

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт космических исследований
Российская академия наук

На правах рукописи



Барков Максим Владимирович

Магнитогидродинамические течения в
релятивистских объектах

01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2019

Оглавление

Введение	4
Обзор литературы	13
1. Струйные выбросы из активных ядер галактик и гамма-всплесков.	13
2. Магнеторотационные взрывы гиперновых и гамма-всплесков. .	26
3. Гамма всплески, запускаемые магнитным полем при коллапсе звёздного ядра в черную дыру.	32
Глава 1. Магнитное ускорение джетов.	42
1.1. Основная система уравнений.	42
1.2. Численное моделирование.	45
1.3. Результаты моделирования струйных выбросов из активных ядер галактик.	54
1.4. Результаты моделирования струйных выбросов гамма-всплесков.	72
1.5. Анализ результатов моделирования струйных выбросов.	88
1.6. Возможное применение результатов к астрофизическим струйным выбросам.	118
1.7. Заключение.	135
Глава 2. Магнеторотационные взрывы гиперновых и гамма-всплесков.	145
2.1. Начальные условия.	145
2.2. Результаты численного эксперимента.	151
2.3. Обсуждение.	159
2.4. Заключение.	171
Глава 3. Гамма всплески, запускаемые магнитным полем, при коллапсе	

звёздного ядра в черную дыру.	173
3.1. Роль механизма Блэндфорда-Знаека в гамма-всплесках.	173
3.2. Тестовые численные расчеты – сферическая аккреция.	176
3.3. Численное моделирование – дисковая аккреция.	184
3.4. Начальные условия возникающие при коллапсе массивной звезды.	209
3.5. Численные расчеты формирования струйных выбросов, основанные на реалистичных начальных условиях.	226
3.6. Рентгеновское послесвечение гамма-всплесков, как результат длительной активности центральной машины, при слиянии нормальной звезды и компактного объекта.	233
3.7. Обсуждение полученных результатов.	236
Глава 4. Заключение	246
Приложение А. Дополнительные материалы.	248
А.1. Эллиптические координаты.	248
А.2. Аккреция пыли в координатах Керр-Шилда.	250
А.3. Начальное магнитное поле.	251
А.4. Эволюция углового момента и магнитного поля в модели предсверхновой “Бетте”.	254
Литература	256
Список литературы	256

Введение

Актуальность работы.

За последние 20 лет произошел прорыв в области численного моделирования релятивистских течений в магнитной гидродинамике (МГД). Это обусловлено как развитием численных методов, так и ростом вычислительных возможностей в целом. Представленные в диссертации результаты являются неотъемлемой частью этого прорыва.

Наблюдения струйных выбросов из активных ядер галактик (АЯГ) показывают не только наличие релятивистских движений с лоренц-фактором порядка 10 или более [97, 149], но и нарастание скорости с расстоянием от центральной черной дыры. В последние 20 лет появились аналитические работы объясняющие процесс ускорения магнитнодоменированного струйного выброса на линейной стадии ускорения; причем процесс ускорения занимает от 100 до 10^6 характерных размеров системы [46, 331].

После десятилетий интенсивных исследований, механизм взрыва сверхновых остается загадкой. Наиболее популярный механизм взрыва связан с нейтринным нагревом при коллапсе молодой нейтронной звезды [50], тем не менее, численное моделирование коллапса ядра выявило ряд проблем у этого механизма. Существует альтернативный магниторотационный механизм предложенный Бисноватым-Коганом [53] и Лебланк & Вильсоном [178], который при определенных условиях позволяет объяснить взрывы сверхновых [11, 55, 83, 174, 229, 233, 262, 280, 297, 343, 351]. Объяснение механизма взрыва гиперновой [319] и длинных гамма-всплесков (ГВ) требуют детального моделирования.

Природа длинных гамма-всплесков на настоящее время еще не ясна. Одной из наиболее правдоподобных моделей является модель дисковой аккреции на черную дыру (ЧД) Вусли [206, 346]. В этой модели рассматривается

неудавшаяся сверхновая, ядро которой коллапсирует в ЧД. В случае достаточно быстрого вращения звезды вокруг ЧД образуется массивный горячий диск. Нейтринный нагрев в полярных областях может запустить релятивистские струйные выбросы. К сожалению, подобная модель не может объяснить ГВ со временем вспышки более 100 секунд, вследствие чего необходимо привлечь иные механизмы для формирования ГВ, такие как механизм Бланд-форда-Знаека [65].

Цель диссертационной работы:

Построить единую модель формирования релятивистских МГД-выбросов как в случае ГВ, так и в случае АЯГ.

Для достижения поставленной цели были поставлены следующие задачи:

- Создать численную модель ускорения релятивистских МГД-струй до ультрарелятивистских скоростей с лоренц-фактором $\Gamma > 300$. Найти условия необходимые для эффективного ускорения струйных выбросов когда кинетическая энергия движения вещества может быть больше чем электромагнитная энергия в струе. Исследовать процесс самоколламиции в случае релятивистского магнитнодоминированного струйного выброса.
- Создать модель взаимодействия коллапсирующей массивной звезды с молодой замагниченной быстро вращающейся НЗ. Провести исследование условий в двойной системе, приводящих к образованию релятивистский струйный выбросов.
- Разработать модель коллапса замагниченного быстро вращающегося ядра очень массивной звезды с образованием вращающейся ЧД. Найти

условия активации механизма Бландфорда-Знаека [65]. Найти реалистичные физические условия после коллапса массивного ядра. Объяснить образование фазы плато в рентгеновском послесвечении от ряда длинных ГВ.

Научная новизна.

Большинство вошедших в диссертацию результатов обладают принципиальной новизной.

Впервые, в результате численного моделирования в рамках релятивистской МГД, было получено ускорение релятивистской струи до лоренц-фактора $\Gamma > 300$ с эффективностью конверсии магнитной энергии в кинетическую более 50%. Показано, что ускорение происходит относительно медленно на шкалах $R \propto \Gamma^2 r_{lc}$, где r_{lc} это – радиус светового цилиндра.

Впервые в рамках ОТО МГД проведено моделирование формирования релятивистских струй от молодой, замагниченной, быстро вращающейся нейтронной звезды при взрыве сверхновой. Причем поток энергии в выбросе $\sim 3 \times 10^{50}$ эрг/с и полная энергия взрыва $\sim 10^{52}$ эрг оказываются достаточными для объяснения наблюдаемых свойств длинных ГВ и гиперновых.

Впервые проведено моделирование в рамках релятивистской МГД со стационарной метрикой в ОТО. При расчетах использовались реалистичное уравнение состояния и нейтринные потери. Получено самосогласованное формирование аккреционного диска с направленными релятивистскими струйными выбросами. Впервые сформулирован и получен критерий для активации механизма Бландфорда-Знаека. Обнаружена возможность образования односторонних выбросов. Найдена оценка параметра вращения черной дыры и ее массы при коллапсе ядра массивной звезды. Найдено ограничение величины магнитного потока находящегося в звезде необходимого для образования ГВ.

Практическая значимость.

Полученные в первой части диссертации результаты численного моделирования выявили природу процесса ускорения в релятивистских сильно замагниченных струях, что впервые позволило объединить и согласовать аналитические модели с численным экспериментом. Полученные результаты могут быть применены для объяснения и последующего анализа как в случае струйных выбросов из активных ядер галактик и микроквазаров, так и в случае гамма-всплесков.

Полученные результаты при моделировании молодой, быстро вращающейся, замагниченной нейтронной звезды могут быть использованы для объяснения наблюдательных свойств гамма-всплесков.

Результаты, полученные при моделировании аккреции замагниченного звездного ядра на вращающуюся черную дыру, позволяют определить момент активации механизма Бландфорда-Знаека. Полученный в диссертации критерий может быть использован при исследованиях гамма-всплесков с помощью популяционных методов. Возможность формирования односторонних струйных выбросов может послужить объяснением для больших скоростей собственного движения некоторых тесных двойных систем, одним из компонентов в которых является черная дыра.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Впервые в результате численного моделирования в рамках релятивистской МГД получено ускорение релятивистской струи до лоренц-фактора $\Gamma > 300$; причем эффективность конверсии магнитной энергии в

кинетическую составила более 50%.

2. В результате численного моделирования показано, что ускорение происходит относительно медленно на шкалах $R \propto \Gamma^2 r_{lc}$, где r_{lc} это – радиус светового цилиндра, а лоренц-фактор пропорционален цилиндрическому радиусу $\Gamma = \omega/r_{lc}$. Такой результат является подтверждением более ранних результатов, полученных аналитически.
3. Показано, что коллапс ядра массивной звезды с образованием молодой протонейтронной звезды с сильным магнитным полем может привести к взрыву гиперновой и формированию мощного струйного выброса характерного для гамма-всплеска.
4. Показано, что коллапс ядра очень массивной звезды с образованием вращающейся черной дыры и последующей дисковой аккрецией замагниченной оболочки может привести к формированию релятивистского струйного выброса, который, в свою очередь, приводит к взрыву гиперновой и формированию гамма-всплеска.
5. Найден критерий для активации механизма Блэндфорда-Знаека. С его помощью были найдены значения для начального магнитного поля, необходимого для формирования гамма-всплеска.
6. Показано, что при проникновении компактного объекта (НЗ или ЧД) в оболочку звезды Вольфа-Райе, может образоваться долгоживущий аккреционный диск. Аккреция этого диска может объяснить длительное рентгеновское плато в послесвечении, наблюдаемое у ряда гамма-всплесков в течении $\sim 10^4$ с.

Полученные в диссертации результаты имеют широкий спектр применения в области современной релятивистской астрофизики. Профили простран-

ственно-растянутого ускорения необходимы для объяснения радио-данных, полученных на телескопе Радиоастрон и других инструментах для радиогалактик типа M87. Возможность и условия запуска струйного выброса магнитным полем необходимы для интерпретации данных наблюдений длинных гамма-всплесков с прекурсорами или для объяснения очень длинных гамма-всплесков с длительностью более 100 сек. Полученные в диссертации результаты позволили связать мощность струйного выброса и аккреционный темп вещества, что позволяет делать аналитические оценки мощности струйного выброса не прибегая к сложным и дорогостоящим численным расчетам.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях

Приглашенные доклады:

- MG12 Meeting, Париж, Франция, 13-18 Июль 2009, “GRB Central Engines As Magneticaly Driven Collapsar Model”;
- NPIA 2009, Волгоград, Россия , 08-12 Сентябрь 2009, “Close Binary Progenitors of GRB and Conditions for Launching of Relativistic Jets”;
- “Many faces of GRB phenomena - optics vs high energy”, CAO, Россия, 12-16 Октябрь, 2009, “Supercollapsars and their X-ray bursts” and “Close Binary Progenitors of Long Gamma Ray Bursts”;
- “Variable Galactic Gamma-Ray Sources,” Гейдельберг, Германия, 30 Ноября - 3 Декабря, 2010 “Accretion of Blandford-Znajek processes and jet formation”;
- “High Energy Phenomena in Relativistic Outflows III”, Барселона, Испания, 27 Июня - 1 Июля, 2011 “Close binary progenitors of gamma-ray

bursts and hypernovae”;

Устные доклады:

- XIV-th International School “Particles And Cosmology” – 2007 (Баксанское Ущелье, Кабардино-Балкария, Россия);
- “Актуальные проблемы внегалактической астрономии” – 2007 (Пущино, Московская Область, Россия);
- “Numerical Modeling of Space Plasma Flows: Astronum” – 2007 (Париж, Франция);
- “High Energy Phenomena in Relativistic Outflows” – 2007 (Дублин, Ирландия);
- “Астрофизика высоких энергий, сегодня и завтра” – 2007, 2008, 2010 (Москва, Россия);
- “Cool Discs, Hot Flows” – 2008 (Фюнадален, Швеция);
- “4th Heidelberg International Symposium on High Energy Gamma Ray Astronomy” – 2008 (Гейдельберг, Германия);
- “Physics of relativistic flows” – 2009 (Стокгольм, Швеция);

Стендовые доклады:

- “Астрофизика высоких энергий, сегодня и завтра” – 2006 (Москва, Россия);

Семинары:

- ИКИ РАН (Москва, Россия, 2006, 2007, 2008a, 2008b, 2009, 2010);
- ВолГУ (Волгоград, Россия, 2011a, 2011b, 2011c);

- ГАИШ МГУ (Москва, Россия, 2007, 2008);
- ФИАН РАН (Москва, Россия, 2008, 2010);
- АКЦ ФИАН РАН (Москва, Россия, 2008);
- ИНАСАН (Москва, Россия, 2012);
- Departament d'Astronomia i Astrofísica Universitat de València (Валенсия, Испания, 2008a, 2008b);
- MPI-K (Гейдельберг, Германия, 2008, 2009);
- DAMTP (Кембридж, Великобритания, 2009);
- Institute of Astronomy (Кембридж, Великобритания, 2009);
- DIAS (Дублин, Ирландия, 2009);
- ARI of Liverpool JMU (Ливерпуль, Великобритания, 2009);
- Astronomy Unit, School of Mathematics, QMUL (Лондон, Великобритания, 2009);
- Nordita, (Стокгольм, Швеция, 2009);
- RIKEN (Вако, Япония, 2013a, 2013b),
- Kavli IPMU (Чиба, Япония, 2015a, 2015b);
- IPA Potsdam University (Потсдам, Германия, 2016);
- DESY (Цойтон, Германия, 2016a,b);
- Purdue University (Вест Лафайетт, Индиана, США, 2017).

Публикации по теме диссертации.

Материалы диссертации опубликованы в 18 печатных работах, из них 11 статей в рецензируемых журналах [22, 26, 27, 29, 30, 166–169, 173, 208], 7 статей в сборниках трудов конференций [14, 16–19, 23, 25].

Личный вклад автора.

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 3 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 292 страницы, из них 252 страницы текста, включая 74 рисунка. Библиография включает 361 наименование на 37 страницах.

Обзор литературы

1. Струйные выбросы из активных ядер галактик и гамма-всплесков.

Существуют веские доказательства релятивистских движений в струйных выбросах (джетах), от активных ядер галактик (АЯГ). В частности, видимые сверхсветовые движения могут иметь скорость β_{app} до ~ 40 (в единицах скорости света c); такие скорости измеряются в радио диапазоне (в проекции на небесную сферу) на масштабах $\sim 1 - 10$ пк в источниках блазарного типа, когда струйный выброс направлен практически на наблюдателя, [например 150]. В работе [149] использовался метод основанный на сравнении временных шкал спадения потока излучения и времени прохождения светового сигнала через излучающий регион для соотношения β_{app} и лоренц-фактора Γ в струе. Было показано, что лоренц-факторы блазарных струйных выбросов находятся в пределах $\sim 5 - 40$, причем в большинстве квазары имеют $\Gamma \sim 16 - 18$, а объекты типа BL Лас имеют более равномерное распределение по Γ факторам. В работе [97] получены аналогичные заключения, использовался вероятностный аргумент, что примерно в половине источников величина Γ оказывается близкой к измеряемой величине β_{app} . Дальнейший вывод максимального лоренц-фактора в выборке из 119 АЯГ струйных выбросов получил величину ~ 32 , что близко к величине ~ 40 выведенной из наблюдений струйных выбросов в работе [149, 150]. В недавней работе [190] по дальнейшему мониторингу 119 АЯГ получены еще большие сверх световые движения (до $\beta_{\text{app}} \sim 50$), см. рис.1.

Наличие релятивистских движений в струйных выбросах из АЯГ также подтверждается из наблюдений быстрой переменности полного и поляризованного потока, а так же в ТэВ диапазоне [например 2, 20, 36, 80, 132, 266,

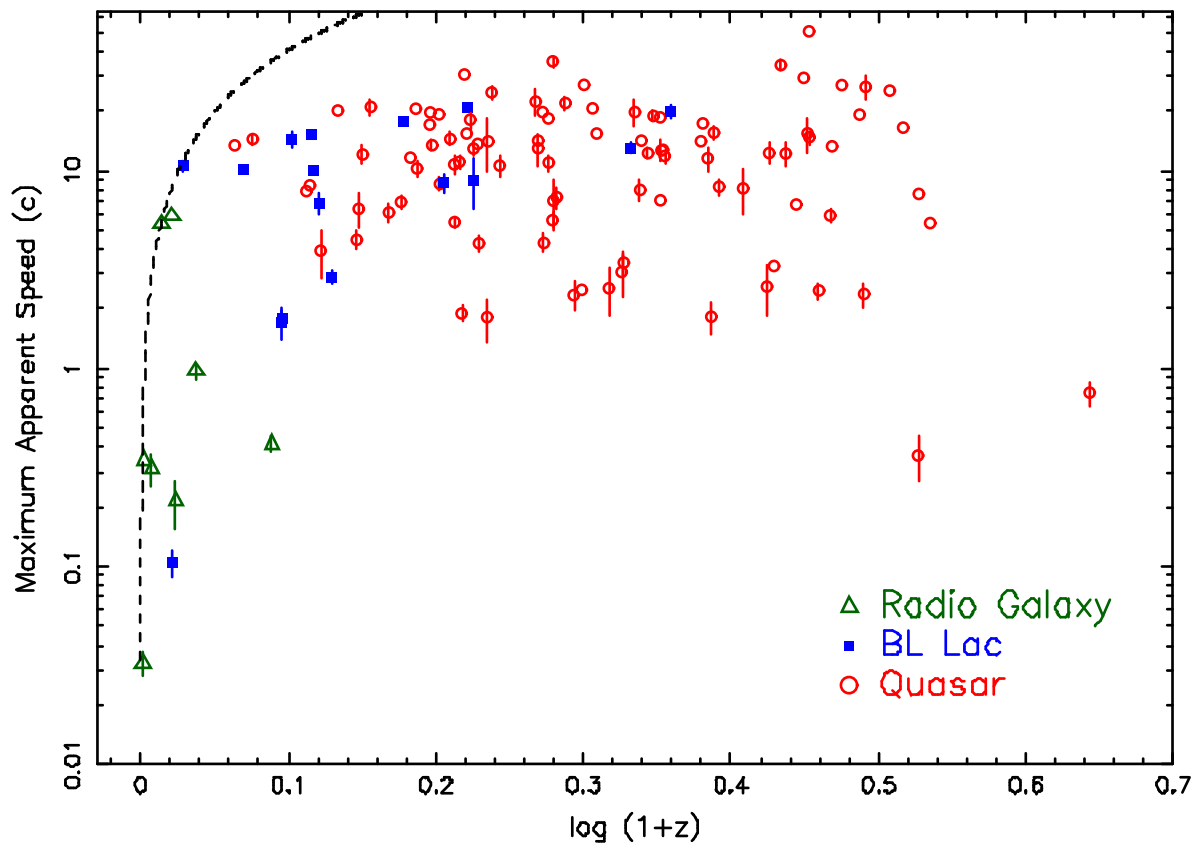


Рис. 1. Распределение β_{app} от красного смещения z для 119 струйных выбросов из АЯГ. Рисунок взят из работы [190].

325]. В некоторых наблюдениях релятивистские скорости прослеживаются на больших расстояниях. К примеру, видимые сверхсветовые движения наблюдались в струйном выбросе источнике 3C 120, по крайней мере, на расстояниях порядка 150 пк от от ядра [336]. Причем, высказывался ряд аргументов, что спектральные свойства головной ударной волны от струйных выбросов, расположенных на расстояниях нескольких сотен килопарсек, может быть объяснено релятивистским потоком тормозящимся до слабо релятивистских скоростей, на ударной волне, возникающей при взаимодействии с окружающей средой [124].

Основным источником энергии струйных выбросов АЯГ является вращательная энергия сверхмассивной черной дыры [65, 196] и/или ее аккреционный диск [61]. Естественным образом возникающая низкая плотность вещества и, соответственно, высокая магнетизация в магнитосфере черной дыры предполагают, что релятивистские струйные выбросы происходят непосредственно из эргосферы черной дыры; в то время как диск запускает со своей поверхности медленный, слабо релятивистский ветер, который ограничивает и поддерживает ультра релятивистское течение. Эта картина получила поддержку в недавних численных экспериментах [22, 26, 103, 212]. Тем не менее, этот вопрос еще не полностью прояснен, и возможно, что центральные части аккреционного диска являются основанием для релятивистского струйного выброса [например 331]. Теория релятивистских магнитных струйных выбросов из черных дыр и нейтронных звезд предсказывает сильно замагниченные течения; причем поток Пойнтинга доминирует в полном потоке энергии (поток Умова). Для высвечивания этой энергии, вначале необходимо перевести ее в энергию частиц. Одним из возможных механизмов такой конверсии могут служить диссипация магнитной энергии при пересоединениях магнитного поля [например 62, 165, 204], однако, преобладает мнение, что вначале энергия Пойнтинга преобразуется в кинетическую энергию движения вещества

и только потом преобразуется в излучение через ударные волны и другие механизмы диссипации магнитного поля [например 35, 64]. Эффективность превращения энергии в излучение в струйных выбросах остается одним из ключевых вопросов в магнитнодоминированных течениях. В принципе, медленная диссипация магнитного поля в расширяющихся струйных выбросах также может обеспечить постепенное преобразование потока Пойнтинга в кинетическую энергию [110].

В случае струйных выбросов из АЯГ, из все нарастающего объема данных, есть указания, что основная часть их ускорения происходит на масштабах, которые могут разрешить радиоинтерферометры со сверхдлинной базой. Об этом же говорит и отсутствие комптонизации в спектрах блазаров, из чего можно сделать вывод, что лоренц-фактор $\gtrsim 10$ в струйных выбросах достигается только на расстояниях $\gtrsim 10^{17}$ см от центральной ЧД [285]. Также, были обнаружены явные признаки ускорения, основанные на радио-наблюдениях собственных движений и измерениях рентгеновского излучения для струйных выбросов в квазаров 3C 345 [318] и 3C 279 [253]. Продолжительная фаза ускорения в струйном выбросе 3C 345 была непосредственно измерена как увеличение видимой скорости движения компонентов струйного выброса с расстоянием от активного ядра [194], также наблюдались изменения светимости движущихся компонентов [195]. Подобные эффекты, обнаруженные в других блазарах [140], позволяют предположить, что разгон до релятивистских скоростей на масштабе порядка одного парсека, может быть общей чертой для струйных выбросов из АЯГ. В работе [331] утверждается, что эти наблюдения наиболее естественно интерпретируются в терминах магнитного ускорения.

Другим источником ультрарелятивистских струйных выбросов являются гамма-всплески. В “стандартной” модели длинных/мягких гамма-всплесков (например [254]) первоначальный всплеск приходит от ультрарелятивист-

ского¹ (лоренц-фактор $\Gamma \gtrsim 10^2$) высоко коллимированного (угол полу-открытия несколько градусов) струйного выброса. Высокие лоренц-факторы выводятся из требования достаточно низких непрозрачностей для двухфотонной аннигиляции с рождением электрон-позитронной пары [например 191], в то время как угол раскрытия струйного выброса выводится из обнаружения панхроматического излома в кривой блеска послесвечения от всплесков [например 267, 271]. Последние наблюдения на спутнике Swift показали, что различные аспекты этой модель должны быть подкорректированы [например 186, 215, 248], но общее представление о коллимированном струйном выбросе с $\Gamma \gtrsim 10^2$ по прежнему остается в силе.

