T., Takahashi K., Toma K.* A Mechanism for the Triple-ridge Emission Structure of AGN Jets // *Astrophysical Journal*. — 2019. — May. — Vol. 877, no. 1. — P. 19.
36. *Cruz-Orsorio A., Fromm C. M., Mizuno Y., [et al.]*. State-of-the-art energetic and morphological modelling of the launching site of the M87 jet // *Nature Astronomy*. — 2022. — Jan. — Vol. 6. — P. 103—108.
37. *Fromm C. M., Cruz-Orsorio A., Mizuno Y., [et al.]*. Impact of non-thermal particles on the spectral and structural properties of M87 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2022. — Apr. — Vol. 660. — A107.
38. *Nokhrina E. E.* Brightness temperature - obtaining the physical properties of a non-equipartition plasma // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — June. — Vol. 468, no. 2. — P. 2372—2381.
39. *Beskin V. S.* Magnetohydrodynamic models of astrophysical jets // *Physics Uspekhi*. — 2010. — Vol. 53. — P. 1199—1233.
40. *Zdziarski A. A., Phuravhathu D. G., Sikora M., [et al.]*. The Composition and Power of the Jet of the Broad-line Radio Galaxy 3C 120 // *Astrophysical Journal Letters*. — 2022. — Mar. — Vol. 928. — P. L9.
41. *Zdziarski A. A., Egron E.* What are the Composition and Power of the Jet in Cyg X-1? // *Astrophysical Journal Letters*. — 2022. — Aug. — Vol. 935. — P. L4.
42. *Nokhrina E. E., Beskin V. S., Kovalev Y. Y., [et al.]*. Intrinsic physical conditions and structure of relativistic jets in active galactic nuclei // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Mar. — Vol. 447. — P. 2726—2737.

43. *Komissarov S. S., Barkov M. V., Vlahakis N., [et al.]*. Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2007. — Sept. — Vol. 380. — P. 51—70.
44. *Bromberg O., Tchekhovskoy A.* Relativistic MHD simulations of core-collapse GRB jets: 3D instabilities and magnetic dissipation // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — Feb. — Vol. 456. — P. 1739—1760.
45. *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. — Sept. — Vol. 488, no. 1. — P. 224—233.
46. *Beskin V. S., Nokhrina E. E.* On the central core in MHD winds and jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2009. — Aug. — Vol. 397. — P. 1486—1497.
47. *Burbidge G. R.* On Synchrotron Radiation from Messier 87. // *Astrophysical Journal*. — 1956. — Sept. — Vol. 124. — P. 416.
48. *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources. // *Astrophysical Journal*. — 1979. — Aug. — Vol. 232. — P. 34—48.
49. *Lobanov A. P.* Ultracompact jets in active galactic nuclei // *Astronomy and Astrophysics*. — 1998. — Feb. — Vol. 330. — P. 79—89.
50. *Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I.* Cosmic Magnetobremssstrahlung (Synchrotron Radiation) // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 1965. — Sept. — Vol. 3. — P. 297—350.
51. *Rybicki G. B., Lightman A. P.* Radiative Processes in Astrophysics. — New York : Wiley, 1979.
52. *Wardle J. F. C., Homan D. C., Ojha R., [et al.]*. Electron-positron jets associated with the quasar 3C279 // *Nature*. — 1998. — Oct. — Vol. 395, no. 6701. — P. 457—461.
53. *Beckert T., Duschl W. J.* Synchrotron radiation from quasi-monoenergetic electrons. Modelling the spectrum of Sagittarius A(*) // *Astronomy and Astrophysics*. — 1997. — Dec. — Vol. 328. — P. 95—106.
54. *Tsang O., Kirk J. G.* The inverse Compton catastrophe and high brightness temperature radio sources // *Astronomy and Astrophysics*. — 2007. — Feb. — Vol. 463, no. 1. — P. 145—152.

55. *Nokhrina E. E., Pashchenko I. N., Kutkin A. M.* Parabolic jet shape on parsec scales in high redshift AGN // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2022. — Jan. — Vol. 509, no. 2. — P. 1899—1911.
56. *Blandford R. D., Znajek R. L.* Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1977. — May. — Vol. 179. — P. 433—456.
57. *Nokhrina E. E., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B.* Physical parameters of active galactic nuclei derived from properties of the jet geometry transition region // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2020. — Oct. — Vol. 498. — P. 2532—2543.
58. *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. — July. — Vol. 423, no. 4. — P. 3083—3117.
59. *Barausse E.* The evolution of massive black holes and their spins in their galactic hosts // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2012. — July. — Vol. 423, no. 3. — P. 2533—2557.
60. *Volonteri M., Sikora M., Lasota J.-P., [et al.].* The Evolution of Active Galactic Nuclei and their Spins // *Astrophysical Journal*. — 2013. — Oct. — Vol. 775, no. 2. — P. 94.
61. *Sesana A., Barausse E., Dotti M., [et al.].* Linking the Spin Evolution of Massive Black Holes to Galaxy Kinematics // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Oct. — Vol. 794, no. 2. — P. 104.
62. *Reynolds C. S.* The spin of supermassive black holes // *Classical and Quantum Gravity*. — 2013. — Dec. — Vol. 30, no. 24. — P. 244004.
63. *Daly R. A.* Estimates of black hole spin properties of 55 sources // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — June. — Vol. 414, no. 2. — P. 1253—1262.
64. *Daly R. A.* Black Hole Spin and Accretion Disk Magnetic Field Strength Estimates for More Than 750 Active Galactic Nuclei and Multiple Galactic Black Holes // *Astrophysical Journal*. — 2019. — Nov. — Vol. 886, no. 1. — P. 37.

65. *Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama K., Alberdi A., [et al.]*. First M87 Event Horizon Telescope Results. V. Physical Origin of the Asymmetric Ring // *Astrophysical Journal Letters*. — 2019. — Apr. — Vol. 875, no. 1. — P. L5.
66. *Nokhrina E. E., Gurvits L. I., Beskin V. S., [et al.]*. M87 black hole mass and spin estimate through the position of the jet boundary shape break // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Oct. — Vol. 489, no. 1. — P. 1197—1205.
67. *Kino M., Takahashi M., Kawashima T., [et al.]*. Implications from the Velocity Profile of the M87 Jet: A Possibility of a Slowly Rotating Black Hole Magnetosphere // *Astrophysical Journal*. — 2022. — Nov. — Vol. 939. — P. 83.
68. *Nokhrina E.* The correlation between the total jet power and the Poynting flux at the jet base // *Perseus in Sicily: from black hole to cluster outskirts, Proceedings IAU Symposium No. 342 / ed. by K. Asada, E. de Gouveia dal Pino, H. Nagai, R. Nemmen, M. Giroletti*. — 2018. — P. 197—200.
69. *Zamaninasab M., Clausen-Brown E., Savolainen T., [et al.]*. Dynamically important magnetic fields near accreting supermassive black holes // *Nature*. — 2014. — June. — Vol. 510. — P. 126—128.
70. *Kovalev Y., Pushkarev A., Nokhrina E., [et al.]*. A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2020. — Apr. — Vol. 495. — P. 3576—3591.
71. *Asada K., Nakamura M.* The Structure of the M87 Jet: A Transition from Parabolic to Conical Streamlines // *Astrophysical Journal Letters*. — 2012. — Feb. — Vol. 745, no. 2. — P. L28.
72. *Hada K., Kino M., Doi A., [et al.]*. The Innermost Collimation Structure of the M87 Jet Down to ~ 10 Schwarzschild Radii // *Astrophysical Journal*. — 2013. — Sept. — Vol. 775, no. 1. — P. 70.
73. *Pushkarev A. B., Hovatta T., Kovalev Y. Y., [et al.]*. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Sept. — Vol. 545. — A113.