Наблюдения длинных/мягких гамма-всплесков и их послесвечения показали, что эти события обычно сопровождаются выделением энергии в размере несколько $\times 10^{51}$, хотя доля этой энергии, которая соответствует излучению в γ -диапазоне может варьироваться от источника к источнику [например 39, 118]. Предполагается, что струйный выброс в длинных гамма-всплесках происходит либо от быстро вращающейся молодой нейтронной звезды с сильным магнитным полем (далее в тексте будем называть ее магнетар) или от быстро аккрецирующей черной дыры звездной массы, которая образовалась в процессе коллапса ядра массивной звезды. Струйные выбросы могут питаться за счет передачи магнитным полем энергии вращения нейтронной звезды, черной дыры или аккреционного диска [например 25, 27, 62, 77, 110, 151, 154, 166, 167, 180, 203, 210, 216, 253, 302, 319, 329, 330, 332, 333]. Для объяснения типичных длительностей и энергий требуются очень большие магнитные поля $\sim 10^{14} - 10^{15}$ Гс. В ранних моделях предполагалось, что струйным выбро-

¹ Интерпретация наблюдений с простой однозонной моделью требует наличия чрезвычайно высоких лоренц-факторов $\Gamma > 1200$, на пример в случае короткого ГВ GRB 090510 [1, 100]. Тем не менее, двух зонные модели излучения фотонов с энергией в несколько десятков ГэВ дают менее экстремальный нижний предел для лоренц-фактора $\Gamma > 200 - 400$ [361].

сом в ГВ движет только тепловая энергия, возникающая при аннигиляции нейтрино, испускаемых из аккреционного диска. Хотя эта модель остается очень популярной, некоторые недавние исследования показали, что нейтринный нагрев не может быть так эффективен, как считалось ранее [например 107]. В настоящее время, как магнитные и нейтринные механизмы кажутся одинаково вероятными и, вполне возможно, что во многих случаях они действуют одновременно (см. на пример [27, 30]). В частности, нейтринный нагрев может играть важную роль в начальном ускорение замагниченного струйного выброса [например 332] и в загрузке плазмой магнитно-доменированного струйного выброса [например 31, 180].

Хотя короткие/жесткие ГВ, очевидно, имеют других прародителей (это слияние нейтронных звезд или слияние нейтронной звезды и черной дыры) и, в среднем, с меньшим энерговыделением и более слабой коллимацией струйного выброса, чем у длинных/мягких гамма-всплесков. Короткие ГВ вполне могут иметь те же основные элементы, что и длинные ГВ [например 234], такие как замагниченный струйный выброс и быстрая аккреция на черную дыру.

Теоретически решить проблему ускорения магнитных релятивистских струйных выбросов пытаются на протяжении более 30 лет. Ситуацию, когда инерцией плазмы можно пренебречь, хорошо описывает приближение бессиловой электродинамики [или магнитодинамика; например 161, 165]. Уравнения в случае магнитодинамики существенно проще уравнений магнитной гидродинамики (МГД), что и побудило их применение к изучению магнитного ускорения релятивистских струйных выбросов [например 61, 62, 233]. Решение этих уравнений описывающих транс-Альфвеновские течения таково, что скорость дрейфа стремится к скорости света на бесконечности (положение быстрой звуковой поверхности в этой модели). Причем, в рамках этой модели невозможно учесть превращение потока Пойнтинга в кинетическую

энергию плазмы и, соответственно, невозможно исследовать эффективность ускорения.

Следующим наиболее простым приближением, которое может быть использовано для решения проблемы преобразования магнитной энергии в кинетическую, является идеальная МГД. В этом случае можно получить точные полу-аналитические решения, хотя, из-за сложности проблемы, это может быть сделано только когда система обладает высокой степенью симметрии. Этот подход был впервые использован в [63]. В данной работе было построено нерелятивистское полу-аналитическое решение для стационарного холодного течения от диска. Эти решения были обобщены на случай МГД в специальной теории относительности [185] и [99]. Позднее эти решения были дополнительно исследованы в работах [330, 332], в которых также рассматривалось влияние тепловой энергии во время ранних стадий ускорения. В работе [332] делался упор на исследование потока с начальной скоростью меньше Альфвеновской, а магнитное поле на поверхности диска имело полоидальную компоненту больше тороидальной. В то время как в работе [330] обсуждалось решение с тороидальным магнитным полем большим полоидального, в этой работе рассматривается течение только первого типа. Решения с аналогичными свойствами были получены в [45, 46] линеаризацией бессилового (МД) решения для геометрии поля в форме парабол.

Полу-аналитические решения, также описывают коллимационные свойства МГД течения, демонстрируя, что они асимптотически стремятся к цилиндрическим течениям, если они изначально магнитно доминированные или течение стремятся к коническому если изначально в потоке доминировала энтальпия [например 330, 332]. Однако, эти решения ограничены предположениями автотельности, что, помимо ограничения распределения угловой скорости у их основания, также требует распределения магнитного потока по степенному закону по радиусу и позволяет только один режим течения

токов (с прямым или обратным направлением электрических токов, но без возможности глобального замыкания цепи электрического тока). Для проверки применимости этих результатов в более реалистичных условиях и в целях выяснения динамической устойчивости, необходимо прибегнуть к численному моделированию. Однако, большие пространственные масштабы области ускорения (которые, в соответствии с полу-аналитическими решениями, как правило, охватывают несколько порядков) являются серьезным вызовом для таких расчетов. На самом деле, первые попытки имитировать такие потоки были ограничены численной диссипацией. Максимальный достигнутый лоренц-фактор был только небольшой частью (менее 1%) от потенциально достижимого конечного значения.

Ключевым свойством релятивистских решений, полученных в вышеупомянутых исследованиях, является длительный характер ускорения. Основная часть (полоидального) ускорения осуществляется магнитным градиентом давления, связанным с тороидальной компонентой магнитного поля, и происходит за пределами классической быстрой магнитозвуковой точки (особой точки уравнение Бернулли) [332]. Другим общим свойством холодного течения в рамках МГД является то, что за быстрой магнитозвуковой поверхностью происходит коллимация магнитных силовых линий (асимптотически в цилиндры). Кроме того, асимптотический лоренц-фактор примерно соответствует равномерному распределению между потоками энергий магнитной и кинетической (см. подробный обзор проблемы в [41]).

Процесс ускорения продолжается за пределы быстрой магнитозвуковой поверхности. Очевидно, общая характеристика стационарных МГД решений имеет место также и в случае нерелятивистских струйных выбросов (см. [42, 47, 335]). Продленное ускорение должно быть более четко различимо в наблюдениях релятивистских потоков, где скорость $\Gamma\beta$ может увеличиться во много раз за быстрой звуковой поверхностью. В отличие от релятивистско-

го, в нерелятивистском случае магнитное ускорение течения почти завершено на быстрой магнитозвуковой поверхности. Это поразительное различие имеет очень простое происхождение. В нерелятивистском случае критическое условие в быстрой магнитозвуковой точке приводит к равномерному распределению между энергиями полоидального движения магнитной и кинетической. Поэтому кинетическая энергия может увеличиться не более чем в 2 раза за пределами быстрой магнитозвуковой поверхности. Причем в релятивистском случае на быстрой магнитнозвукковой поверхности поток остается магнитно-доминированным, т.е. в потоке сохраняется достаточно много магнитной энергии, которая может быть преобразована в ускорение потока после прохождения этой поверхности (см. например [163]).

Хотя полу-аналитические решения полезны для понимания основных свойств в процессе магнитного ускорения и в формировании общей системы, для интерпретации наблюдательных данных требуются более общие решения, необходимые для подтверждения результатов полу-аналитических решений и получения полного понимания процессов формирования и ускорения релятивистских струйных выбросов в АЯГ. В частности, численное моделирование необходимо для того, чтобы подтвердить, что автомодельные решения отражают основные свойства течения, которые подчиняются реальным граничным условиям и не обязательно должны находиться в устойчивом состоянии. Численное моделирование может ответить на вопросы: (1) Является ли отток от диска стабильным, и если да, то является ли такое состояние устойчивым? (2) Является ли обычно ускорение действительно продленным, и в какой степени асимптотические автомодельные решения отражают поведение реальных течений? (3) Есть ли какие-либо новые черты в течениях, и возникают ли дополнительные ограничения на процесс ускорения, которые невозможно обнаружить в полу-аналитических решениях? Особый интерес представляет вопрос о способности магнитного механизма ускорения тече-

ний до высоких лоренц-факторов с высокой эффективностью, на масштабах, соответствующих астрофизическим расстояниям. Есть и другой важный вопрос: может ли ультра-релятивистский поток коллимироваться за счет магнитных напряжений. В литературе происходили оживленные дебаты по данным вопросам, и, хотя, они уже получили предварительные ответы, полное численное исследование могло бы помочь решить их раз и навсегда.

Процессы магнитного ускорения и коллимация струйных выбросов от ГВ должны быть изучены в рамках релятивистской МГД. Хотя эффекты ОТО могут влиять на условия вблизи основания струйного выброса, большая часть процессов происходит достаточно далеко от центрального объекта, так что в рамках специальной теории относительности могут быть использованы простые уравнения МГД. Поскольку наше внимание в этом исследовании посвящено глобальной структуре струйных выбросов ГВ, то в дальнейшем, при рассмотрении задачи ускорения и коллимации струйных выбросов, она будет рассматриваться только в рамках специальной теории относительности. Однако, даже в этом случае существуют качественно новые эффекты, отсутствующие в ньютоновской МГД. Это включают тот факт, что когда лоренц-фактор становится большим, то уже нельзя пренебрегать электрическими силами по сравнению с магнитными, по сути, становящимися сравнимыми по величине. Соответственно, необходимо учитывать ток смещения и плотности электрического заряда в уравнениях Максвелла. Другим следствием релятивистского движения, что также влияет на незамагниченное течение, является связь между различными пространственными интегралами движения, вызванными появлением лоренц-фактора, который рассчитывается из полной скорости в каждом из компонентов уравнения. Кроме того, в тех случаях, когда температура (т.е. характерная скорость внутренних движений) является релятивистской, необходимо принимать вклад энтальпии в расчет инерцию потока. На основании этих факторов, релятивистская МГД является

простым обобщением результатов, полученных в ньютоновской МГД.

Хотя уже было представлено несколько работ с моделированием формирования струйных выбросов от аккрецирующих черных дыр с использованием релятивистских (в действительности в ОТО) МГД-кодов [70, 103, 210, 212], однако до данного исследования были даны только частичные ответы на поставленные выше вопросы. Существующие расчеты показывают, что магнитное ускорение действительно работает в течение нескольких десятков характерных радиусов и может ускорить струйные выбросы до релятивистских скоростей. Тем не менее продленный характер ускорения обычно приводит к тому, что достигаемый лоренц-фактор на момент прекращения расчетов составляет лишь малую долю своего потенциального асимптотического значения. Например в самом продолжительном (на 2007 год) численном моделировании струйного выброса, которое достигало $\sim 10^4$ гравитационных радиусов r_g центральной черной дыры [210], лоренц-фактор на максимальном расстоянии от ЧД составлял ~ 10 , что составляет всего $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ от асимптотического значения. Это впечатляющее моделирование имеет дело с чрезвычайно сложной системой, в которой струйный выброс является только одним из компонентов, дополнительно включающих черную дыру, аккреционный диск, корону диска и низкоскоростной коллимирующий ветер. В конечном счете этот вид моделирования проводится для того, чтобы полностью понять динамику течений в АЯГ. Тем не менее такие моделирования очень сложны с вычислительной точки зрения. Одной из основных причин для беспокойства, возникающих при моделировании струйных выбросов, связанной с продленным характером ускорения, является численная диффузия поля и вязкость. Эти численные эффекты могут частично объяснить почему величина Γ_∞ в упомянутой выше работе (такая же величина нашей работе обозначена, как μ , см. уравнение 1.16) и должна быть постоянной вдоль силовых линий. На самом деле в моделируемой струе она уменьшается примерно

на порядок вдоль силовых линий (См. рис. 7 в [210]).

В данной исследовании эти вопросы рассматривались путем численного моделирования, специально предназначенного для исследования ключевых аспектов ускорения релятивистских выбросов в рамках идеальной МГД. Во-первых, использовались численные схемы, основанные на линейном методе решения задачи Римана [159], который не требует большой искусственной вязкости для устойчивости численной схемы. Это отличает его от большинства других методов для релятивистской МГД, в том числе тех, которые основаны на HLL, KT и аналогичных методах расчета потоков [к примеру 8, 9, 71, 104, 111, 121, 126, 156, 281]. Простые одномерные тесты показывают, что это должно привести к значительно большей точности в двумерных задачах, которые включают стационарные течения и согласуются с расчетной сеткой [164]. Во-вторых, вместо изучения струйных выбросов, распространяющихся через окружающую среду, рассматривался случай потока в воронке с твердыми стенками. Это позволяет избежать ошибок, которые могли бы быть вызваны численной диффузией и вязкостью на границе. Наконец, использовались эллиптические (или сферические) координаты, адаптированные к выбранной параболоидальной (или конической) форме воронки. Последнее позволяет получить хорошо разрешенный везде (с использованием фиксированного числа узлов сетки поперек расчетной области) струйный выброс. К тому же получалась выгода от того, что направление движения потока очень близко направлению граней расчетной сетки. Такие специальные меры в сочетании с методом расширения расчетной области позволили, впервые, проследить процессы ускорения и коллимации струйных выбросов.

В разделах 1.3 и 1.4 данного исследования был сделан важный шаг на пути преодоления этой проблемы путем использования идеальной МГД численной схемы в рамках специальной теории относительности, которая была специально разработана для повышения точности, численного разрешения

и сведения к минимуму численной вязкости. Ключевым элементом в данном подходе стала реализация метода расширения сетки, которая позволила проследить за потоком до шести порядков характерных размеров системы при одновременном сокращении времени вычисления до трех порядков величины. Было проведено моделирование холодного потока, в котором была достигнута эффективность конверсии 80% от начальной магнитной энергии в кинетическую, причем был достигнут лоренц-фактор $\Gamma_\infty \gtrsim 10$. Кроме того полученные результаты согласуются с имеющимися данными об ускорении релятивистских струйных выбросов в АЯГ. Было обнаружено, что численные решения принимают квазистатическую конфигурацию, качественно находящуюся в соответствии с автомодельными решениями для струйных выбросов из АЯГ [331]. Причем моделирование было в состоянии выявить различные аспекты течения, которые не могли быть изучены в рамках автомодельных решений (в том числе структуру течения, в которой оба: прямой и возвратные электрические токи находятся в струйном выбросе и зависимость свойств коллимации от формы границы струйного выброса). Также данное моделирование открывает новые возможности, такие как формирование цилиндрического ядра вокруг оси струйного выброса; которые не удастся получить в автомодельных решениях.

В разделах с 1.4 по 1.6 данного исследования проводится дальнейшее расширение схемы, представленной в разделе 1.3. В разделе 1.4 (см также [169]) описывается режим течений, свойственных ГВ. В частности, представлены моделирования течения, которые достигают лоренц-фактора $\Gamma_\infty \gtrsim 10^2$, причем течение прослеживается на восьми порядках характерных длин. Кроме решения с холодными струйными выбросами, также рассмотрен случай течения, в котором энтальпия потока составляет значительную часть от полного потока энергии. В связи с большим диапазоном в Γ по сравнению с решениями, представленными в [169], теперь магнитно-доминированные области

ускорения могут быть выделены лучше, что позволяет более точно сравнивать их поведение с поведением, полученным в автомоделных решениях.

В разделе 1.1 представлены основные уравнения. Особенности постановки задачи для численного решения описывается в разделе 1.2. Результаты численного моделирования ускорения струйных выбросов из АЯГ представлены в разделе 1.3. Обсуждение полученных результатов для случая АЯГ находится в разделе 1.5, а в разделе 1.7.1 – заключение по данной проблеме. В разделе 1.4 приведены основные результаты моделирования ускорения струйных выбросов из ГВ и их обсуждение в контексте теории магнитного ускорения приведено в разделе 1.5. В разделе 1.6 обсуждается применение полученных результатов для гамма-всплесков. Выводы приведены в разделе 1.7.

2. Магнеторотационные взрывы гиперновых и гамма-всплесков.

После десятилетий интенсивных исследований механизм взрыва сверхновых с коллапсом ядра (СН) по-прежнему остается тайной. Широко распространено мнение, что взрыв производится нейтрино, излучаемыми протонейтронной звездой (ПНЗ), образующейся в результате коллапса [50]. Однако, попытки воспроизвести коллапс ядра СН в численном моделировании встретили серьезные проблемы. Причина неудач становится более или менее ясной если сравнить полную энергию, излучаемую в виде нейтрино $\simeq 10^{53}$ эрг, с типичной энергией сверхновых $\simeq 10^{51}$ эрг. Это говорит о том, что для того, чтобы получить надежный ответ расчетная ошибка в энергетическом балансе должна быть ниже 1%, что является очень серьезным требованием. Перенос шести различных видов нейтрино должен рассматриваться с большей точностью, включая процессы нейтринного нагрева и охлаждения.

Альтернативный магнеторотационный механизм взрыва сверхновых с

коллапсом ядра была впервые предложен Бисноватым-Коганом [53], и, через месяц Леблан& Уилсоном [178], численное моделирование которых было намного впереди своего времени. В течение трех десятилетий этот механизм не принимали всерьез, и лишь иногда предпринимались усилия для его дальнейшего развития [56, 213, 295]. Теперь этот механизм переживает “ренессанс” [3, 4, 11, 55, 83, 166, 174, 209, 226, 229, 233, 240, 262, 280, 297, 342, 343, 351] благодаря нескольким факторам таким как: медленному и трудному прогрессу нейтринной модели СН; разработке надежных численных методов для МГД; накопленных доказательств асферичности СН² [153, 337, 338]; высокой коллимированностью струйных выбросов, связанных с гамма-всплесками (например [254, 255]); ростом популярности магнитного механизма происхождения других астрофизических струйных выбросов. Результаты показывают, что магнитное поле может способствовать взрывам стандартной мощности и еще более мощным взрывам при выполнении условия, что магнитное поле достаточно сильно.

Энергия сверхновых с высокой скоростью разлета оболочки или гиперновая (ГН) превышает энергию нормальных сверхновых с коллапсом ядра примерно в десять раз (например [257]). Несколько СН, которые были надежно отождествляются с ГВ, все оказались гиперновыми (ГН). Хотя статистика очень бедна и систематически сдвинута в сторону самых мощных и, следовательно, ярких событий, связь между ГВ и гамма-всплесками получила широкое признание. Физический механизм ГВ не установлен и нет недостатка в конкурирующих теоретических моделях. Наиболее популярной моделью является модель коллапсара. Она связывает ГН с коллапсом массивных быстро вращающихся звезд [206]. В этой модели звездное ядро кол-

² На основании результата 2D-осесимметричного численного моделирования было предложено, что сильная асферичность взрывов может также возникать и в немагнитных моделях [67, 85]. Необходимо 3D-моделирование для проверки этой идеи.

лапсирует прямо в черную дыру, которая возникает в случае “неудавшейся” сверхновой, однако, звездная оболочка формирует вокруг дыры массивный аккреционный диск с высоким темпом аккреции. Энергия, выделяющаяся в диске, может быть очень большой, достаточной для объяснения ГН и ГВ, но как эта энергия передается в выброс оболочки сверхновой и/или струйный выброс гамма-всплеска еще предстоит определить. Широко распространено мнение, что струйные выбросы ГВ черпают энергию от аннигиляции нейтрино в полярных областях над аккреционным диском [238, 270]. Однако учет непрозрачности для нейтрино во внутренних областях диска существенно снижает эффективность данного механизма [107, 233]. Кроме того, что это было предложено в работах многих авторов, струйные выбросы ГВ в модели коллапсара могут черпать энергию аккреционного диска или вращения черной дыры через магнитное поле (например [15, 22, 204, 263, 330]).

Энергия в выбросе ГН той же величины, что и энергия вращения нейтронной звезды (НЗ) с очень коротким периодом вращения (1-2 миллисекунд). Эта энергия может быть выделена с помощью магнитного торможения в течение очень короткого периода времени (от нескольких секунд до нескольких сотен секунд) при условии, что магнитное поле очень сильно (порядка $B_{\text{NS}} \simeq 10^{15}$ Гс [80, 305]). Это значение на три порядка выше типичных напряженностей магнитного поля нормальных нейтронных звезд и совсем недавно рассматривалось бы как огромное преувеличение. Однако обнаружение источников мягких повторяющихся гамма-всплесков и аномальных рентгеновских пульсаров [122] интерпретируется как обнаружение магнетаров нейтронных звезд с магнитным полем $B_{\text{NS}} \simeq 10^{14} - 10^{15}$ Гс [304, 345]. Это показывает, что магнетарная модель может быть реальной альтернативой модели коллапсара при объяснении природы ГН и ГВ [219, 305, 307, 319, 321].

Происхождение магнитного поля магнетара по-прежнему обсуждается. Одной из возможностей является генерация необычайно сильного магнитно-

го поля в конвективном ядре пред-сверхновой звезды. Во время коллапса ядра полоидальное поле усиливается как $\propto R^{-2}$ и для достижения необходимых после коллапса $B_{\text{NS}} \simeq 10^{15}$ Гс, поле в ядре пред-сверхновой, с размером 10^3 км, должно быть порядка $B_c \simeq 10^{11}$ Гс. Коллапс замагниченных вращающихся звездных ядер изучался многими группами. Общим выводом из последних исследований параметров является то, что только магнитное поле $B_c \geq 10^{11}$ Гс может оказывать влияние на динамику взрывов сверхновых³ [83, 240]. Главная особенность этих взрывов – сильное дифференциальное вращение и генерация тороидального магнитного поля, давление которого фактически формирует взрыв. Кольцевое напряжение тороидального поля также обеспечивает анизотропию взрыва — выброс более мощный вдоль оси вращения.

С другой стороны, супер-сильное магнитное поле магнетаров может быть получено путем α - Ω -динамо в конвективной ПНЗ [28, 112, 303]. В этой теории сила насыщенного поля сильно зависит от периода вращения, а короткий период ведет к более сильным полям. Для того чтобы сгенерировать дипольное поле $B_{\text{NS}} \simeq 10^{15}$ Гс, период ПНЗ должны быть очень короткими, не намного больше, чем несколько миллисекунд [112]. Турбулентность, необходимая для работы магнитного динамо может также быть получена с помощью магнито-ротационной неустойчивости (МРН, [12, 89, 324]). Расчеты, основанные на линейной теории показывают, что при взрыве сверхновой сильное магнитное поле может быть достигнуто очень быстро на временном масштабе всего несколько десятков периодов обращения НЗ [4, 241]. Таким образом, эта теория объединяет оба основные условия, необходимых для производства взрыва ГВ в рамках магнетарной модели: быстрое вращение и сверхсильное магнитное поле. С другой стороны, ПНЗ больше не связана магнитным полем со

³ Однако, в работах [11, 229] удается получить взрыв и при гораздо более слабых начальных магнитных полях.

звездной оболочкой и передача ее энергии вращения в звездную оболочку более проблематична.

В работе [307] предлагается модель магниторотационного взрыва ГН и ГВ, где обычный механизм с нейтринным нагревом играет роль детонатора бомбы. Ударная волна, запущенная первичным импульсом нейтрино, создает разрежение вокруг новорожденного магнетара, его магнитосфера расширяется и, в конечном итоге, развивается пульсарный ветер (ПВ), запускаемый магнитным полем. Этот ветер действует как поршень на расширяющуюся оболочку сверхновой и увеличивает энергию нормальной СН до уровня ГН.