74. *Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D., [et al.]*. MOJAVE. XV. VLBA 15 GHz Total Intensity and Polarization Maps of 437 Parsec-scale AGN Jets from 1996 to 2017 // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2018. — Jan. — Vol. 234. — P. 12.

75. *Lister M. L., Homan D. C., Hovatta T., [et al.].* MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars // *Astrophysical Journal*. — 2019. — Mar. — Vol. 874, no. 1. — P. 43.
76. *Nakamura M., Meier D. L.* A Magnetohydrodynamic Model of the M87 Jet. II. Self-consistent Quad-shock Jet Model for Optical Relativistic Motions and Particle Acceleration // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Apr. — Vol. 785. — P. 152.
77. *Nakamura M., Asada K., Hada K., [et al.].* Parabolic Jets from the Spinning Black Hole in M87 // *Astrophysical Journal*. — 2018. — Dec. — Vol. 868, no. 2. — P. 146.
78. *Kim J.-Y., Krichbaum T. P., Lu R.-S., [et al.].* The limb-brightened jet of M87 down to the 7 Schwarzschild radii scale // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — Sept. — Vol. 616. — A188.
79. *Biretta J. A., Sparks W. B., Macchetto F.* Hubble Space Telescope Observations of Superluminal Motion in the M87 Jet // *Astrophysical Journal*. — 1999. — Aug. — Vol. 520, no. 2. — P. 621—626.
80. *Sironi L., Spitkovsky A.* Particle Acceleration in Relativistic Magnetized Collisionless Electron-Ion Shocks // *Astrophysical Journal*. — 2011. — Jan. — Vol. 726, no. 2. — P. 75.
81. *Vaidya B., Mignone A., Bodo G., [et al.].* A Particle Module for the PLUTO Code. II. Hybrid Framework for Modeling Nonthermal Emission from Relativistic Magnetized Flows // *Astrophysical Journal*. — 2018. — Oct. — Vol. 865, no. 2. — P. 144.
82. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y.* Single-epoch VLBI imaging study of bright active galactic nuclei at 2 GHz and 8 GHz // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Aug. — Vol. 544. — A34.
83. *Hovatta T., Aller M. F., Aller H. D., [et al.].* MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions // *Astronomical Journal*. — 2014. — June. — Vol. 147, no. 6. — P. 143.
84. *Pashchenko I. N., Kravchenko E. V., Nokhrina E. E., [et al.].* CLEAN imaging systematics of M87 radio jet // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — July. — Vol. 523, no. 1. — P. 1247—1267.

85. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L., [et al.].* MOJAVE - XIV. Shapes and opening angles of AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — July. — Vol. 468, no. 4. — P. 4992—5003.
86. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., [et al.].* Significant core shift variability in parsec-scale jets of active galactic nuclei // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — May. — Vol. 485, no. 2. — P. 1822—1842.
87. *Kutkin A. M., Pashchenko I. N., Sokolovsky K. V., [et al.].* Opacity, variability, and kinematics of AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — June. — Vol. 486. — P. 430—439.
88. *Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E.* Radiation from matter entrainment in astrophysical jets: the AGN case // *Jets at All Scales*. Vol. 275 / ed. by G. E. Romero, R. A. Sunyaev, T. Belloni. — Cambridge University Press, 2011. — P. 131—135. — (IAU Symposium).
89. *Blandford R. D., Payne D. G.* Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1982. — June. — Vol. 199. — P. 883—903.
90. *Stone J. M., Pringle J. E., Begelman M. C.* Hydrodynamical non-radiative accretion flows in two dimensions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1999. — Dec. — Vol. 310. — P. 1002—1016.
91. *Levinson A., Globus N.* Reconfinement of highly magnetized jets: implications for HST-1 in M87 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — Feb. — Vol. 465. — P. 1608—1612.
92. *Homan D. C., Cohen M. H., Hovatta T., [et al.].* MOJAVE. XIX. Brightness Temperatures and Intrinsic Properties of Blazar Jets // *Astrophysical Journal*. — 2021. — Dec. — Vol. 923, no. 1. — P. 67.