В работе [219] обобщается 1D модель экваториального магнитного ветра Вебера & Дэвиса [340] чтобы соответствовать условиям ПНЗ. Осесимметричные замагниченные ветры магнетаров с различной степенью загрузки веществом были изучены в работе [80] в рамках 2D численного моделирования. Авторы пришли к выводу, что на начальном этапе (стадия Кельвина-Гельмгольца), когда ветер уже управляется магнитным полем, но он все еще нерелятивистский, темп потери вращательной энергии составляет $L \simeq 4 \times 10^{51} B_{15}^2 P_1^{-5/3}$ эрг/с, где B_{15} это – магнитное поле ПНЗ в 10^{15} Гс и P_1 это – период ПНЗ в миллисекундах. В работе [76] применялась модель пульсарной туманности (ПТ) [37] для изучения поздних стадиях взрыва ГН, $t > 1$ s. В этой работе использовался подход тонких оболочек для описания динамики ударной волны, распространяемой в оболочке сверхновой, анизотропия которой обусловлена асимметричностью давления замагниченного пузыря (прото ПТ), созданного внутри взорвавшейся звезды ветром от магнетара. Авторы пришли к выводу, что когда магнитная энергия в пузыре превышает $\simeq 20\%$ тепловой энергии расширяющейся оболочки, дальнейшее расширение происходит уже сильно анизотропно и, в конечном итоге, создается осевой канал внутри звездной оболочки. Они предположили, что в последствии этот канал коллимирует ультрарелятивистский ветер от охлаждающегося магнетара и формирует па-

ру струйных выбросов ГВ. В последующей работе [78] исследователи пришли к аналогичным выводам, где в исследовании изучалось взаимодействие супербыстрого (прошедшего быструю звуковую поверхность) ветра от магнетара с оболочкой сверхновой посредством моделирования в рамках релятивистской МГД. Для того, чтобы модель ветра была применима, требуется, чтобы размер “центральной полости” превышал и, вероятно, во много раз, размер быстрой звуковой поверхности, которая формируется в случае с невозмущенным пульсарным ветром. До этого момента стоит ожидать несколько иную динамику.

Наиболее пессимистической возможностью является твердотельно-вращающаяся магнитосфера. В этом случае извлечение энергии вращения не происходит. Однако, теория относительности накладывает верхний предел на размер такой магнитосферы. Действительно, магнитосферы, размер которых превышает радиус светового цилиндра (СЦ), не могут быть твердотельно-вращающимися, так как это означало бы сверхсветовые движения плазмы в магнитосфере и такие магнитосферы должны стать дифференциально-вращающимися. Это ограничение особенно важно в случае миллисекундных пульсаров, т.к. радиус СЦ $R_{\text{LC}} \simeq 50P_1$ км, что составляет только несколько радиусов самой звезды. Как только устанавливается дифференциальное вращение, это приводит к усилению тороидального поля, магнитное давление растет и способствует дальнейшему расширению магнитосферы. Узденский и Макфайден[321] предложили, что только один этот фактор может объяснить взрывы сверхновых звезд, но они не уточнили пути начального расширения магнитосферы за пределы СЦ. Кроме того, они предположили низкую загрузку веществом силовых линий магнитного поля что более подходит для остывших НЗ, а не для горячих прото-НЗ и пришли к выводу, что плазма в магнитосфере будет вращаться в экваториальной плоскости с ультрарелятивистскими скоростями. В любом случае, эта гипотеза предполагает,

что магнитное торможение должно начать работать на самых ранних этапах “сдетонировавшего” магниторотационного взрыва и задолго до того, как центральная полость расширяется за пределы быстрой звуковой поверхности неограниченного магнетарного ветра что может иметь важные последствия для дальнейшего развития взрыва.

В этой главе я опишу попытку исследовать ранние стадии ($t \leq 1c$) таких взрывов с помощью осесимметричных МГД-моделирований в рамках ОТО. Основная цель состоит в изучении динамики этой фазы, чтобы определить скорость потери вращательной энергии, а также в оценке последствий для последующего развития взрыва. использовалась полностью консервативную численную схему, основанную на линеаризованном методе решения для задачи Римана и использую метод ограниченного смещения при расчетах эволюции магнитного поля. Подробности этого численного метода и различные тесты приведены в работах [159, 162, 164]. В разделе 2.1 описаны детали численных экспериментов, в том числе начальных и граничных условий, в разделе 2.2 описывает результаты моделирования, и в разделе 2.3 обсуждаются их последствия для модели магниторотационного взрыва сверхновых и струйных выбросов ГВ. Выводы приведены в разделе 2.4.

3. Гамма всплески, запускаемые магнитным полем при коллапсе звёздного ядра в черную дыру.

Природа гамма-всплесков (ГВ) остается одной из наиболее интригующих проблем современной астрофизики. В настоящее время общепринято, что выбросы гамма-излучения формируются в ультрарелятивистских струйных выбросах (см 1). Много простых вопросов, связанных как с физикой этих струйных выбросов, так и с механизмом их формирования, остаются открытыми. Хотя многие перспективные теории были разработаны в тече-

ние нескольких десятков лет с момента открытия ГВ, мы все еще далеки от понимания этого явления. Например, наблюдаемая связь между длинными гамма-всплесками (ДГВ) и сверхновыми указывает, что эти всплески связаны с гибелью массивных звезд, но детали пока не ясны. В одной из моделей ДГВ коллапс звезды приводит к формированию нормального успешного взрыва сверхновой. Однако новорожденная нейтронная звезда должна быть очень необычна. Она имеет как исключительно сильное магнитное поле и, по этой причине, ее называют магнетар, так и чрезвычайно быстрое вращение [28, 219, 307, 319, 321] (смотри также 2). Мощный магнитогидродинамический (МГД) ветер, рождаемый ПНЗ, способен как ускорить оболочку сверхновой свыше скорости расширения нормальных СН, до уровня ГН, так и сформировать коллимированные ультрарелятивистские струйные выбросы [79, 166].

В другой модели, нормальный взрыв сверхновой не удастся и прото-нейтронная звезда быстро коллапсирует в черную дыру. Однако, быстрое вращение звезды-прародителя предотвращает оставшуюся часть звезды от падения прямо в черную дыру, что приводит к формированию массивного аккреционного диска, который охлаждается за счет нейтрино. Это позволяет превратить неудавшуюся сверхновую в успешный взрыв звезды, так как диск может выделить огромное количество энергии [206, 346]. Пути “использования” этой энергии следующие: с помощью нейтринного нагрева, или замагниченного ветра от диска. По-видимому, такой ветер не будет релятивистским из-за высокой нагрузки его веществом у основания. Однако, в полярной области как раз над черной дырой ветер с меньшей вероятностью будет сильно загружен веществом от диска и может стать релятивистски-горячим из-за нагрева, обеспеченного аннигиляцией нейтрино и антинейтрино, испускаемых из диска. Это создает возможность запуска ультрарелятивистского струйного выброса из ГВ в рамках модели коллапсара [например 6, 206]. Однако, необходимо дождаться моделирования с надлежащим учетом переноса нейтрино

перед тем как принять окончательное решение о пригодности этой модели. Долгая и сложная история численного моделирования взрывов сверхновых с нейтринным нагревом учит нас быть осторожными. Первая попытка включить нейтринный перенос в модели коллапсара была сделана [233] и они не обнаружили запускаемых нейтринным нагревом струйных выбросов. Нейтринный нагрев (за счет аннигиляции нейтрино) не смог преодолеть охлаждение за счет нейтринного излучения⁴. Кроме того, эффективность этого типа нейтринного нагрева очень сильно зависит как от аккреционного темпа так и от скорости вращения центральной черной дыры [91, 259, 357]. Согласно расчетам [259], для черной дыры с параметром вращения $a = 0.5$, скоростью выделения энергии за счет аннигиляции нейтрино падает с $L_{\nu\bar{\nu}} = 4 \times 10^{48}$ эрг/с при $\dot{M} = 0.1M_{\odot}$ до $L_{\nu\bar{\nu}} = 6 \times 10^{44}$ эрг/с при $\dot{M} = 0.01M_{\odot}$. В случае аккреционного темпа $\dot{M} = 0.1M_{\odot}$ нейтринный нагрев с величины $L_{\nu\bar{\nu}} = 2 \times 10^{51}$ эрг/с при $a = 0.95$ падает до $L_{\nu\bar{\nu}} = 3 \times 10^{48}$ эрг/с при $a = 0$. Темп энерговыделения, таким образом, сильно зависит от темпа аккреции вещества и чтобы удовлетворять наблюдательным ограничениям на энергетику гамма-всплесков, темп аккреции должен быть выше $\simeq 0.05M_{\odot}\text{с}^{-1}$. Таким образом, в этом варианте модели коллапсара, как и в модели магнетара, требуется очень быстрое вращение ядра звезды перед коллапсом; такое, чтобы аккреционный диск сформировался на ранней стадии, когда темп аккреции все еще достаточно высок, при этом образующаяся ЧД имеет быстрое вращение. Причем, основываясь на результатах [52] можно предположить, что в работе [259] переоценена эффективность нейтринного механизма нагрева при больших a . Такое предположение связано с тем, что энергия, выделяющаяся при аннигиляции

⁴ Однако, в этой работе моделировалась только самая начальная стадия эволюции модели коллапсара $t < 2.2$ с в то время как струйный выброс в работе [206] образовался только через $T = 7$ с, когда плотность в полярных регионах над черной дырой упала до 10^6г см^{-3} , что привело к значительно меньшей скорости охлаждения.

нейтрино, не только поступает в струйные выбросы, но и аккрецируется в ЧД. При увеличении a внутренняя граница диска приближается к ЧД и всё большая доля аннигиляции нейтрино и антинейтрино начинает происходить в регионе, где вектор скорости указывает на черную дыру. В самом деле, в работе [52] найдено, что пик эффективности нейтринного механизма находится при $a \simeq 0.6$.

Оказывается, что такое быстрое вращение не может быть общим результатом, следующим из звездной эволюции. Хотя молодые массивные звезды при рождении часто вращаются достаточно быстро, ожидается, что их ядра должны сильно затормозиться во время фазы красного гиганта и во время фазы с интенсивной потери массы, что характерно для массивных звезд когда они находятся на стадии звезд Вольфа-Райе [135]. В самом деле, этот теоретический результат хорошо согласуется с наблюдаемой скоростью вращения молодых пульсаров. Таким образом, чтобы сохранить скорость вращения, требуемую в моделях коллапсаров, эволюции прародителей ДГВ должны идти по довольно экзотическому пути. Недавно было предложено, что сочетание низкой металличности, которая отражает содержание тяжелых элементов в веществе звезды, и чрезвычайно быстрой начальной скорости вращения на отметке 50% от критической скорости, может привести к такому результату [349, 353, 354]. С одной стороны, скорость потери массы значительно уменьшается с уменьшением металличности, что приводит к значительному сокращению потери углового момента. С другой стороны, меридиональная циркуляция, вызванная быстрым вращением, становится очень эффективной, что может привести к химически-однородной звезде, что препятствует расширению оболочки и, следовательно, торможению звездного ядра при взаимодействии с этой оболочкой. Кроме того, звезда остается компактной во время ее коллапса. Таким образом струйный выброс от ГВ может выйти из звезды за время сопоставимое с наблюдаемой длительности ДГВ.

Следующий сценарий включает наличие массивной тесной двойной системы, где быстрое вращение звездного ядра поддерживается за счет приливного взаимодействия между спутниками [60, 145, 257, 313, 314, 322]. В этом случае предсверхновая является компактной гелиевой звездой, по существу звездой Вольфа-Райе (WR), т.к. протяженная оболочка рассеивается в окружающем пространстве во время фазы с общей оболочкой. Вращения звезд в таких системах синхронизируются с орбитальным движением за очень короткое время [например 322]. Сжатие СО-ядра в течении звездной эволюции приводит к его дополнительной раскрутке, но, в связи со связью ядра и оболочки, только часть углового момента сохраняется в ядре [354]. В результате, скорость вращения гелиевого ядра недостаточна если ее спутником является звезда главной последовательности. В работе [322] делается вывод, что вращение ядра может быть достаточно быстрым чтобы удовлетворить модели коллапсара с нейтринным механизмом струйных выбросов ГВ только тогда, когда его компаньон также является компактной звездой, а именно НЗ или ЧД. Сейчас известны три примера таких систем: Лебедь X-3, IC 10 X-1, и NGC 300 X-1. У Лебедь X-3 очень короткий орбитальный период (только 4.8 часа [323]) радиус звезды WR в этой системе составляет менее $3 - 6 R_{\odot}$ [92]. Недавно были обнаружены IC 10 X-1 и NGC 300 X-1 с орбитальными периодами 35ч и 33ч соответственно [88, 261, 286]. Массы звезд Вольфа-Райе оцениваются в $18 - 40 M_{\odot}$ для NGC 300 X-1 и $\simeq 35 M_{\odot}$ для IC 10 X-1 [96]. С учетом наблюдаемого темпа рождения таких систем, в работе [322] предсказывается, что один взрыв ГН/ДГВ должен происходить каждые 2000 лет в галактике типа Млечного пути.

Еще одной проблемой для модели нейтринного ГВ является яркий прекурсор, наблюдаемый до прихода основного импульса гамма-излучения в ряде ГВ [82]. Согласно анализу [339] такой прекурсор и основной всплеск можно отнести к одному событию только тогда, когда прекурсор и основной импульс

разделяет несколько секунд. Однако, в некоторых всплесках задержка может составлять до нескольких сотен секунд и в таких случаях гораздо более вероятно, что прекурсор и основной всплеск соответствуют двум различным событиям в жизни центральной машины. В работе [339] авторы предположили, что прекурсор происходит во время взрыва сверхновой из-за струйного выброса, питаемого вращающейся замагниченной нейтронной звездой, а основной всплеск образуется во время фазы обратного обрушения оболочки (fallback), когда нейтронная звезда коллапсирует в черную дыру⁵. Типичный темп аккреции в сценарий с возвратом оболочки $\sim 10^{-2} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ с}^{-1}$, который является слишком низким для нейтринного механизма и, таким образом, такое объяснение означает необходимость магнитного происхождения основного импульса [207].

Кроме того, струйные выбросы ГВ также могут получать энергию за счет механизма Бландфорда-Знаека (БЗ), который использует энергию вращения ЧД [например 15, 22, 24, 26, 27, 65, 167, 179, 210, 216, 229, 263]. В данном случае ЧД также должна вращаться достаточно быстро. Однако эффективность этого механизма не столь чувствительна к темпу аккреции и темпу вращения ЧД [17, 168]. К примеру, скорость вращения ЧД не должна быть велика сразу после коллапса железного ядра, а вместо этого, она может постепенно нарастать в течение остального звездного коллапса. Это различие в чувствительности к аккреционному темпу делает механизм БЗ более предпочтительным, чем нейтринный механизм в случае очень длительных ГВ, более 100 секунд [207]. Открытие на спутнике Swift уплощения кривой блеска ГВ в рентгеновском диапазоне [93, 358], также может является след-

⁵ Эта модель может испытывать трудности при объяснении задержек меньших, чем типичное время возврата оболочки (100-1000 секунд), найденное в одномерном моделировании [207]. Однако, в связи с быстрым вращением, взрыв сверхновой может быть весьма асферическим, что может сократить время возврата оболочки в экваториальной области.

ствием того, что центральная машина может оставаться активной до 10^4 секунд [например 188, 189]. Поскольку нейтринный механизм требует, чтобы аккреционный темп оставался выше нескольких $\times 10^{-2} M_{\odot}$ с, для такой длительной активности центральной машине требуется прародитель с массой более нескольких $\times 10^2 M_{\odot}$, что крайне маловероятно ⁶.

Большое количество групп изучало потенциал магнитного механизма в модели коллапсара используя коды ньютоновской МГД и использовали потенциал Пачинского-Витта, чтобы аппроксимировать гравитационное поле центральной ЧД [63, 120, 216, 233, 237, 263, 321]. При таком подходе невозможно изучать эффект Бландфорда-Знаека и, следовательно, может быть исследован только эффект магнитного торможения аккреционного диска. Основным вывод из этих исследований состоит в том, что аккреционный диск может запустить магнитный струйный выброс если магнитное поле в прародителе оказывается достаточно сильным. Это поле, в дальнейшем, усиливается в диске частично из-за простого перераспределения магнитного потока [57, 58] и частично из-за магнито-ротационной неустойчивости (МРН) до тех пор, пока магнитное давление не станет очень большим и не вытолкнет поверхностные слои диска. В частности, в работе [263] изучался коллапс звезды с аналогичной структурой, рассмотренной в работе [206], и с изначально-монопольным магнитным полем напряженностью $B = 2 \times 10^{14}$ Гс на расстоянии $R = 3r_g$. Соответствующий полный магнитный поток $\Psi_h \simeq 10^{26}$ Гс см², что согласуется с ограничениями на поле магнитных звезд, полученными из наблюдений, в том числе белых карликов [276], Ар-звезд [116] и массивных О-звезд [86, 108]. Были использованы реалистичные уравнение состояния и включено нейтринное охлаждение, но не нагрев. Моделирование продолжалось до $t \simeq 0.28$ с в физическом времени, в течение которого был сформирован силь-

⁶ Как правило, масса звезды WR составляет 9-25 $M_{\odot}$, хотя в некоторых звездных системах наблюдаются и большие массы (до 83 $M_{\odot}$) [101, 277].

нозамагниченный полярный струйный выброс. Мощность струйного выброса систематически и существенно падала с течением времени с $\simeq 10^{51}$ эрг с^{-1} до $\simeq 10^{50}$ эрг с^{-1} или даже меньше, что более похоже на кратковременное явление.

В работе [278] изучался коллапс вращающихся звездных ядер, формирование ЧД и их дисков в модели коллапсара (в рамках полного ОТО МГД). Расчеты показывают, что мощный взрыв следует вскоре после формирования аккреционного диска и свободнопадающая плазма коллапсирующей звезды начинает сталкиваться с поверхностью этого диска. Однако авторы не учитывали охлаждения на нейтрино и потери энергии на фото-диссоциации атомных ядер, так что эти взрывы могут быть аналогичны, по своей природе, “успешным” взрывам в ранних моделях сверхновых [50]. В работах [225, 227] осуществляется ОТО МГД-моделирование в приближении стационарной метрики во времени и пространстве. Их расчетная область не захватывала эргосферы ЧД и, поэтому, они не могли изучать роль механизма Бландфорда-Знаека. Кроме того, не были включены нейтринное охлаждение и нагрев, в качестве уравнения состояния (EOS) использовалась простая политропа. Моделирование проводилось на сравнительно-коротком временном интервале $\simeq 280r_g/c$, где $r_g = GM/c^2$. Причем струйные выбросы были сформированы практически сразу, по-видимому из-за чрезвычайно сильного начального магнитного поля. Аналогичное моделирование были проведены в [210], в котором также используется простое политропное EOS и расчет проводится в строго адиабатическом случае, но с верным учетом эффектов вращения черной дыры. В начальную конфигурацию были включены тор с полоидальным магнитным полем и разреженная свободнопадающая оболочка. Результаты показывают формирование ультрарелятивистских струйных выбросов с лоренц-фактором до 10, возникающих из черной дыры, что говорит о том, что эффект Бландфорда-Знаека может играть ключевую роль в производстве

струйных выбросов от ГВ.

Взрывы звезд и релятивистские сильно замагниченные струйные выбросы, возникающие при интенсивной аккреции на черную дыру, наблюдаемые в современных численных экспериментах, приглашают к более глубокому анализу магнитной модели. Очевидно, что такой результат не может быть общим свойством всех сверхновых с коллапсом ядра. Действительно, только очень малая доля сверхновых SNe Ib/Ic, вероятно, сопровождается гамма-всплесками [254, 348]. Так что же это за соответствующие условия, и могут ли они быть воспроизведены в результате эволюции звезд?

На этот вопрос и дает ответ данное исследование. В частности, в этой диссертации я протестировал сценарий формирования прародителя ДГВ в двойной системе с учетом позднего образование аккреционного диска и с меньшим темпом аккреции по сравнению с тем, что требуется в модели коллапсара с нейтринным нагревом. В секции 3.1 обсуждаются свойства эффекта БЗ в применении к ГВ. В секции 3.2 описывается численное моделирование в контексте активации эффекта БЗ. В секции 3.3 описывается численное моделирование коллапса звезды и формирование релятивистского выброса. В разделе 3.4.1 определяются параметры двойных систем, которые позволяют образование аккреционных дисков во время коллапса WR. Также оценивается масса и параметр вращения черной дыры на момент формирования аккреционного диска, используются упрощенные аналитические модели для структуры предсверхновой, взятой из работы [50]. В разделе 3.4.2 исследуется на сколько черная дыра может увеличить свой параметр вращения a на этапе дисковой аккреции. Используя тот же подход, как в недавнем исследовании [146]. Рассматривается не только модель Бете, но также политропная модели и модели предсверхновых основанные на детальных расчетах звездной эволюции. В разделе 3.5 описывается численное моделирование формирования струйных выбросов ГВ с начальными условиями полученными на основе ре-

результатов предыдущих разделов. В разделе 3.6 анализируются свойства сценария с двойным прародителем в экстремальном случае, который включает в себя слияние звезды WR с его компактным компаньоном, ЧД или НЗ. В разделе 3.7 суммируются основные результаты и обсуждаются их астрофизические следствия.

Глава 1

Магнитное ускорение джетов.

1.1. Основная система уравнений.

Поскольку основная часть ускорения происходит вдали от источника, будем считать, что пространство-время является плоским. В инерциальной системе отсчета, находящейся в состоянии покоя относительно источника, уравнения, описывающие поток в рамках релятивистской идеальной МГД, принимают следующую форму: уравнение неразрывности

$$(1/c)\partial_t(\sqrt{-g}\rho u^t) + \partial_i(\sqrt{-g}\rho u^i) = 0, \quad (1.1)$$

где ρ – плотность вещества, u^ν – 4-скорость, и g – определитель метрического тензора; уравнения сохранения энергии-импульса

$$(1/c)\partial_t(\sqrt{-g}T^t_\nu) + \partial_i(\sqrt{-g}T^i_\nu) = \frac{\sqrt{-g}}{2}\partial_\nu(g_{\alpha\beta})T^{\alpha\beta}, \quad (1.2)$$

где $T^{\kappa\nu}$ – полный тензор энергии импульса; уравнение индукции

$$(1/c)\partial_t(B^i) + e^{ijk}\partial_j(E_k) = 0, \quad (1.3)$$

где $e_{ijk} = \sqrt{\gamma}\epsilon_{ijk}$ – тензор Леви-Чивита абсолютного пространства (абсолютно антисимметричный тензор, $\epsilon_{123} = 1$ для правосторонних систем и $\epsilon_{123} = -1$ для левосторонних) и γ – определитель пространственной части метрического тензора ($\gamma_{ij} = g_{ij}$); уравнение бездивергентности поля

$$\partial_i(\sqrt{\gamma}B^i) = 0. \quad (1.4)$$

Полный тензор энергии-импульса $T^{\kappa\nu}$ является суммой тензора энергии-импульса материи,

$$T_{(m)}^{\kappa\nu} = wu^\kappa u^\nu / c^2 + pg^{\kappa\nu}, \quad (1.5)$$

где p – газовое давление и w – удельная энтальпия на единицу объема, и тензора энергии-импульса электромагнитного поля

$$T_{(e)}^{\kappa\nu} = \frac{1}{4\pi} \left[F^{\kappa\alpha} F_{\alpha}^{\nu} - \frac{1}{4} (F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta}) g^{\kappa\nu} \right], \quad (1.6)$$

где $F^{\nu\kappa}$ – тензор электромагнитного поля. Электрическое и магнитное поля определены, так как их измеряет наблюдатель, неподвижный относительно системы отсчета, что дает

$$B^i = \frac{1}{2} e^{ijk} F_{jk} \quad (1.7)$$

и

$$E_i = F_{it}. \quad (1.8)$$

В пределе идеальной МГД

$$E_i = -e_{ijk} v^j B^k / c, \quad (1.9)$$

и $v^i = u^i / u^t$ – обычная 3-скорость вещества.

Во всех наших расчетах (данной главе диссертации) использовалось изоэнтропичное уравнение состояния

$$p = Q \rho^s, \quad (1.10)$$

где $Q = \text{const}$ и $s = 4/3$. Это соотношение позволяет исключить из интегрирования системы уравнение энергии. Однако, уравнение для импульса остается неизменным, в том числе нелинейный член переноса. Таким образом, если возникнут условия для формирования ударных волн, в расчете они будут учтены¹. Удельная энтальпия на единицу объема:

$$w = \rho c^2 + \frac{s}{s-1} p. \quad (1.11)$$

¹ Поскольку энтропия фиксирована, сжатия наших ударных волн будут такими же, как для сжатия непрерывных волн. Это дает больший скачок плотности для такого же скачка давления, чем в реальных скачках (с вязкостью). К счастью, не нужно беспокоиться об этом вопросе, т.к. скачки не появляются в наших расчетах.

1.1.1. Интегралы, сохраняющиеся вдоль силовых линий

Полоидальное магнитное поле полностью описывается азимутальной компонентой векторного потенциала,

$$B^i = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \epsilon^{ij\phi} \frac{\partial A_\phi}{\partial x^j}. \quad (1.12)$$

Для осесимметричных решений $A_\phi = \Psi/2\pi$, где $\Psi(x^i)$ – так называемая функция магнитного потока, это полный магнитный поток, проходящий через кольцо с радиусом $x^i = \text{const}$, x^i – координата в меридиональной плоскости. (Далее в этой главе будет использоваться значок “крышечка” над индексами векторов для того, чтобы показать, что их компоненты представлены в нормализованном координатном базисе.) В стационарной осесимметричной идеальной МГД есть пять величин, которые распространяются неизменными вдоль силовых линий магнитного поля и, таким образом, являются функциями только Ψ . Это: k – поток массы через заданный единичный магнитный поток, Ω – угловая скорость магнитных силовых линий, l – полный поток углового момента на единицу потока массы, μ – полный поток энергии на единицу потока массы, и Q – удельная энтропия на частицу:

$$k = \frac{\rho u_p}{B_p}, \quad (1.13)$$

$$\Omega = \frac{v^{\hat{\phi}}}{r} - \frac{v_p}{r} \frac{B^{\hat{\phi}}}{B_p}, \quad (1.14)$$

$$l = -\frac{I}{2\pi k c} + r \frac{w}{\rho c^2} \Gamma v^{\hat{\phi}}, \quad (1.15)$$

$$\mu = \mu_h + \mu_m, \quad (1.16)$$

и

$$Q = P/\rho^s, \quad (1.17)$$

где $u_p = \Gamma v_p$ – величина полоидальной компоненты 4-скорости, B_p – величина полоидальной компоненты магнитного поля, r – цилиндрический радиус,

$$I = \frac{c}{2} r B^{\hat{\phi}} \quad (1.18)$$

является полным электрическим током, протекающим через кольцо радиуса r вокруг оси вращения,

$$\mu_h = \frac{w}{\rho c^2} \Gamma \quad (1.19)$$

это – полный поток гидродинамической энергии (энергия покоя + тепловая + кинетическая) на единицу потока энергии массы покоя,

$$\mu_m = \mu_h \sigma = -\frac{\Omega I}{2\pi k c^3} \quad (1.20)$$

это – поток Пойтинга на единицу потока энергии массы покоя, и σ это отношение потока Пойтинга к гидродинамическому (энергия покоя + тепловая + кинетическая) потоку энергии. Далее он будет называться “функция замагниченности”. В случае холодного течения $Q = 0$, $w = \rho c^2$. σ также может быть представлена в виде:

$$\Gamma \sigma = -\frac{\Omega I}{2\pi k c^3}. \quad (1.21)$$

Из уравнений (1.16) и (1.19,1.20) следует, что лоренц-фактор Γ не может превышать μ .

1.2. Численное моделирование.

Чтобы сохранить жесткий контроль над формой струи и предотвратить осложнения, связанные с численной диффузией плотной плазмы из окружения струйного выброса, в этой главе изучались течения, которые распространяются в твердых стенках заданной формы². В частности, будет рассматри-

² В реальных астрофизических системах форма и положение границы окружающей среды определяется распределением давления или плотности, удерживающей струю. Связь между распределением давления окружающей среды и формой внешней границы струйного выброса обсуждается в разделе 1.4.

ваться осесимметричный канал

$$z \propto r^a,$$

где z и r – цилиндрические координаты координат стенок канала и $a = 2/3, 1, 3/2, 2$ и 3 . Были введены эллиптические координаты $\{\xi, \eta, \phi\}$, где

$$\xi = rz^{-1/a} \quad (1.22)$$

и

$$\eta^2 = \frac{r^2}{a} + z^2 \quad (1.23)$$

(подробности приведены в дополнительных материалах А.1).

Использовался численный код Годуновского типа, основанный на схеме, описанной в [159]. Для уменьшения численной диффузии была применена параболическая реконструкция вместо линейной, используемой в исходном коде. В расчете были использованы процедуры `minmod` – усреднения первых и вторых производных, далее, для пространственной реконструкции, использовались первые три члена разложения в формуле Тейлора. Эта простая процедура привела к заметным улучшениям в точности решения, хотя, из-за неравномерности сетки, новая схема по-прежнему не 3-го порядка точности.

Сетка является равномерной в направлении ξ (полярный угол, в случае использования сферических координат). В большинстве расчетов использовалось 60 ячеек. Чтобы проверить сходимость, некоторые расчеты были повторены с удвоенным разрешением. Ячейки вытянуты в η направлении (радиальном направлении, при использовании сферических координат), т.к. расчетная область очень вытянута в этом направлении. Излишняя вытянутость ячеек приводит к численной неустойчивости, поэтому был введен верхний предел, равный 40 на отношению длины к ширине.

Чтобы ускорить процесс вычислений, был реализован метод секционирования расчетной сетки, который описан в работе [171]. В каждой секции, кото-

рая имеет форму кольца, численное решение вычисляется используя шаг по времени, основанный на локальном (для секции) условии Куранта. Этот временной шаг в два раза больше временного шага смежного внутреннего кольца и в два раза меньше временного шага смежного внешнего кольца. Такой подход особенно эффективен для конических течений, но в меньшей степени – для высоко коллимированных почти цилиндрических течений. Кроме того, оригинальный код был выполнен параллельным с использованием технологии MPI³, что позволило эффективно провести расчеты на суперкомпьютерах и вычислительных кластерах. Распараллеливание проводилось только по координате ξ , т.к. разбиение по координате η , учитывая секционную структуру кода, менее эффективно.

Уравнения обезразмеривались следующим образом: единица длины L такая, что $\eta_i = 1$, где индекс i относится к внутренней границе. Единица времени $T = L/c$. Единица массы $M = L^3 B_0^2 / 4\pi c^2$, где B_0 является размерной величиной η -компоненты магнитного поля на внутренней границе (безразмерная величина $B^{\hat{\eta}}$ на внутренней границе равна $\sqrt{4\pi}$). Т.е. L является характерным масштабом длины для области, откуда запускается струйный выброс. T является временем за которое свет пересекает эту область и B_0 является типичной напряженностью полоидального магнитного поля в начале координат. Обратите внимание, что L не должна быть равна размеру вращающегося объекта в основании струйного выброса и, в частности, он не может быть отождествлен с радиусом горизонта событий черной дыры, который позволяет только аккрецию (вток). В случае когда требуются размерные оценки, используются ожидаемые величины на световом цилиндре радиуса $r_{lc} \equiv c/\Omega$. В таком случае M не представляет массу центрального объекта, а только масса покоя эквивалентную магнитной энергии в магнитосфере.

³ Подробности о стандарте и о его использовании можно найти на странице www.mcs.anl.gov/research/projects/mpi/

1.2.1. Граничные условия.

Внутренняя граница.

Внутренняя граница $\eta_i = 1$ принималась, как идеально-проводящая поверхность с угловой скоростью вращения $\Omega = \Omega_0$ или

$$\Omega = \Omega_0(1 + a_2(\xi/\xi_j)^2 + a_3(\xi/\xi_j)^3), \quad (1.24)$$

где индекс j обозначает внешнюю боковую (стенку) границу расчетной области. Далее принимается $a_2 = -3$, $a_3 = 2$ для случая АЯГ и $a_2 = 0.778$, $a_3 = -1.778$ в случае ГВ. Профиль угловой скорости напрямую связан с распределением электрического тока в струйном выбросе, который при $r \gg r_{1c}$ описывается как

$$I \approx -\frac{1}{2}\Omega B_p r^2 \quad (1.25)$$

(см. [169]). Действительно, ток обусловлен электрическим полем, связанным с вращением полоидального магнитного поля, а сохранение электрического заряда требует замыкание цепи. В случае с постоянной Ω , обратный ток течет по внешней границе струи, тогда как в случае дифференциального вращения $\Omega(\xi_j) = 0$ ток замыкается внутри струи (в пределах $0.75 < \xi/\xi_j < 1$ для распределения Ω , заданного уравнением (1.24)). Твердотельное вращение обеспечивает очень хорошее описание поведения силовых линий магнитного поля в случае когда магнитное поле выходит от горизонта черной дыры или поверхности намагниченной звезды. Такой выбор полностью подходит для струйных выбросов от черных дыр или быстро вращающихся нейтронных звезд. С другой стороны, дифференциальное вращение является естественным выбором для струйных выбросов, которые запускаются аккреционными дисками и, хотя распределение (1.24) не соответствует реалистичным моделям аккреционных дисков, оно должно, тем не менее, описывать качественные аспекты

таких систем⁴.

Условие идеальной проводимости позволяет зафиксировать азимутальные компоненты электрического поля и η -компоненты магнитного поля:

$$E_\phi = 0, \quad B^{\hat{\eta}} = B_0 \text{ при } \eta = \eta_i. \quad (1.26)$$

Из первого условия получаем

$$v^{\hat{\xi}} = \frac{v^{\hat{\eta}}}{B^{\hat{\eta}}} B^{\hat{\xi}} \quad (1.27)$$

и (используя уравнение (1.14))

$$v^{\hat{\phi}} = r\Omega + \frac{v^{\hat{\eta}}}{B^{\hat{\eta}}} B^{\hat{\phi}}. \quad (1.28)$$

Выбранное однородное распределение $B^{\hat{\eta}}$ соответствует механическому равновесию поперечных сил на внутренней границе расчетной области. Проводились также эксперименты с неоднородным распределением магнитного поля, в частности, когда $B^{\hat{\eta}}$ спадала с ростом ξ . Результаты существенно не менялись, т.к. практически сразу за внутренней границей (ниже по течению) магнитное поле перестроилось таким образом, что восстановило поперечный баланс сил.

Чтобы контролировать поток массы, поток на внутренней границе был установлен супер-медленно магнитозвуковой. Это означает, что плотности и радиальной компоненте скорости можно назначить некоторые фиксированные значения:

$$\rho = \rho_0, \quad v^{\hat{\eta}} = v_{p_0}.$$

В расчетах использовались $v_{p_0} = 0.5 c$ или $0.7 c$, которые выбраны для удобства. С одной стороны, эти величины достаточно малы, чтобы гарантировать,

⁴ Отметим в этой связи, что в работе [300] в бессиловом приближении моделируется истечение от системы черная дыра/диск, в которой ток оттекает вдоль силовых линий, пронизывающих горизонт равномерно вращающейся черной дыры, и возвращается по силовым линиям дифференциально вращающегося аккреционного диска.

что поток при $\eta_i = 1$ – до Альфвеновский и, следовательно, Альфвеновская и быстрая магнитозвуковая критические поверхности расположены ниже по течению от внутренней границы. С другой стороны, они достаточно велики для скорейшего установления стационарного состояния (скорость потока остается постоянной вдоль оси симметрии). Из-за до Альфвеновской природы течения на внутренней границе, нельзя фиксировать другие компоненты магнитного поля и скорости, они находятся как часть глобального решения. Пользуясь стандартным подходом, $B^{\hat{\phi}}$ и $B^{\hat{\xi}}$ экстраполировались из расчетной области в граничные ячейки. После чего вычислялись $v^{\hat{\phi}}$ и $v^{\hat{\xi}}$ из уравнений (1.27) и (1.28).

В случае дифференциального вращения, величина угловой скорости выбрана таким образом, чтобы Альфвеновская поверхность струйного выброса лежала вблизи основания потока, а ее ближайшая точка (от внутренней границы) находилась на расстоянии ~ 1.5 начального радиуса струйного выброса. Соответствующий выбор, в случае твердотельного вращения, приводит к тому, что Альфвеновская поверхность практически совпадает со световым цилиндром, причем r_{lc} на 50% больше начального радиуса струйного выброса.

Чтобы охватить широкий диапазон начальных намагниченностей потока, плотность у основания варьируется от модели к модели. В таблицах 1.1 и 1.2 приведены основные параметры всех моделей струйных выбросов, построенных в этом исследовании. У моделей JA, JB, JC и JD индексы степени равны соответственно $a = 1, 3/2, 2$ и 3 . Дальнейшая классификация основана на законе вращения: модель JC1 имеет неоднородное вращение, тогда как модели JA2–JD2 имеют однородное вращение.

Большинство моделей обозначаются буквой В, соответствуют формам стенок $z \propto r^{3/2}$ и отличаются только величиной намагниченности параметра; μ варьируется от относительно малого значения 39, которое больше подходит

для АЯГ струйных выбросов, вплоть до 620. Модель В2Н позволяет изучить влияние высокой температуры плазмы в основании струи. Начальный эффективный тепловой лоренц-фактор в этой модели $\Gamma_{t0} = w_0/\rho_0 c^2 = 55$. Модели А и АW имеют стены конической формы. В моделях JAW2 и АW угол открытия конуса составляет 90° , что позволяет моделировать случай неограниченного течения (такой случай может иметь отношение к пульсарному ветру).

Остальные границы.

Расчетная область всегда выбирается достаточно большой, чтобы течение было сверх быстро-магнето-звуковым, когда оно приближается к внешней границе $\eta = \eta_o$. Это оправдывает использование свободных граничных условий на этой границе (т.е. определение переменных в граничных ячейках с помощью экстраполяции из области решения).

На оси вращения $\xi = 0$ были использованы симметричные граничные условия для переменных, которые, как ожидается, проходят там через ноль,

$$f(-\xi) = -f(\xi) .$$

Эти переменные включают $B^{\hat{\xi}}$, $B^{\hat{\phi}}$, $u^{\hat{\xi}}$ и $u^{\hat{\phi}}$. Для остальных переменных использовалась линейная экстраполяция

$$\partial^2 f / \partial \xi^2 = 0 .$$

Это делается в целях лучшего представления (разрешения) узкого центрального ядра, которое развивается во всех случаях в результате стягивающего магнитного напряжения. В пределах этого ядра градиенты в ξ -направлении очень большие и обычное условие с нулевым градиентом $f(-\xi) = f(\xi)$ приводит к увеличению численной диффузии в этом регионе. В результате проверки выяснилось, что это имеет заметное влияние только в осевой области

и что глобальное решение не зависит от того, какое из этих двух условий используется.

На внешней границе (внешней стенке) $\xi = \xi_j$ использовалось условие отражения,

$$f(\xi_j + \Delta\xi) = -f(\xi_j - \Delta\xi),$$

для $B^{\hat{\xi}}$ и $u^{\hat{\xi}}$, причем для всех остальных переменных использовалось условие нулевого градиента.

1.2.2. Начальные условия.

Начальная конфигурация соответствует невращающемуся полоидальному магнитному полю с приблизительно постоянным магнитным давлением в канале. Плотность вещества в канале бралась малой, чтобы отток, порожденный на внутренней границе, мог легко выместить ее прочь. Для того, чтобы ускорить этот процесс η -компонента скорости внутри канала бралась равной 0.7 с, а ξ компонента – равной нулю.

1.2.3. Процедура расширения расчетной области.

Внутреннее кольцо сетки, где размер ячеек сетки мал и, поэтому, шаг по времени тоже мал, вычислительно является наиболее интенсивным регионом области моделирования. Если сохранять вычисления в этом внутреннем кольце в течение всего моделирования, то окажется невозможным продвинуться очень далеко от основания струйного выброса. К счастью, сверхзвуковой характер течения в струе позволяет прекратить вычисления во внутренней области, когда решение в ней примет стационарное состояние. Чтобы быть более точным, канал делился вдоль ξ -координатной поверхности на перекрывающиеся сектора, с целью в один момент времени проводить вычисления

только в пределах одного сектора, причем начиная с ближайшего сектора к начальной границе. После того как решение в “активном” секторе принимает стационарное состояние, производится переход к следующему сектору, расположенному дальше от основания струйного выброса. Во время переключения решение из близлежащих к границе ячеек активного сектора копируются в соответствующие внутренние граничные ячейки последующего сектора. Во время вычислений в последующем секторе эти внутренние граничные ячейки не обновляются. Конечно, эта процедура является оправданной только тогда, когда течение в данном секторе не может посылать сигналы в предыдущий сектор посредством волн, и таким образом, необходимо обеспечить, чтобы конус Маха быстрых магнитозвуковых волн был направлен наружу на границе сектора. Это условие может быть записано как

$$\begin{aligned} (\Gamma v^{\hat{\eta}})^4 - (\Gamma v^{\hat{\eta}})^2 \left(\frac{b^2}{4\pi w/c^2} + \frac{c_s^2}{1 - c_s^2/c^2} \right) + \\ + \frac{c_s^2}{1 - c_s^2/c^2} \frac{(B^{\hat{\eta}})^2}{4\pi w/c^2} \left(1 - \frac{r^2}{r_{lc}^2} \right) > 0, \end{aligned} \quad (1.29)$$

где $c_s^2 = spc^2/w$ (см. уравнение 1.10) и $b = (B^2 - E^2)^{1/2}$ – величина магнитного поля в сопутствующей потоку системе (см детали в дополнение 2 работы [169]). В случае холодного течения оно принимает вид

$$v^{\hat{\eta}} > \left[1 - \left(v^{\hat{\xi}}/c \right)^2 - \left(v^{\hat{\phi}}/c \right)^2 \right]^{1/2} c_f, \quad (1.30)$$

где $c_f = b/(4\pi\rho + b^2/c^2)^{1/2}$ – быстрая звуковая скорость в сопутствующей течению системе координат. Таким образом струйный выброс должен быть сверхбыстрозвуковым в направлении η на границе сектора. На рисунках 1.1–1.3 показано положение поверхности $v^{\hat{\eta}} = c_f$ толстой непрерывной линией: направо от нее $v^{\hat{\eta}} > c_f$. Можно увидеть, что переход через быструю звуковую поверхность происходит глубоко внутри первого сектора. (Отметим что при $v^{\hat{\eta}} > c_f$ неравенство 1.30 тоже удовлетворено.)

В этой серии расчетов использовалось до 7 секторов, каждый дополнительный сектор был в десять раз больше, чем предыдущий. Эта техника позволила сократить время вычислений более чем на три порядка. Хотя расширение сетки в принципе может быть продолжено без ограничений, есть и другие факторы, которые ограничивают насколько далеко вдоль струйного выброса можно продвинуться на практике. Во-первых, в случае параболоидальных стенок, канал становится весьма коллимированным, из-за чего необходимое количество ячеек сетки вдоль оси струи увеличивается, и каждый последующий сектор становится все более дорогим (с точки зрения вычислительных ресурсов) чем предыдущий. Во-вторых, ошибки, связанные с численной вязкостью постепенно накапливаются в нижних по потоку областях и решение становится все менее точным (см. Рис. 1.14).

1.3. Результаты моделирования струйных выбросов из активных ядер галактик.

Модели с различными степенными индексами a , но одними и теми же законами вращения проявляют на удивление схожие свойства. Таким образом достаточно показать в деталях только некоторый из них. Для этих целей были выбраны модели JC1, JC2 и JA2.

На Рис. 1.1 показано распределение лоренц-фактора, плотность в лабораторной системе координат, полоидальное магнитное поле, и полоидальный электрический ток для модели JC1. На верхней панели представлено решение во внутренней секции сетки, в то время как на нижней панели показано решение во второй и третьей секции “склеенных” вместе. Распределение плотности, а также силовых линий магнитного поля ясно показывают, что струйный выброс развивается там где магнитные поверхности стали почти ци-

Таблица 1.1. Параметры моделей в случае АЯГ.

Модель	a	вращение	$w_0/\rho_0 c^2$	ξ_j или θ_j	$\mu_{\max}$
JA1	1	не твердотельное	1.0	$\theta_j = 0.2$	11
JB1	3/2	не твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	11
JC1	2	не твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	11
JD1	3	не твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	11
JA2	1	твердотельное	1.0	$\theta_j = 0.2$	18
JB2	3/2	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	18
JC2	2	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	18
JD2	3	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	18
JA2b	1	твердотельное	1.0	$\theta_j = 0.4$	18
JA2c	1	твердотельное	1.0	$\theta_j = 0.8$	18
JAW2	1	твердотельное	1.0	$\theta_j = \pi/2$	18

линдрическими.⁵ Ядро образуется за счет кольцевого сжатия тороидального магнитного поля, которое возникло в струйном выбросе за счет вращения его основания. Отношение радиуса ядра к радиусу струи монотонно убывает с увеличением расстояния до основания струйного выброса, и в конечном итоге ядро становится неразрешенными на сетке. В дальнейшем решении ток течет вдоль осевой линии. (Такое поведение наблюдается также в моделях JA2–JD2; см. Рис. 1.11).

Рядом с границей струи, где угловая скорость вращения силовых линий магнитного поля в модели JC1 исчезает, азимутальная компонента магнитного поля быстрее спадает и равновесие поддерживается (частично) поперечным полем. Если бы решение было бы автомодельным, тогда $B_p \propto r_j^{-2}$,

⁵ контуры постоянной плотности, на самом деле, более сильно коллимированы чем силовые линии магнитного поля (или линии тока), что уже наблюдалось ранее в нерелятивистском случае [284] и умеренно релятивистском случае [184] при МГД оттоке от диска.

$B^{\hat{\phi}} \propto r_j^{-1}$, и давление азимутального поля в основной часть струи в конечном счете стало бы гораздо больше, чем давление полоидального поля в пограничном слое, что привело бы к потере баланса сил. В действительности, течение регулируется посредством прогрессивного сжатия граничной прослойки. Следовательно, тонкий поверхностных токовый слой постепенно развивается с увеличением расстояние от основания. Именно поэтому некоторые линии тока в нижней правой панели Рис. 1.1 по всей видимости, исчезают на поверхности струйного выброса.

Наиболее эффективное ускорение в модели JS1 струйного выброса происходит на промежуточных цилиндрических радиусах, где угловая скорость силовых линии поля достигает максимума и полоидальный электрический тока течет поперек струи (таким образом $(1/c)\mathbf{j}_p \times \mathbf{B}_\phi$ сила максимальна). Следует обратить внимание на то, что такое поведение ускоряемого течения не могло быть изучено с помощью автомодельных моделей, в которых линии тока не меняют свое направление в струе. При сравнительно малых расстояниях от основания струи максимальное ускорение происходит при $r_{\max} \simeq 0.5 r_j$, но ниже по течению зона максимального ускорения находится в районе $r_{\max} \simeq 0.25 r_j$. Это объясняется более эффективной коллимации во внутренней области струи, чем на ее границе (см обсуждение следующее за уравнением 1.35 в Разделе 1.5.1).