93. *Sironi L., Spitkovsky A., Arons J.* The Maximum Energy of Accelerated Particles in Relativistic Collisionless Shocks // *Astrophysical Journal*. — 2013. — July. — Vol. 771, no. 1. — P. 54.
94. *Fuentes A., Gómez J. L., Martí J. M., [et al.].* Total and Linearly Polarized Synchrotron Emission from Overpressured Magnetized Relativistic Jets // *Astrophysical Journal*. — 2018. — June. — Vol. 860, no. 2. — P. 121.

95. *Beskin V. S., Khalilov T. I., Nokhrina E. E., [et al.].* On the M87 jet structure near the central engine // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2024. — Mar. — Vol. 528. — P. 6046—6055.
96. *Vlahakis N.* Ideal Magnetohydrodynamic Solution to the σ Problem in Crab-like Pulsar Winds and General Asymptotic Analysis of Magnetized Outflows // *Astrophysical Journal*. — 2004. — Jan. — Vol. 600. — P. 324—337.
97. *Tchekhovskoy A., McKinney J. C., Narayan R.* Efficiency of Magnetic to Kinetic Energy Conversion in a Monopole Magnetosphere // *Astrophysical Journal*. — 2009. — July. — Vol. 699. — P. 1789—1808.
98. *Beskin V., Knyazev F., Chatterjee K.* On the internal structure of relativistic jets with zero velocity along the axis // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — Sept. — Vol. 524. — P. 4012—4018.
99. *Goldreich P., Julian W. H.* Pulsar Electrodynamics // *Astrophysical Journal*. — 1969. — Aug. — Vol. 157. — P. 869.
100. *Nokhrina E. E., Pushkarev A. B.* Core shift in parabolic accelerating jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2024. — Feb. — Vol. 528. — P. 2523—2532.
101. *Nokhrina E. E.* On the possible core shift break in relativistic jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2024. — Dec. — Vol. 535. — P. 2687—2696.
102. *Quataert E., Narayan R.* The Cooling Flow to Accretion Flow Transition // *Astrophysical Journal*. — 2000. — Jan. — Vol. 528. — P. 236—242.
103. *Narayan R., Fabian A. C.* Bondi flow from a slowly rotating hot atmosphere // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — Aug. — Vol. 415. — P. 3721—3730.
104. *Park J., Hada K., Kino M., [et al.].* Faraday Rotation in the Jet of M87 inside the Bondi Radius: Indication of Winds from Hot Accretion Flows Confining the Relativistic Jet // *Astrophysical Journal*. — 2019. — Feb. — Vol. 871, no. 2. — P. 257.
105. *Beskin V. S., Khalilov T. I., Pariev I. V.* First Adiabatic Invariant and the Brightness Temperature of Relativistic Jets // *Astronomy Letters*. — 2023. — Mar. — Vol. 49. — P. 119—128.

106. *Tsunetoe Y., Pesce D. W., Narayan R., [et al.]*. Limb-brightened Jet in M87 from Anisotropic Nonthermal Electrons // *Astrophysical Journal*. — 2025. — May. — Vol. 984, no. 1.
107. *Khalilov T. I., Beskin V. S., Pariev V. I.* On the angular anisotropy of the distribution function of radiating particles in relativistic jets // *Astronomy Reports*. — 2025. — July. — Vol. 69, no. 5. — P. 335—347.
108. *Hirota K., Shang H., Krasnopolsky R., [et al.]*. R-JET: A Postprocessing Code for Radiative Transport in Relativistic Jets // *Astrophysical Journal*. — 2025. — May. — Vol. 984, no. 1. — P. 16.
109. *Hirota K.* Kinetic Luminosity and Composition of Active Galactic Nuclei Jets // *Astrophysical Journal*. — 2005. — Jan. — Vol. 619. — P. 73—85.
110. *Röder J., Wielgus M., Lobanov A. P., [et al.]*. A multifrequency study of sub-parsec jets with the Event Horizon Telescope // *Astronomy and Astrophysics*. — 2025. — Mar. — Vol. 695. — A233.