Тщательный осмотр поля скоростей на нижней правой панели Рис. 1.1 выявляет дополнительную области эффективного ускорения вблизи оси струи в районе $z \geq 10^3$. Это ускорение, однако, не физическое, так как оно вызвано численной диффузией/вязкостью в ядре струи, в результате больших градиентов гидродинамических величин, которые там развиваются. Постепенный рост численных ошибок в этой области хорошо виден на Рис. 1.14, на котором показаны сохраняющиеся в струе величины в зависимости от Ψ на различных

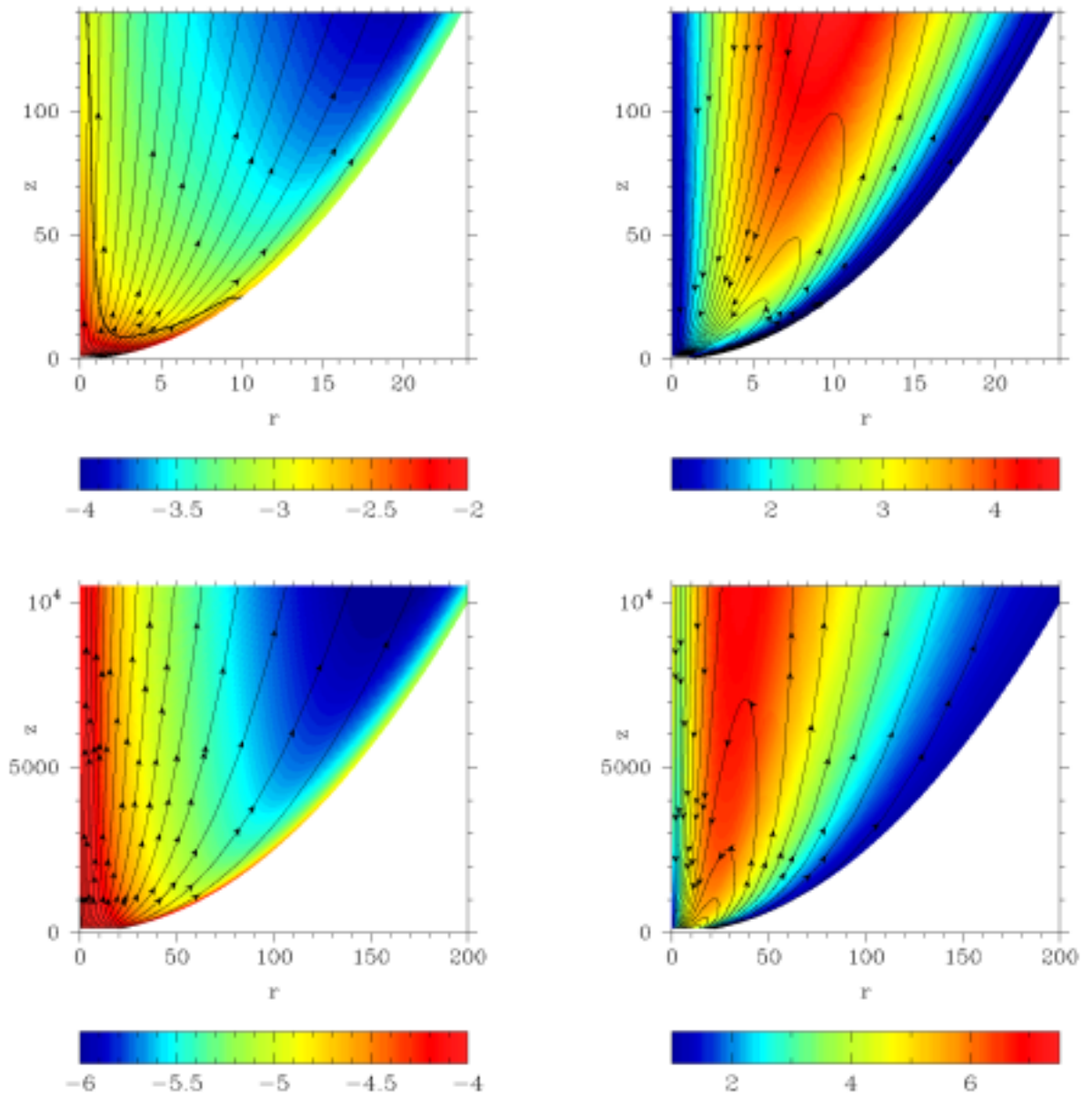


Рис. 1.1. Модель JC1. На левой панели показано $\log_{10} \Gamma \rho$ (цветом), где $\Gamma \rho$ – плотность измеряемая в лабораторной системе отсчета, и линии магнитного поля. На правой панели показано распределение лоренц-фактора (цветом) и линии токов (линиями). Жирной линией на верхней левой панели показана поверхность, где поток становится сверх быстрым в η -направлении. На верхней панели показано решение для первой секции сетки, тогда как на нижней панели показано "склеенное" решение для второй и третьей секции сетки.

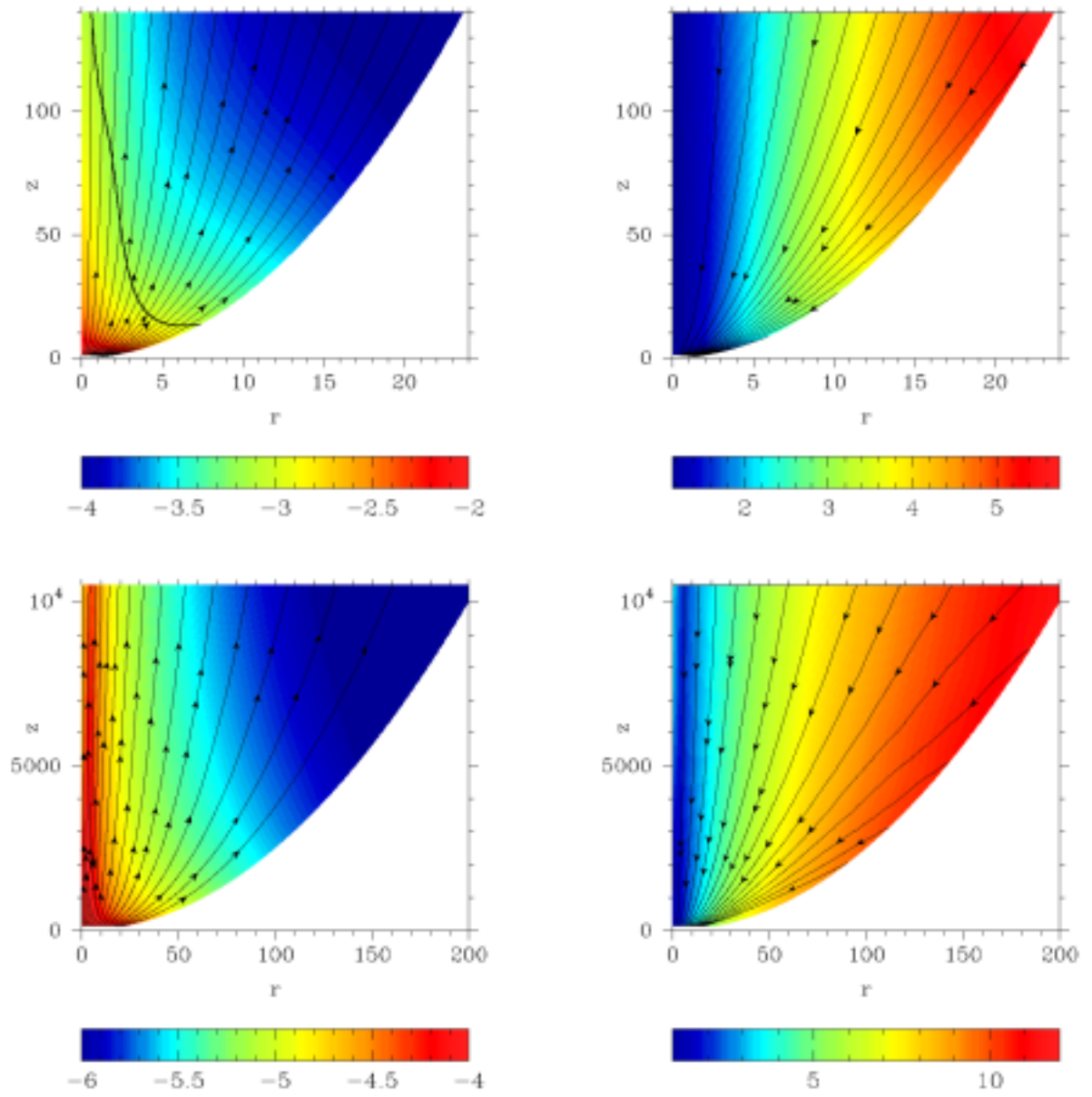


Рис. 1.2. Тоже самое что и на Рис. 1.1, но для модели JC2.

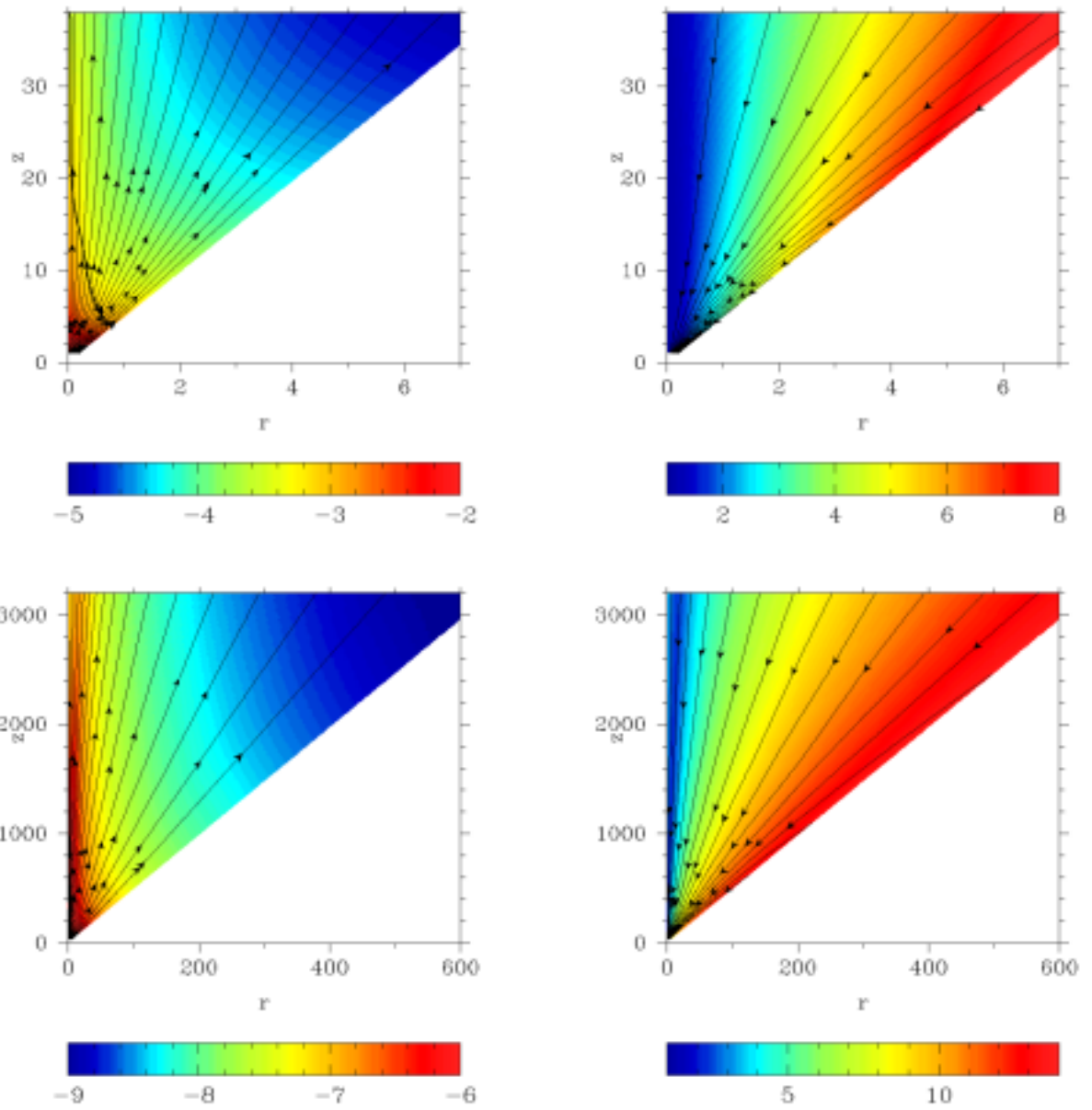


Рис. 1.3. Тоже самое что и на Рис. 1.1, но для модели JA2.

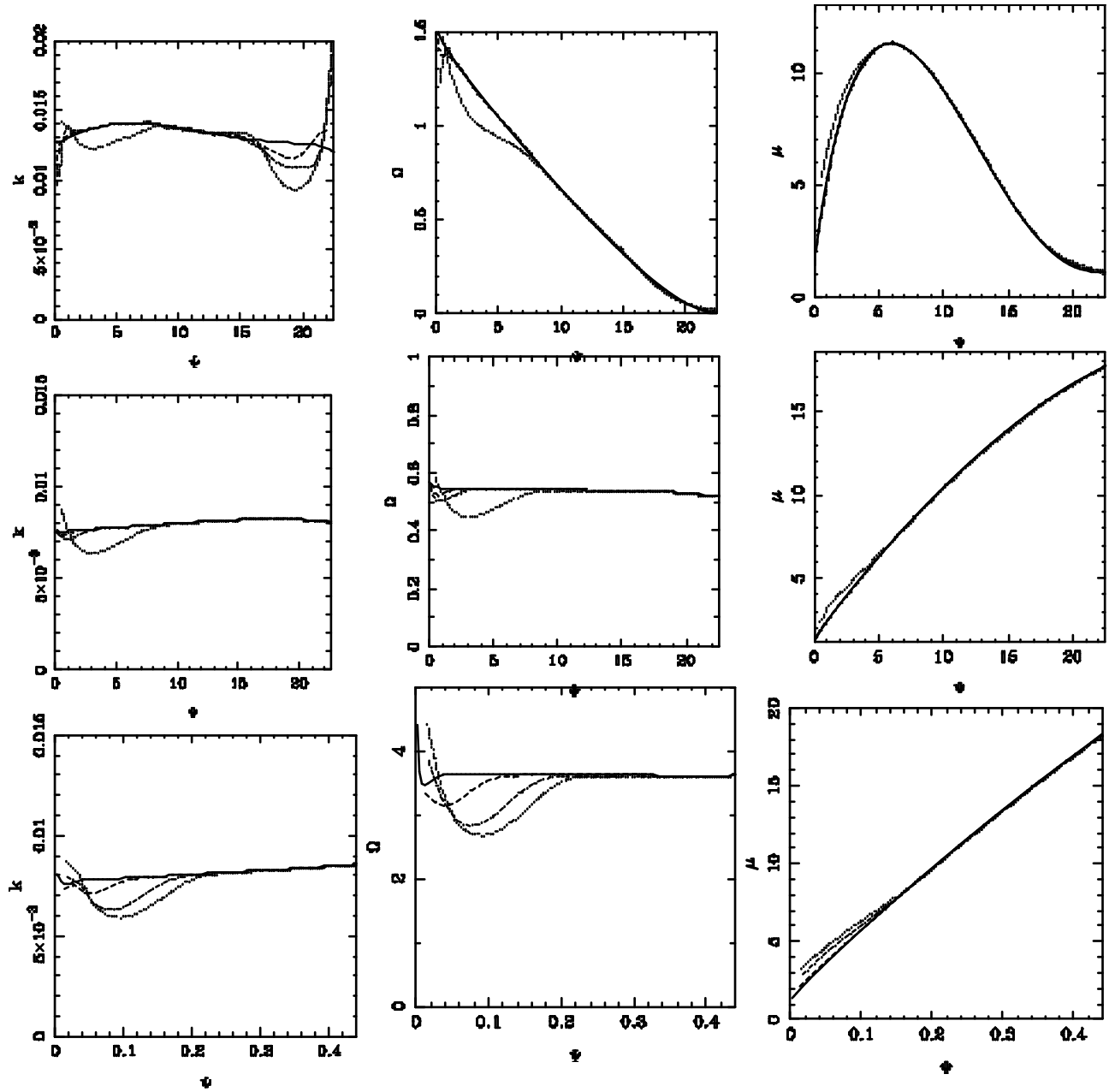


Рис. 1.4. Сохраняющиеся величины в потоке $k(\Psi)$, $\Omega(\Psi)$ и $\mu(\Psi)$ на различных расстояниях от основания струйного выброса для моделей JC1, (верхняя строка), JC2 (средняя строка) и JA2 (нижняя строка). Во всех случаях непрерывная линия показывает значение переменной при впрыске ее в расчетную область ($\eta = 1$). Отклонение от этой величины вниз по течению происходит, из-за накопления численных ошибок. Для моделей JC1 и JC2 штриховая линия соответствует $\eta = 10^2$, штрих-пунктирная линия $\eta = 10^3$, и пунктирная линия $\eta = 10^4$. Для модели JA2 штриховая линия соответствует $\eta = 2 \times 10^2$, штрих-пунктирная линия $\eta = 2 \times 10^3$, и пунктирная линия $\eta = 2 \times 10^4$.

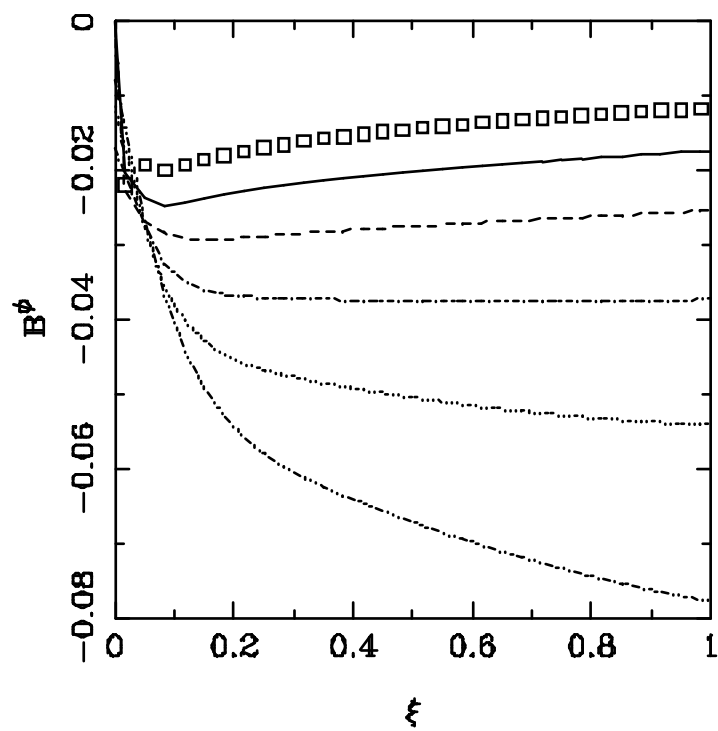


Рис. 1.5. Развитие линейного электрического тока в модели JS2. Показано азимутальное магнитное поле при $\eta = 200, 400, 800, 1600, 3200$ и 6400 (снизу вверх). решение при $\eta = 6400$ отображено квадратами.

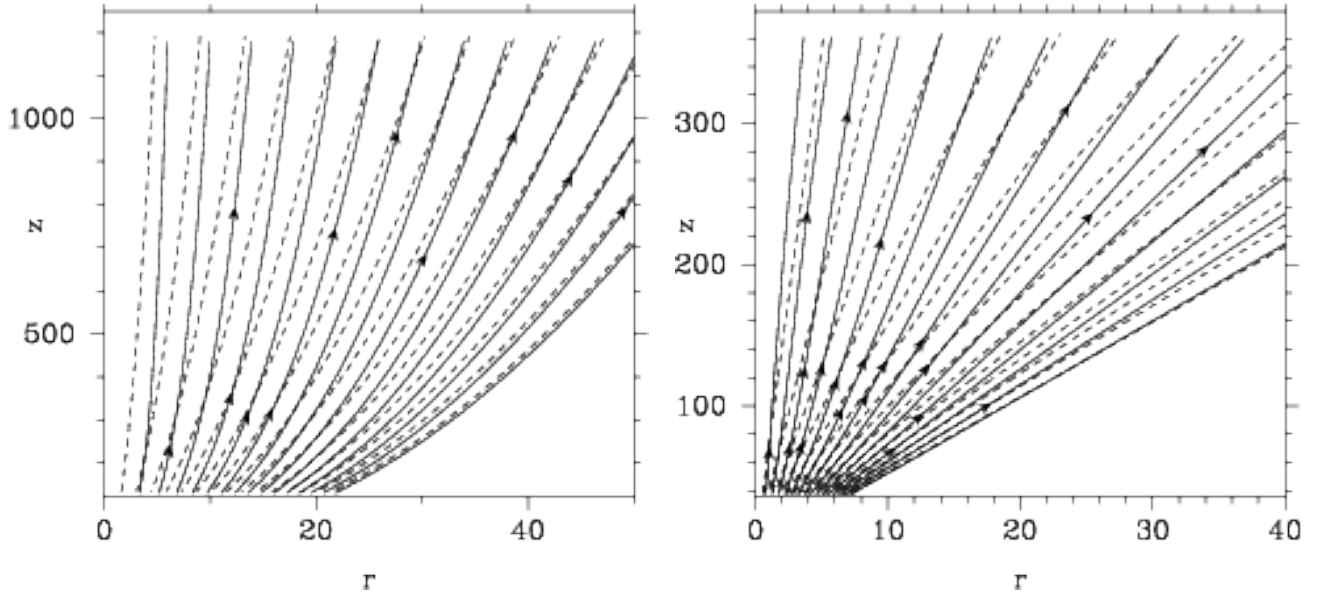


Рис. 1.6. Силовые линии полоидального магнитного поля (сплошная линия) и $\xi = \text{const}$ координатные линии (пунктир) для модели JC2 (слева) и JA2 (справа). Во всех моделях видно, что силовые линий магнитного поля коллимируются быстрее, чем координатные линий.

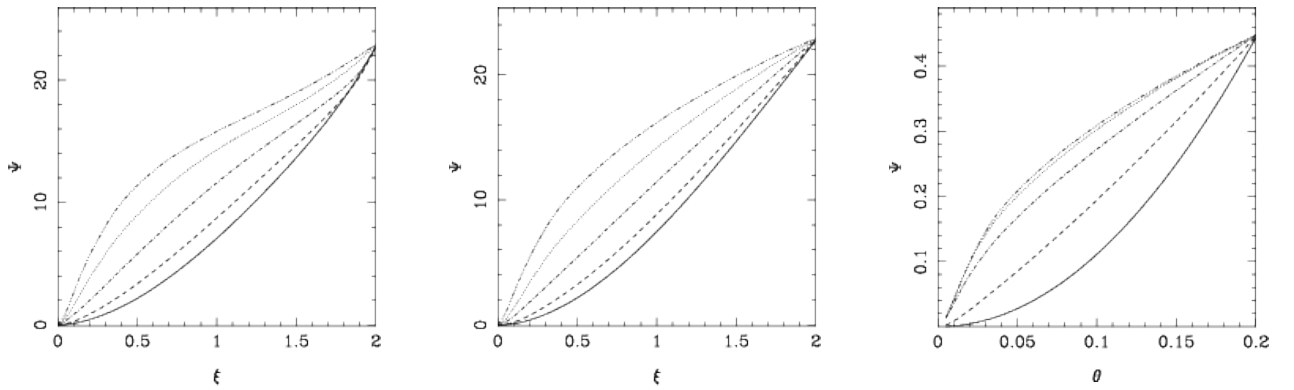


Рис. 1.7. Эволюция распределения магнитного потока в струйном выбросе по мере удаления от его основания. Слева: модель JC1. В центре: модель JC2. В обоих случаях сплошная линия соответствует $\eta = 10$, штриховая линия $\eta = 10^2$, штрихпунктирная линия $\eta = 10^3$, пунктирная линия $\eta = 10^4$ и штрих-трех-пунктирная линия $\eta = 10^5$. Справа: модель JA2. Сплошная линия соответствует $\eta = 1$, штриховая линия $\eta = 30$, штрихпунктирная линия $\eta = 3 \times 10^2$, пунктирная линия $\eta = 3 \times 10^3$ и штрих-трех-пунктирная $\eta = 3 \times 10^4$. Отметим, что в коническом случае использовались сферические координаты $\theta = \arctan \xi$ (в радианах), а не ξ координата.

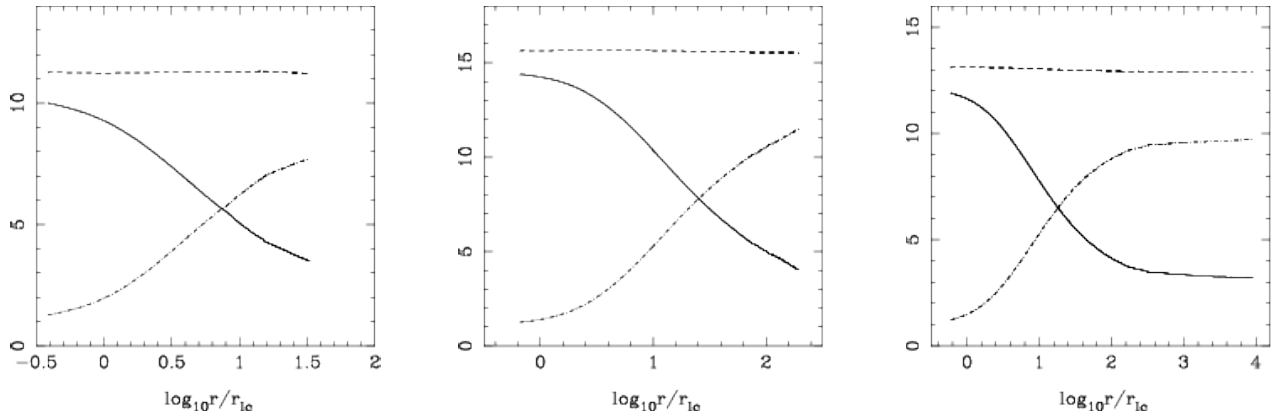


Рис. 1.8. $\Gamma\sigma$ (сплошная линия), μ (штриховая линия) и Γ (штрихпунктирная линия) вдоль магнитно силовой линии в зависимости от цилиндрического радиуса для моделей JC1 (слева), JC2 (в центре) и JA2 (справа).

расстояниях от источника. При z более 10^4 ошибки становятся неприемлемо большими, и это делает дальнейшее продолжение расчета, за счет дополнительных секций лишенными смысла. В этой связи следует отметить, что даже в отсутствие точных аналитических решений, существование сохраняющихся величин в струе делает эту проблему очень полезной для тестирования релятивистских МГД кодов и оценки их производительности.

На Рис. 1.2 показано распределение лоренц-фактора, плотность в лабораторной системе отсчета, полоидальное магнитное поле и полоидальный электрический ток для модели JC2. Видно, что ядро развивается также как в JC1, но граничный слой (у внешней стенки) отсутствует. Это потому, что твердотельное вращение силовых линий магнитного поля в этой модели обеспечивает эффективную генерацию азимутального магнитного поля вплоть до границы струйного выброса. На Рис. 1.5 показано развитие линейного (полоидального) электрического тока в этом решении, в результате постепенного уменьшения радиуса ядра относительно радиуса струи (подобно тому, что видели в модели JC1). Однако следует отметить, что световой цилиндр оказывается неразрешенными на расстоянии, где наблюдается линии тока. Таким образом, то что выглядит как линия тока может быть плавно распре-

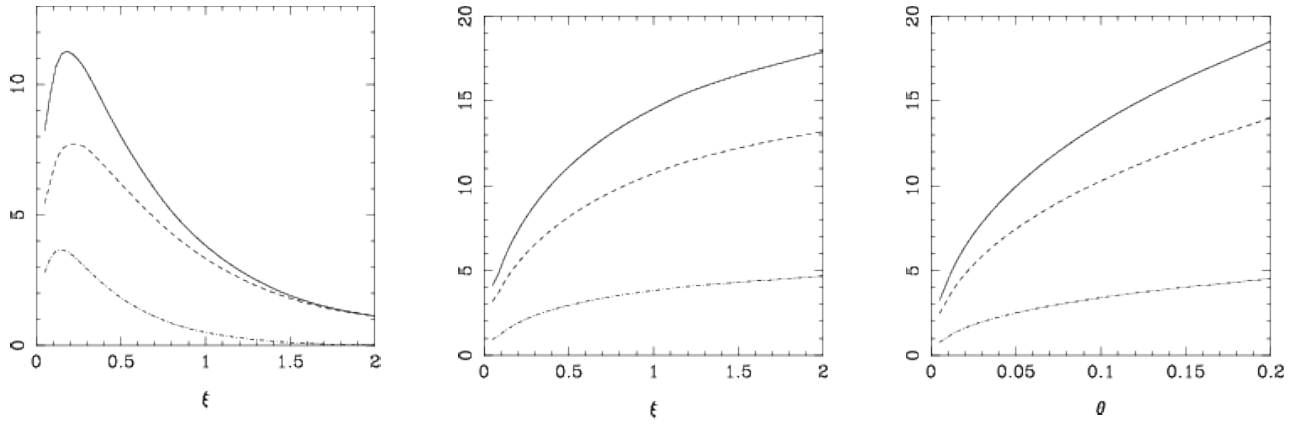


Рис. 1.9. Представлены распределения μ (непрерывная линия), Γ (штриховая линия) и $\Gamma\sigma$ (штрихпунктирная линия) поперек струйного выброса для моделей JC1 (слева) and JC2 (по центру) при $\eta = 10^5$, и для модели JA2 (справа) при $\eta = 2 \times 10^3$.

деленным током внутри светового цилиндра.

Внутри струйного выброса электрический ток течет везде вовнутрь и замыкается с помощью поверхностного тока (от внешней границы). Радиальной компонента тока максимальна вблизи границы, в результате чего получается максимальной $(1/c)\mathbf{j}_p \times \mathbf{B}_\phi$ сила, что обеспечивает более эффективного ускорения плазмы в этом регионе.

Как и в модели JC1, численные ошибки в модели JC2 растут наиболее быстро вблизи оси струйного выброса (см. Рис. 1.14), хотя, в этом случае они несколько меньше. Более того, наиболее интересная область течения, где ускорение является наиболее эффективным, находится далеко от оси и больше не подвергается влиянию от этих ошибок, в отличие от модели JC1. Эта особенность характерна не только для моделей С типа, но и всех других типов моделей. По этой причине было принято решение сосредоточить свое внимание на моделях с равномерным вращением (JA2 — JD2), и в оставшейся части этого раздела приводятся результаты в основном для этих решений. Этот выбор еще более мотивирован тем, что модели с неоднородным вращением, похоже, не проявляют какие-либо существенных различий по отношению к моделям с твердотельным вращением, кроме тех, которые уже описаны.

Учитывая результаты предыдущих аналитических и численных исследований, которые предложили слабую самоколлимацию релятивистских намагниченных течений (см. ссылки в разделе 1.5.1), можно было бы ожидать, что магнитные поверхности будут повторять поведение внешней границы струйного выброса. Однако полученные результаты показывают, что течение коллимируется значительно быстрее, и что это свойство проявляется не только струйном выбросе с параболоидальными стенками, но и в случае с коническими границами (см. Рис. 1.3). На рис. 1.6 показаны, поверхности магнитного потока и координатных поверхностей $\xi = \text{const}$ для моделей JA2 и JC2. В обоих случаях магнитные поверхности потока явно не расходятся так быстро, как координатные поверхности. Этот эффект еще более заметен на Рис. 1.7, который показывает изменение с расстоянием распределения магнитного потока внутри струйного выброса в зависимости от расстояния от начала координат. Видно, что магнитный поток становится все более концентрируется к оси течения, с продвижением потока вниз по течению.

На Рис. 1.8 слева и по центру показано изменение μ , $\Gamma\sigma$ и Γ вдоль выбранных магнитных поверхностей для моделей JC1 и JC2. Для модели JC1 эта поверхность находится в средней части струйного выброса, где поток разгоняется быстрее всего, она охватывает $\sim 1/3$ от общего магнитного потока в струе. Для модели JC2 эта поверхности находится вблизи границы струи, причем она вмещает $\sim 5/6$ от общего магнитного потока в струйном выбросе. Можно отметить, что μ остается практически постоянной на поверхности, что указывает на то, что поток достиг стационарного состояния и, что вычислительные ошибки (которые описывались выше) довольно малы. лоренц-фактор сначала растет линейно с цилиндрическим радиусом, но затем переходит в обширную область логарифмического роста. Линейное поведение было ранее обнаружено в магнитно доминированном режиме автомодельных решений [например, 46, 332], а логарифмическое поведение было обнаруже-

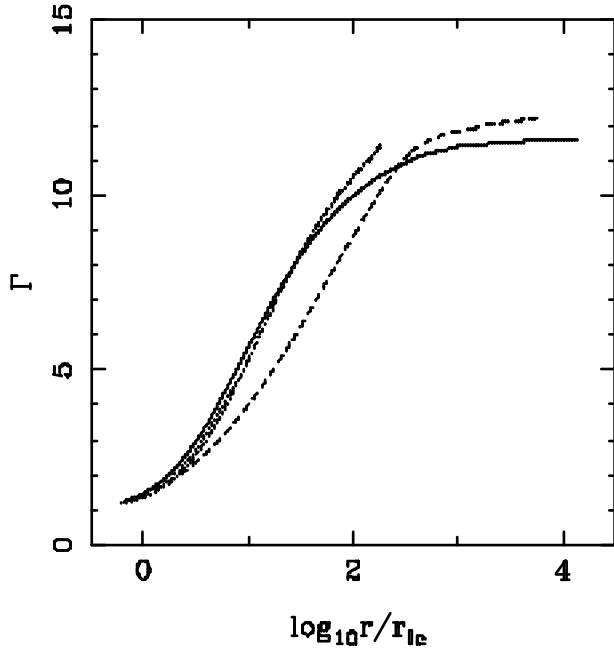


Рис. 1.10. Распределение лоренц-фактора (у внешней стенки) вдоль струйного выброса в зависимости от цилиндрического радиуса r (слева) и сферического радиуса R (справа): модели JA2 – непрерывная линия; модель JB2 – штриховая линия; модель JC2 – штрих-пунктирная линия; модель JD2 – пунктирная линия. Отметим, что хотя r_0 и r_{lc} меняются от модели к модели, но $R_0 = 1$ в любом случае.

но для ускорения в асимптотической зоне когда преобладает материя [38]. Диапазон лоренц-факторов в решениях, полученных в данном разделе работы, очевидно, слишком узкий, для исследования линейного режима роста (это сделано в разделе 1.4). Замагниченности функции σ в конечном итоге становится меньше 1, сигнализируя переход к режиму, когда доминируют вещество.

Справа на Рис. 1.8 показано изменение μ , $\Gamma\sigma$ и Γ вдоль поверхности постоянного магнитного потока для модели JA2, эта поверхность охватывает $\sim 5/6$ от общего магнитного потока в струйного выброса. Эта коническая струя также проявляет очень эффективное начальное ускорение и переход в режим доминирования материи. В этом случае рост лоренц-фактор насыщения, когда он достигает величины $\Gamma \simeq 10$, что соответствует эффективности ускорения $\Gamma/\mu \approx 0.77$. Хотя начальные условия конической модели струйного выброса наиболее близко напоминают коническую геометрию потока, которая в предыдущих работах показывала очень неэффективное ускорение (см. раздел 1.5.1), результаты представленные на Рис. 1.8 показывают, что этот случай (при умеренных начальных магнетезациях ~ 15) не отличается по своей сути от случаев. Причины этого обсуждается в разделе 1.5.1.

Стоит также отметить, что, в то время как, наш выбор поверхности магнитного потока на Рис. 1.8 был произвольным, поведение вдоль этой поверхности является довольно представительным. Для демонстрации этого представлен Рис. 1.9, где показано изменение тех же параметров поперек струи в режиме доминирования материи.

На Рис. 1.10 представлено сравнение темпов роста Γ в моделях JA2 – JD2. Вычислительные ошибки в этих моделях менее критичные, чем в моделях JA1 – JD1 и позволяют продолжить моделирования до больших пространственных масштабов. Каждая из кривых на графике соответствует магнитной поверхности вблизи границы струйного выброса, охватывающей $\sim 5/6$

от общего магнитного потока. Слева показана Γ в зависимости от цилиндрического радиуса нормированного на радиус светового цилиндра. Наиболее интересная особенность этого рисунка в очень похожем росте Γ для всех моделей. В самом деле, вплоть до $r \sim 10 - 50 r_{lc}$ кривые для моделей JA2, JC2 и JD2 практически идентичны. В модели JB2 лоренц-фактор увеличивает несколько медленнее. Дальнейшее сравнение показывает другую аномалию модели JB2 – в отличие от случаев JC2 и JD2, когда высокие лоренц-фактор находится на границе струи, быстрый разгон в модели JB2 происходит несколько в отдалении от границы. Причина этих аномалий не ясна (в следующей серии расчетов, см. 1.4, она отсутствует). Причина, почему для модели JD2 кривая значительно короче, чем другие, в том что сильная коллимация струйного выброса быстро делает вычисления в этом случае очень дорогими.

Быстро коллимированный струйный выброс достигает такого же цилиндрического радиуса на большем расстоянии от источника, а т.к. лоренц-фактор линейно растет с цилиндрическим радиусом, это приводит к более быстрому росту менее коллимированного струйного выброса со сферическим радиусом. Это именно то, что можно наблюдать справа на Рис. 1.10 – коническая струя модели JA2 достигает лоренц-фактора 5 на расстояние в 10 раз меньше, чем это расстояние у струйного выброса с параболоидальными границами JC2.

На Рис. 1.11 сравниваются величины различных компонент магнитного поля в модели JA2 – JC2 вблизи дальнего конца струйного выброса ($\eta = 10^3$). На таком расстоянии радиуса струйного выброса почти в 10^3 больше, чем радиус светового цилиндра и можно было бы ожидать что азимутальная компонента магнитного поля будет доминировать. Действительно, так оно и есть. На таких масштабах световой цилиндр больше не разрешается на расчетной сетке, что объясняет, почему азимутальная компонента поля превышает полоидальную компоненту даже вблизи оси симметрии. Тот факт, что $B^{\hat{\phi}}$ не

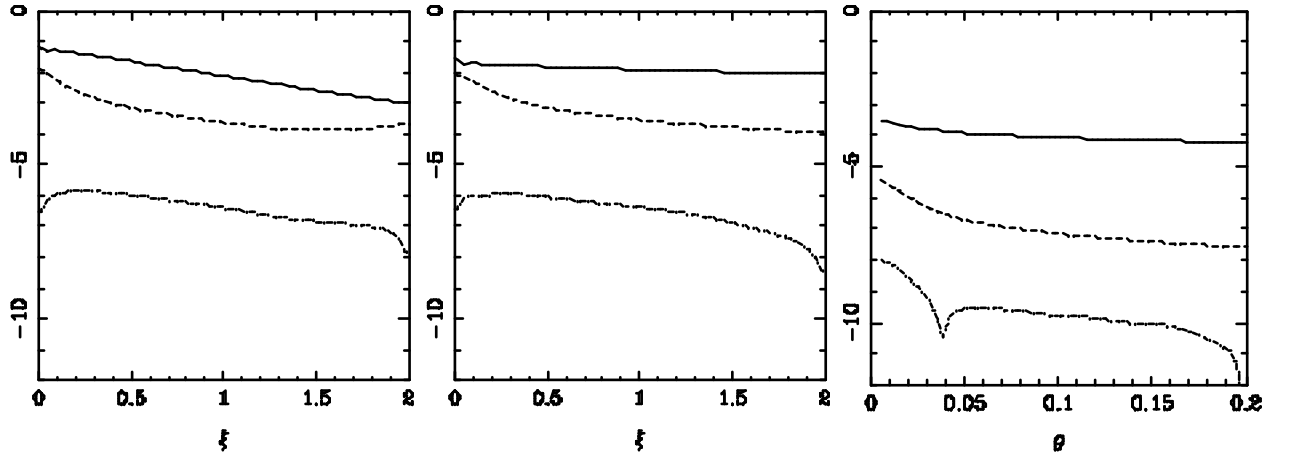


Рис. 1.11. Изменение компонент магнитного поля поперек струйного выброса при $\eta = 6 \times 10^3$ в моделях JC1 (слева), JC2 (в центре) и JA2 (справа): $\log_{10} |B^{\hat{\phi}}|$ – сплошная линия, $\log_{10} B^{\hat{\eta}}$ – пунктирная линия, $\log_{10} |B^{\hat{\xi}}|$ – штрихпунктирная линия.

обращается в нуль, показывает, что решении развивается ядро высокой плотности электрического тока, и это ядро также не разрешено в нашем решении. Развитие линии тока вдоль оси в модели JC2 показано на Рис. 1.5; схожие результаты получены и в других моделях.

В попытке прояснить влияние на ускорение и коллимацию введенных стенок при моделировании струйного выброса, были проведены дополнительные расчеты моделей серии JA2, соответствующие большим углам полу-открытия внешних границ: $\theta_j = 0.4, 0.8$, и $\pi/2$ (модели JA2b, JA2c и JAW2 соответственно), где последний случай представляет неограниченное течение⁶. Результаты представлены на Рис. 1.12 и Рис. 1.13, которые могут быть сравнены с соответствующими зависимостями Рис. 1.7–1.9 (справа). Не удивительно, что чем слабее внешняя коллимация, тем ниже эффективность магнитного ускорения. Это особенно хорошо видно в неограниченном случае ($\theta_j = \pi/2$), где поток остается Пойнтинга доминированным в экваториальном секторе на всех дистанциях. Тем не менее, даже в экваториальной области у этого

⁶ Оригинальные начальные условия для модели JA2 соответствует $\theta_j = 0.2$. Мы сохраняем величину $\Delta\theta$ (размер ячейки в направлении перпендикулярном струе) одинаковой для всех моделей за счет увеличения числа клеток при увеличении θ_j .

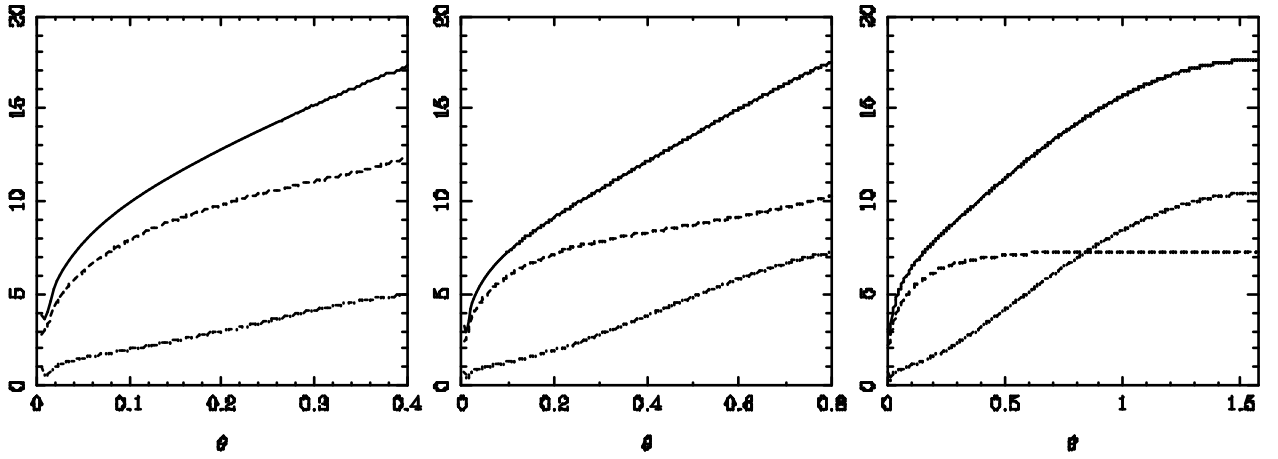


Рис. 1.12. распределение μ (сплошная линия), Γ (штриховая линия) и $\Gamma\sigma$ (штрихпунктирная линия) поперек струйного выброса с коническими границами с различными углами полу-раскрытия JA2b $\theta_j = 0.4$ (слева), JA2c 0.8 (в центре), и JAW2 $\pi/2$ (справа, неограниченное течение) при $\eta = 2 \times 10^3$. Эти результаты стоит сравнить с результатами для модели JA2 $\theta_j = 0.2$ показанные на Рис. 1.9 (справа).

экстремального случая эффективность ускорения Γ_∞/μ оказывается $\sim 40\%$. Кроме того, в полярной области эффективность высока, как и в случаях малых θ_j , в которых всегда наблюдается переход в режим доминирования материи. Причем, в этом секторе само-коллимации сильна (см. Рис. 1.13). Поведение модели с неограниченным потоком согласуется с результатами работы [184], где показано (для нерелятивистского и умеренно релятивистского режима), что коллимированный осевой струйный выброс может образовываться из первоначально сферического МГД ветра. Эти результаты, однако, были полученные в предположении, что магнитное поле является строго азимутальным, а поле скоростей строго полоидальное с самого начала. Хорошая коллимация показанная во всех моделях струйного выброса в окрестности его оси может быть интерпретирована, как действие кольцевого магнитного напряжения, связанного с полоидальным током описанным в § 1.5.1.

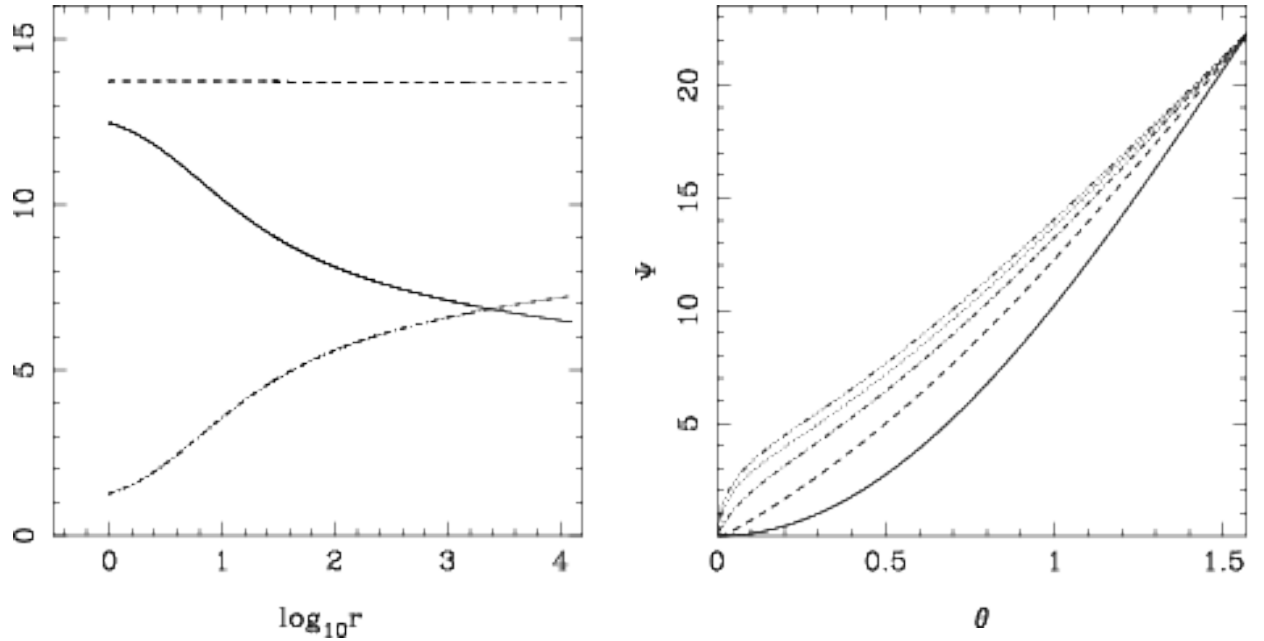


Рис. 1.13. Слева: показано изменение $\Gamma\sigma$ (сплошная линия), μ (штриховая линия) и Γ (штрихпунктирная линия) вдоль поверхности постоянного магнитного потока (охватывающего $\sim 1/3$ общего потока в течении) в случае JAW2 (т.е. неограниченное течение) с конической границей с $\theta_j = \pi/2$. Этот результат стоит сравнить с результатом для модели JA2 $\theta_j = 0.2$ показанным на Рис. 1.9 (справа). Справа: показано изменение распределения магнитного потока поперек неограниченного течения JAW2. Сплошная линия соответствует $\eta = 1$, штриховая линия $\eta = 30$, штрихпунктирная линия $\eta = 3 \times 10^2$, пунктирная линия $\eta = 3 \times 10^3$ и трех пунктир штриховая линия $\eta = 3 \times 10^4$. Этот результат стоит сравнить с результатом для модели JA2 $\theta_j = 0.2$ показанным на Рис. 1.7.