111. *Marscher A. P.* Interpretation of Compact Jet Observations // *Parsec-scale radio jets* / ed. by J. A. Zensus, T. J. Pearson. — 01/1990. — P. 236—249.
112. *Lobanov A. P., Krichbaum T. P., Graham D. A., [et al.]*. 86 GHz VLBI survey of compact radio sources // *Astronomy and Astrophysics*. — 2000. — Dec. — Vol. 364. — P. 391—408.
113. *O’Sullivan S. P., Gabuzda D. C.* Magnetic field strength and spectral distribution of six parsec-scale active galactic nuclei jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2009. — Nov. — Vol. 400, no. 1. — P. 26—42.
114. *Nair D. G., Lobanov A. P., Krichbaum T. P., [et al.]*. Global millimeter VLBI array survey of ultracompact extragalactic radio sources at 86 GHz // *Astronomy and Astrophysics*. — 2019. — Feb. — Vol. 622. — A92.
115. *Lobanov A. P., Zensus J. A.* Spectral Evolution of the Parsec-Scale Jet in the Quasar 3C 345 // *Astrophysical Journal*. — 1999. — Aug. — Vol. 521, no. 2. — P. 509—525.
116. *Lee S.-S., Lobanov A. P., Krichbaum T. P., [et al.]*. Acceleration of Compact Radio Jets on Sub-parsec Scales // *Astrophysical Journal*. — 2016. — Aug. — Vol. 826, no. 2. — P. 135.

117. *Hada K., Doi A., Wajima K., [et al.]*. Collimation, Acceleration, and Recollimation Shock in the Jet of Gamma-Ray Emitting Radio-loud Narrow-line Seyfert 1 Galaxy 1H0323+342 // *Astrophysical Journal*. — 2018. — June. — Vol. 860. — P. 141.
118. *Ricci L., Boccardi B., Nokhrina E., [et al.]*. Exploring the disk-jet connection in NGC 315 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2022. — Aug. — Vol. 664. — A166.
119. *Königl A.* Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources. // *Astrophysical Journal*. — 1981. — Feb. — Vol. 243. — P. 700—709.
120. *Marcaide J. M., Shapiro I. I.* VLBI study of 1038+528A and B : discovery of wavelength dependence of peak brightness location. // *Astrophysical Journal*. — 1984. — Jan. — Vol. 276. — P. 56—59.
121. *Kutkin A. M., Sokolovsky K. V., Lisakov M. M., [et al.]*. The core shift effect in the blazar 3C 454.3 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — Feb. — Vol. 437. — P. 3396—3404.
122. *Pérez-Díez V., Martí-Vidal I., Albentosa-Ruiz E., [et al.]*. Evidence of a non-equipartition energy regime in 1803+784: Core-shift and Faraday rotation measurements from simultaneous multi-frequency polarimetric VGOS observations // *Astronomy and Astrophysics*. — 2025. — Aug. — Vol. 700. — P. L22.
123. *Mazur P. O., Mottola E.* Weyl cohomology and the effective action for conformal anomalies // *Physical Review D*. — 2001. — Nov. — Vol. 64, no. 10. — P. 104022.
124. *Kardashev N. S., Novikov I. D., Shatskiy A. A.* Astrophysics of Wormholes // *International Journal of Modern Physics D*. — 2007. — Jan. — Vol. 16, no. 5. — P. 909—926.
125. *Lobanov A. P.* Beyond the event horizon or altogether without it? // *Nature Astronomy*. — 2017. — Mar. — Vol. 1. — P. 0069.
126. *Zensus J. A., Baczko A. K., Bartolini V., [et al.]*. M2FINDERS: Mapping Magnetic Fields with Interferometry down to Event Horizon Scales // *Proceedings of the 16th EVN Symposium / ed. by E. Ros, P. Benke, S. A. Dzib, [et al.]*. — 09/2024. — P. 101—106.