Таблица 1.2. Параметры моделей в случае ГВ.

Модель	a	вращение	$w_0/\rho_0 c^2$	ξ_j или θ_j	$\mu_{\max}$
A	1	твердотельное	1.0	$\theta_j = 0.2$	560
AW	1	твердотельное	1.0	$\theta_j = \pi/2$	560
B1	3/2	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	620
B2	3/2	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	310
B2H	3/2	твердотельное	55	$\xi_j = 2.0$	370
B3	3/2	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	155
B4	3/2	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	78
B5	3/2	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	39
C	2	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	620
D	3/2	дифференциальное	1.0	$\xi_j = 2.0$	600
E	2/3	твердотельное	1.0	$\xi_j = 0.1$	300
F	3	твердотельное	1.0	$\xi_j = 2.0$	540

1.4. Результаты моделирования струйных выбросов

гамма-всплесков.

Как это обычно бывает при численном моделировании, расчеты подвержены влиянию численных ошибок, в основном, ошибки усреднения в схеме релятивистской МГД. Постоянные вдоль магнитных силовых линий, описанные в разделе 1.1.1 могут быть использованы для прямой оценки абсолютной погрешности. На Рис. 1.4 показаны постоянные величины в случае идеальной-МГД k , Ω и μ в зависимости от магнитного потока у основания течения и вблизи внешней границы расчетной области для моделей A и B1. Если кривые не совсем совпадают, это свидетельствует о вычислительных ошибках. Хотя на рисунке присутствуют заметные отклонения, но они по-прежнему

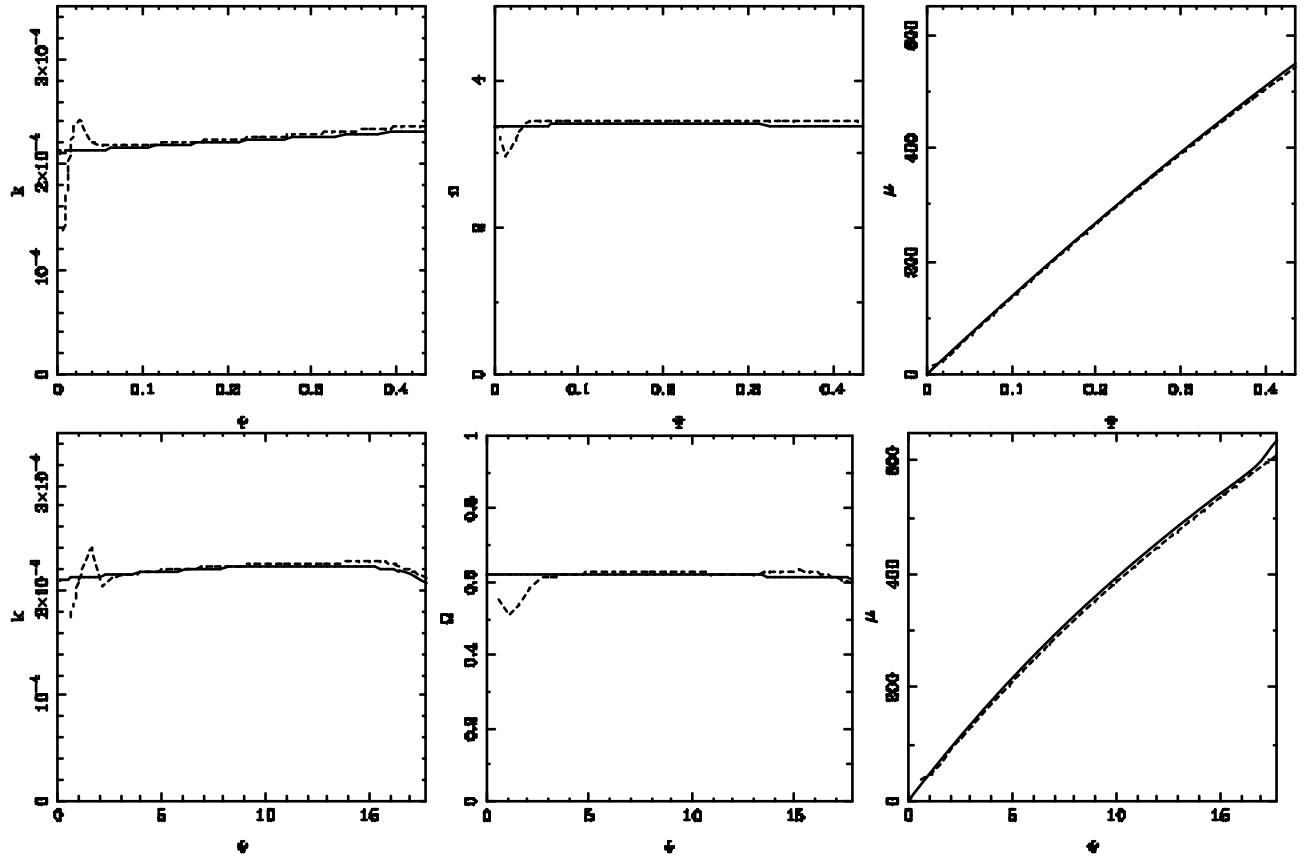


Рис. 1.14. Ошибки вычисления для моделей А (верхний ряд) и В1 (нижний ряд). На рисунке представлены параметры течения $k(\Psi)$, $\Omega(\Psi)$ и $\mu(\Psi)$ в основании течения (сплошная линия) и при $\eta = 1 \times 10^5$ для модели А и $\eta = 5 \times 10^7$ для модели В1 (штриховая линия).

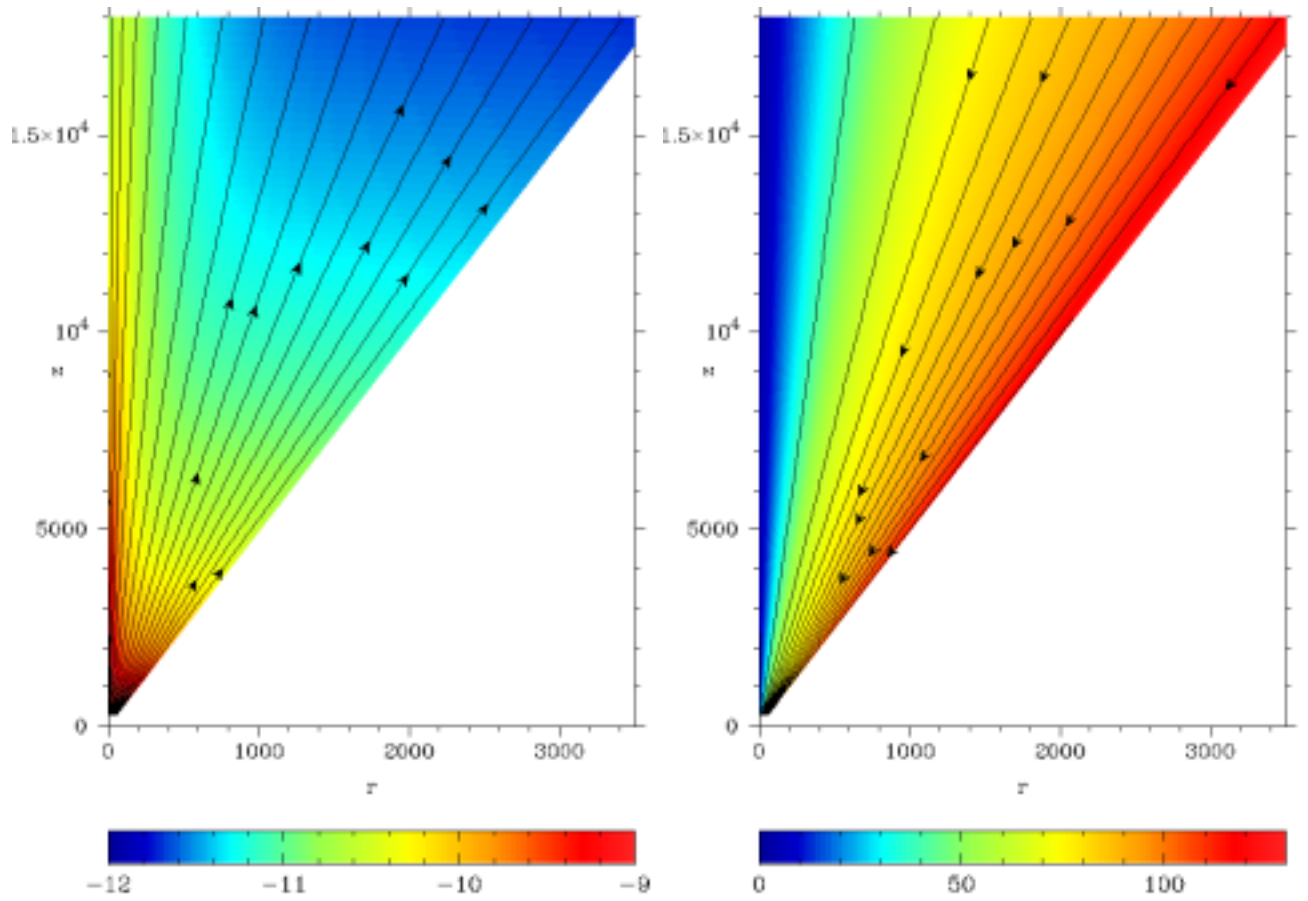


Рис. 1.15. Модель А. Слева показано $\log_{10} \rho'$ (цветом), где $\rho' = \Gamma \rho$ – плотность измеряемая в лабораторной, неподвижной системе отсчета, и линии магнитного поля. Справа показано распределение Лорентц-фактора (цветом) и линии электрического тока.

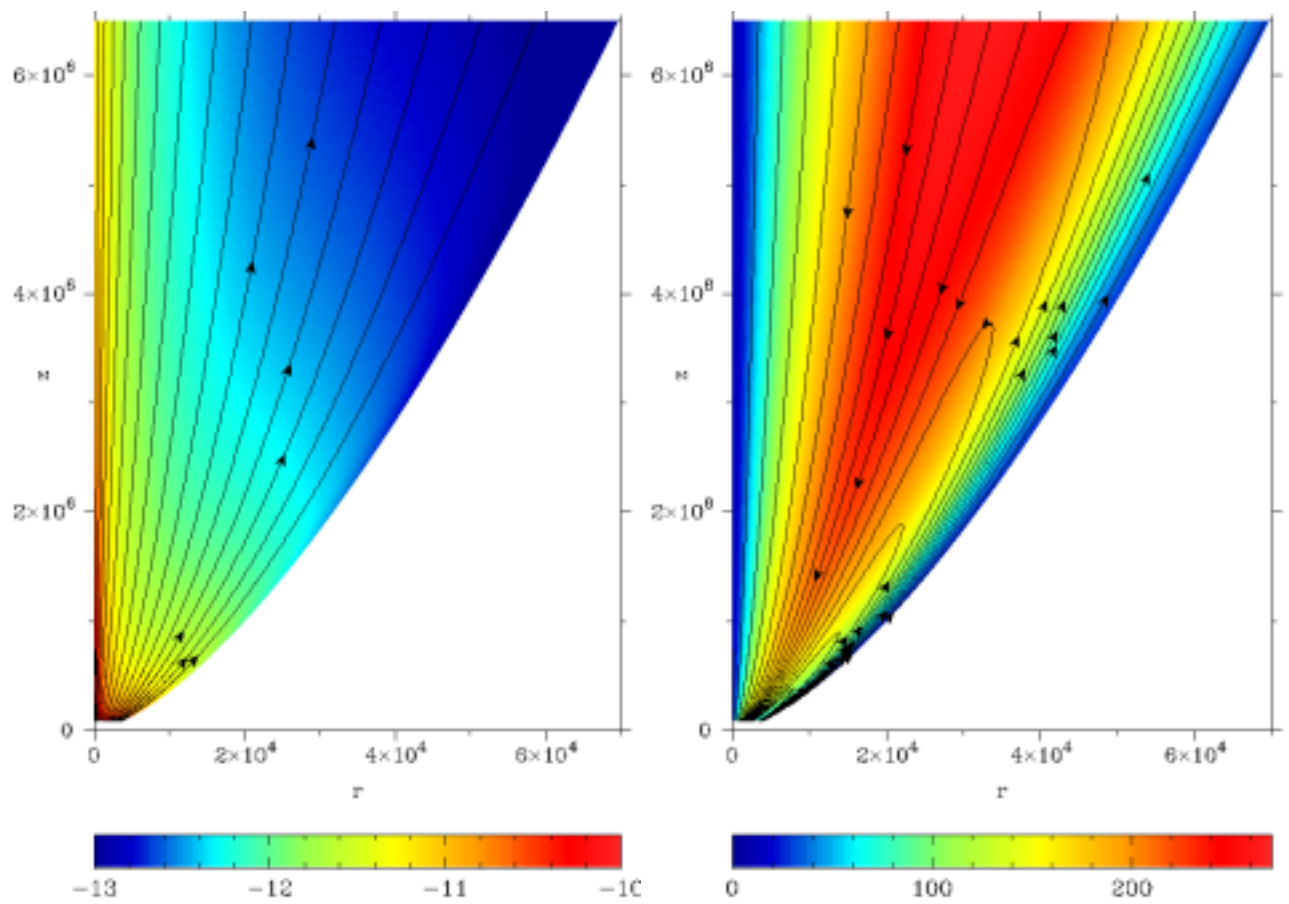


Рис. 1.16. Тоже что и на Рис. 1.15, но для модели D.

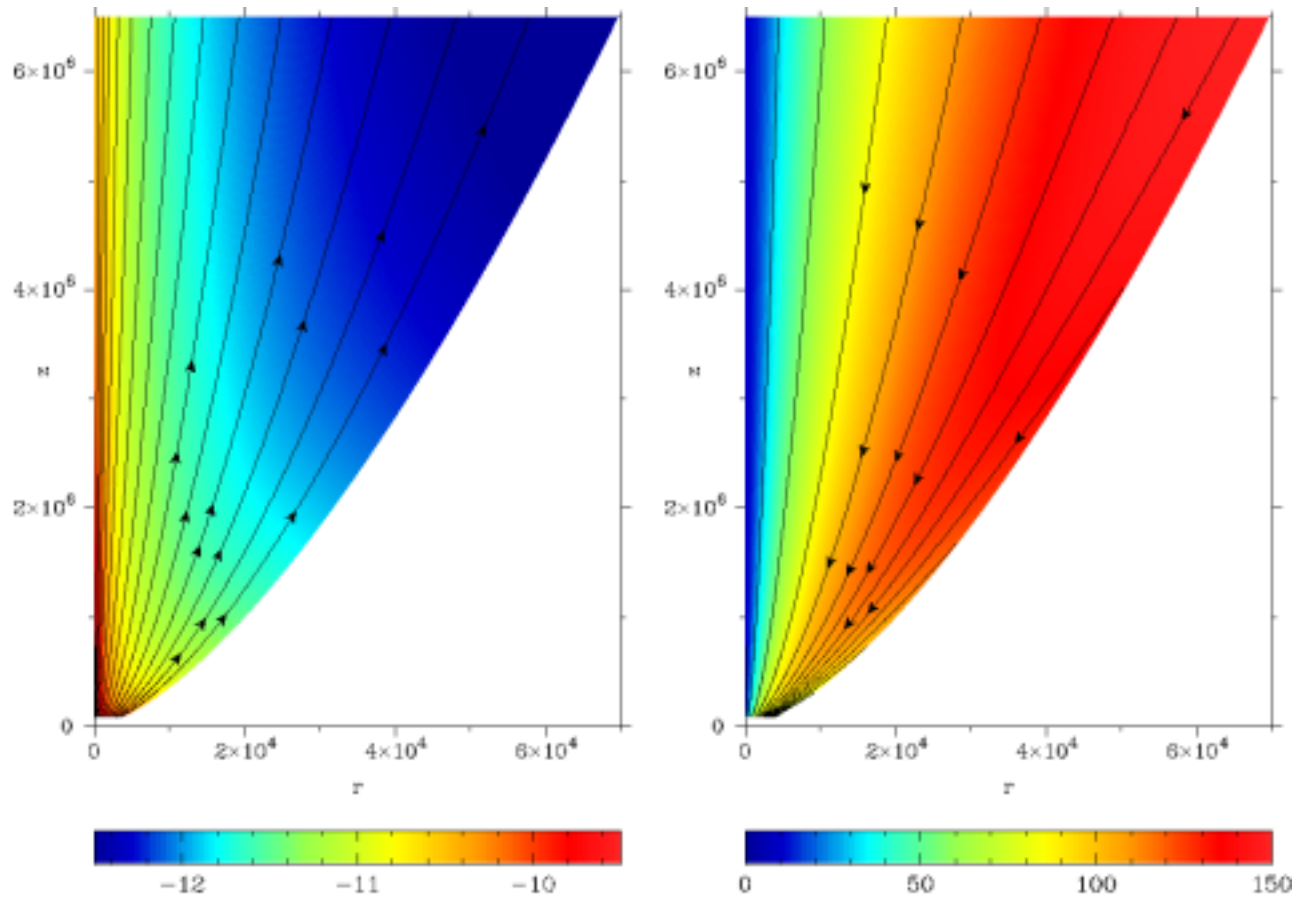


Рис. 1.17. Тоже что и на Рис. 1.15, но для модели B2.

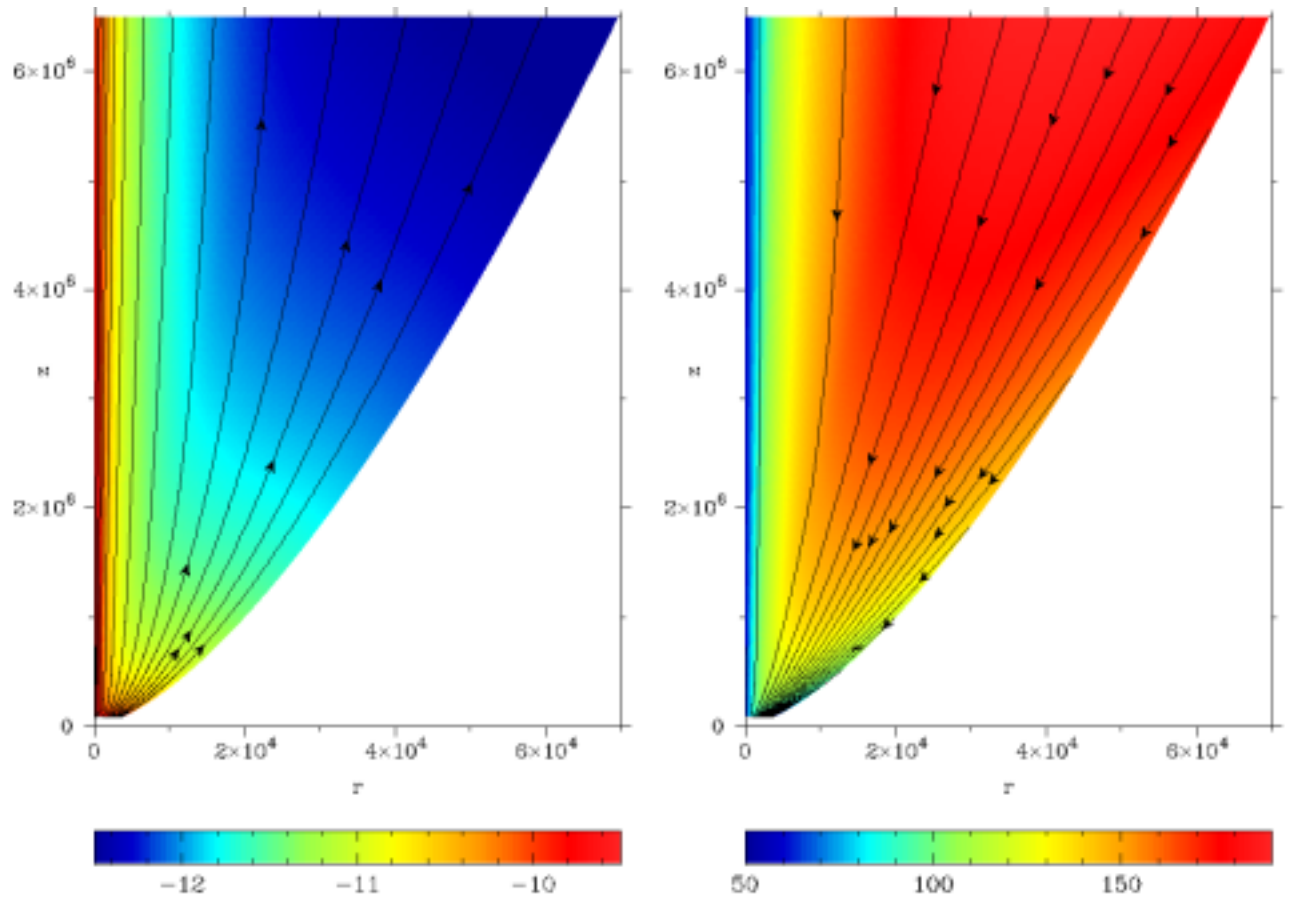


Рис. 1.18. Тоже что и на Рис. 1.15, но для модели В2Н.

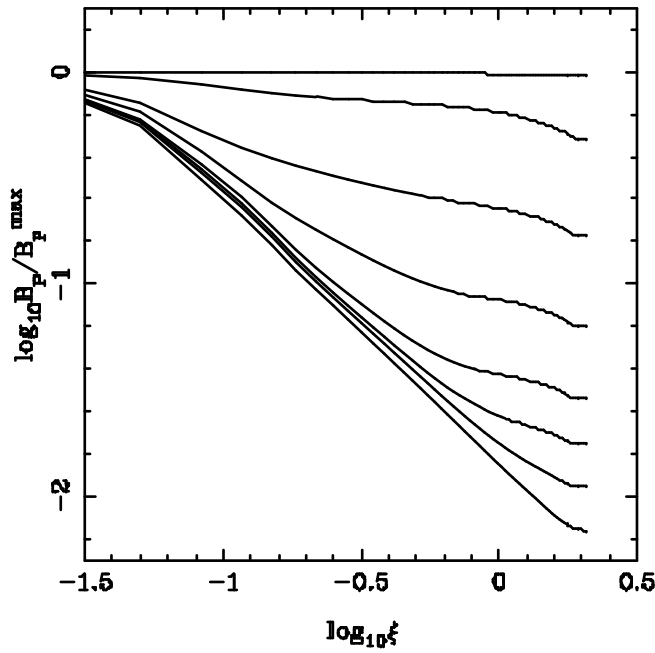


Рис. 1.19. Распределение силовых линий полоидального магнитного поля в струйном выбросе модели В1, показывающее развитие ядра возле оси, по мере того как возрастает расстояние от начала координат. Сверху вниз, кривые соответствуют $\eta = 1, 50, 5 \times 10^2, 5 \times 10^3, 5 \times 10^4, 5 \times 10^5, 5 \times 10^6$ и 5×10^7 , соответственно.

относительно невелики, и можно заключить, что результаты заслуживают доверия.

На Рис. 1.15–1.18 показана общая 2D структура решения полученного струйного выброса для моделей А, D, В2 и В2Н на полпути от основания решения. Были выбраны именно эти случаи, так как они представляют собой наиболее значительные изменения в параметрах моделей, а именно переход (i) с конической к параболоидальной форме удерживающих стенок (А и В2), (ii) от твердотельного к дифференциальному вращению в основании течения (А и D) и (iii) от холодной к первоначально горячему течению (В2 и В2Н). В целом, структура моделируемых ультра-релятивистских струйных выбросов очень похожа на ту что получена для умеренно-релятивистских струйных выбросов представленных в разделе 1.3. Все модели показывают развитие центрального ядра, где плотность измеряемая в лабораторной системе отсчета (она же система отсчета источника) $\rho' = \Gamma \rho$ максимальна. Пик плотности со-

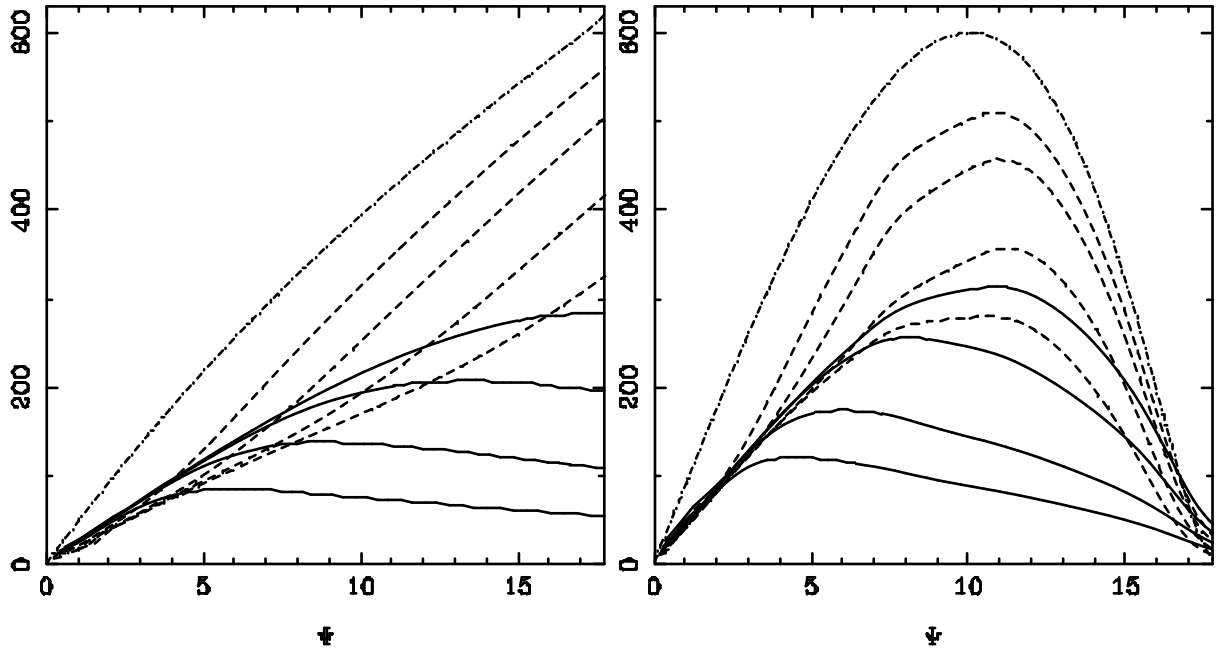


Рис. 1.20. Распределение Γ и $\mu_m = \mu_h \sigma$ поперек струйного выброса в модели B1 (слева) и D (справа). Сплошная линия показывает Γ при $\eta = 5 \times 10^4, 5 \times 10^5, 5 \times 10^6, 5 \times 10^7$ (увеличивается с расстоянием), штриховая линия показывает $\mu_h \sigma$ на тех же расстояниях (уменьшается с расстоянием), и штрихпунктирная линия показывает μ .

проводится собиранием вместе силовых линий полоидального магнитного поля вблизи оси, как это проиллюстрировано на Рис. 1.19. Развитие осевого ядра является общим свойством осесимметричных МГД течений от вращающегося источника [48, 69]. Распределение лоренц-фактора поперек струйного выброса, однако, меняется от случая к случаю. В модели A Γ принимает свое максимальное значение на границе струи (Рис. 1.15). В модели D максимум находится примерно на полпути между осью симметрии и границей (Рис. 1.16). Это отражает тот факт, что угловая скорость вращения силовых линий магнитного поля, и, следовательно, поток электромагнитной энергии (уравнение 1.20), обращается в нуль на границе в этой модели, в результате чего $\mu \approx \mu_h \approx 1$ возле боковой стенки (см. Рис. 1.20). лоренц-фактор изначально холодной струи в модели B2 в начале течения показывает локальный максимум вблизи оси, его значение несколько уменьшается на пути к границе струи. Однако, далее вниз по течению максимум смещается в сторону грани-

цы и в конечном итоге исчезает. В первоначально горячем струйном выбросе модели В2Н лоренц-фактор достигает максимума прямо на оси симметрии, где ускорение связано с давлением газа. Однако, далее вниз по течению его изменение аналогично модели В2.

На Рис. 1.21 показана эффективность ускорения плазмы вдоль магнитной поверхности $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ (расположенной вблизи границы струйного выброса) для моделей В1–В4, которые различаются только величиной начальной магнетизации. Можно увидеть, что во всех случаях поток кинетической энергии $\simeq \mu_h \rho u_p c^2 \simeq \Gamma \rho u_p c^2$, непременно превосходит поток Пойнтинга $\mu_m \rho u_p c^2$. Эта магнитная поверхность не является исключительной и подобное поведение проявляется на других поверхностях магнитного потока. Это иллюстрирует Рис. 1.20 and 1.22. На этих рисунках видно, что вскоре после достижения равномерного распределения ускорение плазмы значительно замедляется: это согласуется с отношением $\mu \approx \Gamma(1 + \sigma)$ полученным из уравнений (1.16), (1.20) и (1.19), в которых пересечение точки равномерного распределения соответствует значениям параметра замагниченности σ опускающимся ниже 1. Кривые на Рис. 1.21 также показывают, что эффективность магнитного ускорения тем выше, чем ниже начальной замагниченности. Это находит отражение в поведении σ , отношение потока Пойнтинга к потоку энергии вещества (см. раздел 1.1.1). В левой части Рис. 1.23 показано, что быстрое начальное снижение σ замедляется при более высоких начальных значениях замагниченности σ . Если такое поведение на самом деле продолжается до значения $\mu_{m0} \approx \mu$, которые являются достаточно низкими (максимума достижимая скорость остается нерелятивистской), то указанное соотношение согласуется с очень высокой эффективностью ускорения которой обладают МГД решения течений в Ньютоновском режиме [например, 335].

Высокая эффективность магнитного ускорения характерна не только для моделей, в которых силовые линии магнитного поля вращаются твер-

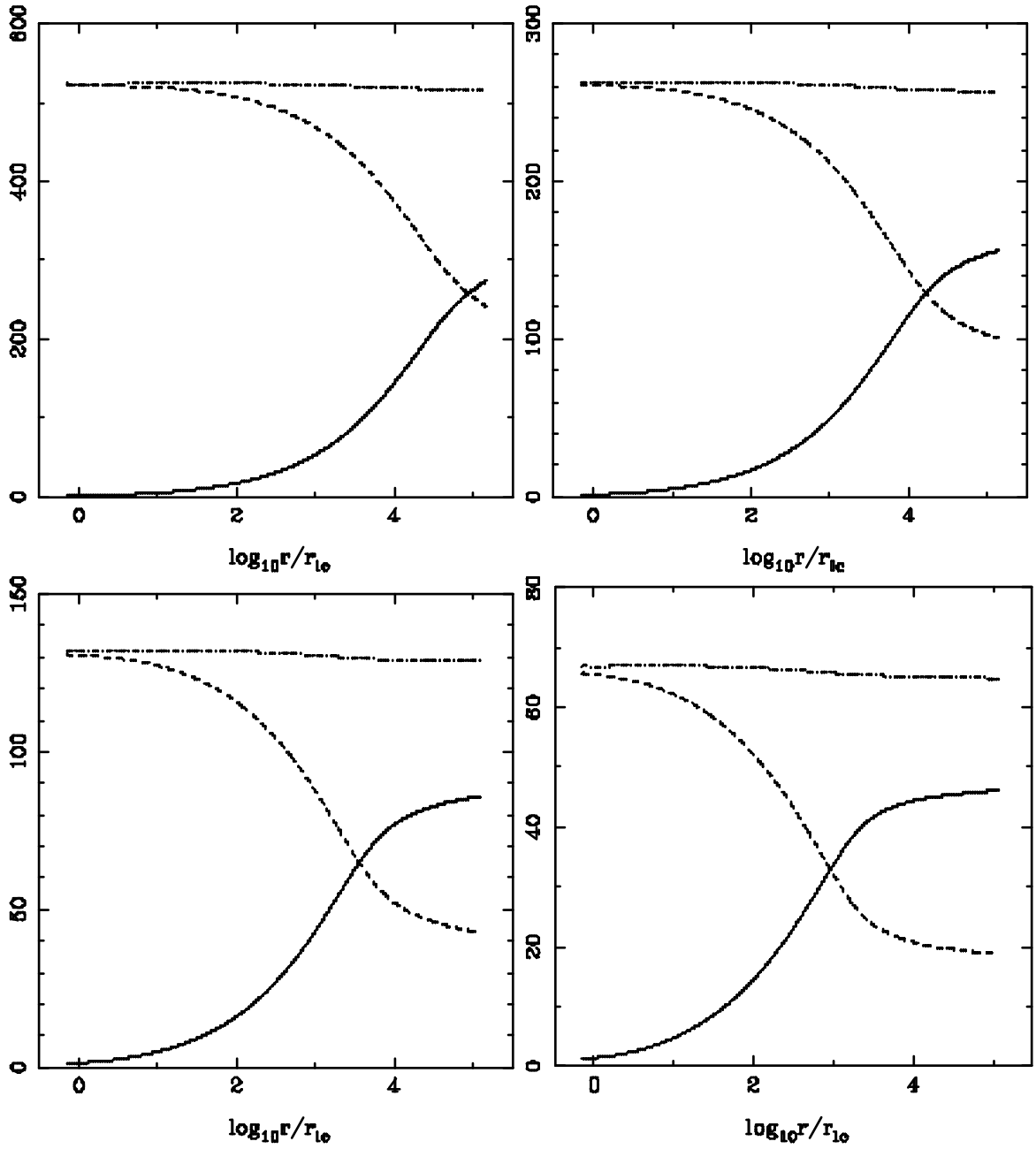


Рис. 1.21. Γ (сплошная линия), $\mu_m = \mu_h \sigma$ (штриховая линия) и μ (штрихпунктирная линия) вдоль магнитной силовой линии с $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ в зависимости от цилиндрического радиуса для моделей B1 (слева, сверху), B2 (справа, сверху), B3 (слева, снизу) и B4 (справа, снизу).

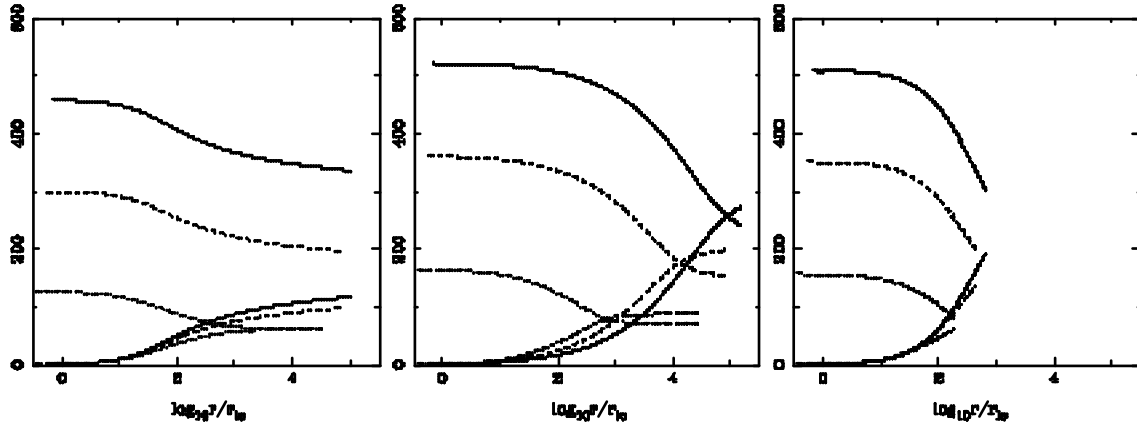


Рис. 1.22. Γ (ростущая с r функция) и $\mu_m = \mu_h \sigma$ (уменьшающаяся с r функция) вдоль линии магнитного поля $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ (сплошная линия), $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$ (штриховая линия) и $\Psi = 0.2\Psi_{\max}$ (штрихпунктирная линия) для моделей А (слева), В1 (по центру) и С (справа).

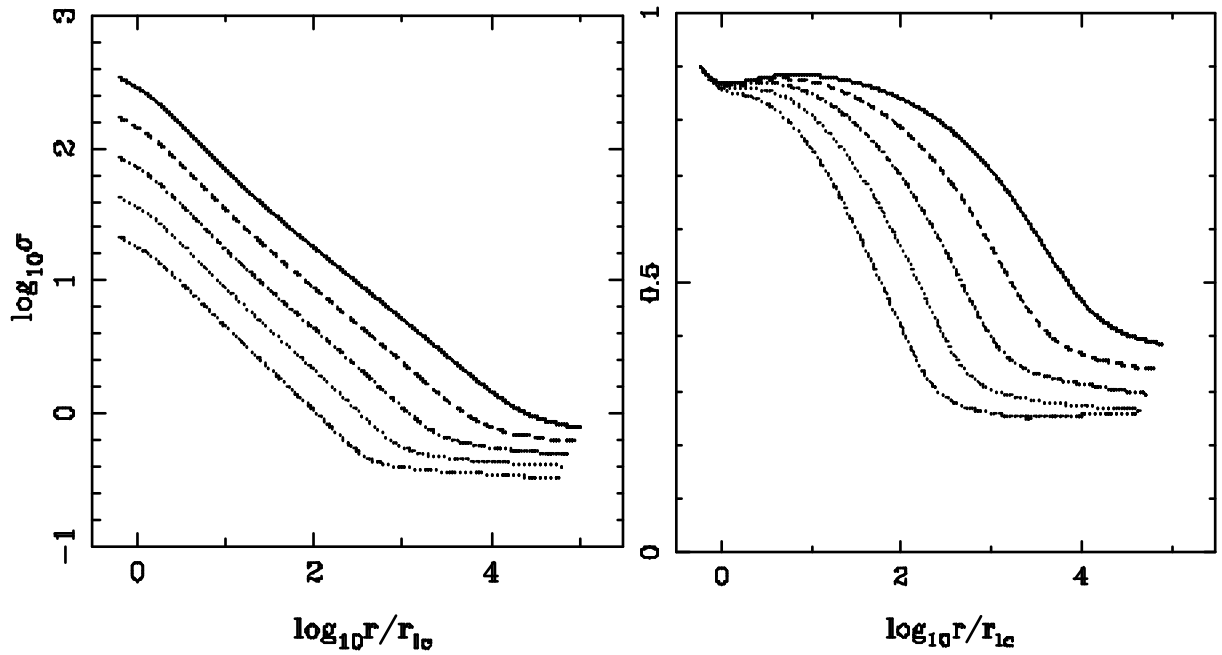


Рис. 1.23. Слева: Изменение σ вдоль линии магнитного поля $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ для моделей В1 (сплошная линия), В2 (штриховая линия), В3 (штрихпунктирная линия), В4 (пунктирная линия) и В5 (три-точки-штриховая линия). Справа: Изменение функции сжатия $\mathcal{S} = \pi B_p^2 / \Psi$ для тех же моделей и тех же линий магнитного поля.

дотельно. На Рис. 1.20 показаны результаты для модели B1 в сравнении с таковыми для модели D, оказывается, что эффективное ускорение достижи-мо в равной степени, как в случае твердотельного вращения, так и в случае дифференциально вращающегося источника.

Геометрия ограничивающих стенок оказывает существенное влияние на эффективность ускорения, как это показано на Рис. 1.22. Большее значение степенного индекса a описывающего геометрию стенок $z \propto r^a$ соответствует более быстрому росту функции $\Gamma(r/r_{lc})$ вдоль данной поверхности постоян-ного магнитного потока $\Psi = \text{const}$. В то время как в модели B1 ($a = 3/2$) ускорение замедляется только после достижения точки равнораспределения, в модели A ($a = 1$) это происходит гораздо раньше, и, как результат, равно-распределение между магнитной и кинетической энергий достигается только вблизи оси струи. Равнораспределение также не достигнуто в модели C с $a = 2$ (см. Рис. 1.22), но по другой причине. Из-за высокой степени внешней коллимации, этот струйный выброс в конечном итоге становится очень уз-ким. Это делает моделирование более дорогим, и его приходится прекратить до достижения достаточно большого радиуса струи. (Более того, вычисли-тельные ошибки накопленные за долгий путь вдоль струи стали бы недопу-стимо большими, если бы расчеты продолжились.) Тем не менее, на Рис. 1.22 показано, что в этой модели лоренц-фактор более быстро растущая функция цилиндрического радиуса по сравнению с моделью B1. Наконец, в модели E ($a = 2/3$) рассмотрен струйный выброс, распространяющейся в канале с постепенно расходящимися стенками, которая на практике может соответ-ствовать полярной воронке толстого аккреционного диска [к примеру 246]. В этом случае струйный выброс в конечном итоге должен отделиться от сте-ны, а затем расширяется, как в случае конического течения (Рис.. 1.24). Темп ускорения аналогичен модели A (см. Рис. 1.25).

Первоначально горячей струйный выброс, модель B2H, подвержен как

магнитному, так и тепловому ускорению, так что, как и ожидалось, лоренц-фактор в данном случае растет быстрее, по сравнению с соответствующим холодным струйным выбросом (см. правую часть Рис. 1.26). Но при более внимательном рассмотрении видно, что процесс ускорения происходит в другом режиме (который был обнаружен ранее в полу-аналитических автомоделейных решениях; см. [330]). Видно, что значительная часть тепловой энергии вначале превращается в поток Пойнтинга. На рис. 1.26 (по центру) показано, что отношение потока Пойнтинга к потоку массы $\mu_m c^2$ растет до $r \simeq 10^2 r_{lc}$ и только затем начинает снижаться. Однако, это снижение достаточно быстрое и конечная величина μ_m для выбранной поверхности магнитного потока ($\Psi = 0.5\Psi_{\max}$) оказывается меньше, чем в соответствующем холодной струйном выбросе (модель В2), показанном в левой части этого рисунка, соответственно асимптотический лоренц-фактор в модели В2Н выше.

Распределение конечных лоренц-факторов этих двух моделей струйного выброса показано на Рис. 1.26 (справа). Можно видеть, что на оси лоренц-фактор горячей струи выше, чем в холодной, примерно на величину начального теплового лоренц-фактора $\Gamma_{t0} = 55$. Этого следовало ожидать, т.к. магнитное ускорение не работает вдоль оси. У стенки разница лишь в два раза меньше, а в середине струйного выброса она выше, чем 40. Это следы преобразования тепловой энергии в поток Пойнтинга и влияние тепловой энергии на распределение полоидального магнитного поля, как это указано в разделе 1.5.5.

Хотя случай с неограниченным ветром не может иметь непосредственное отношение к течениям в ГВ, которые должны быть довольно сильно коллимированы (см. раздел 1), он, безусловно, представляет интерес с точки зрения физики пульсаров. Кроме того, он заслуживает изучения с чисто теоретической точки зрения. Детали ускорения для этого случая (модель AW) представлены на Рис. 1.27. Снижение эффективности магнитного ускорения

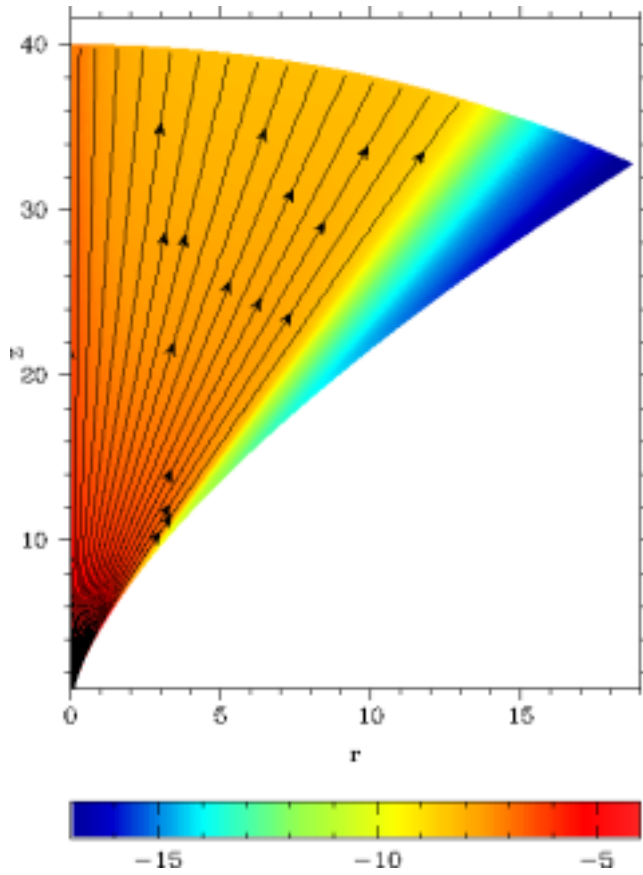


Рис. 1.24. Цветом показано $\log_{10} p_{\text{tot}}$ (полное давление рассчитывается по формуле $p_{\text{tot}} = p + B_{\text{co}}^2/8\pi$, где B_{co} – магнитное поле в сопутствующей системе координат) и контурами показаны линии магнитного поля для модели E.

отмечалось уже в случае с коническими стенками (модель A), особенно вблизи границы струйного выброса, что еще более заметно в данном случае. Как можно увидеть на Рис. 1.27 (справа), только $\simeq 5\%$ от потока Пойнтинга находящегося под углом $\simeq 12^\circ$ от экваториальной плоскости было преобразовано в кинетическую энергию к тому моменту, когда цилиндрической радиус выросла до $r = 10^6 r_{\text{lc}}$. Как показано на Рис. 1.27 (слева), эффективность оказывается выше вблизи оси симметрии, хотя конечный лоренц-фактор остается сравнительно низким из-за снижения эффективности магнитного ускорения при приближении к оси симметрии.

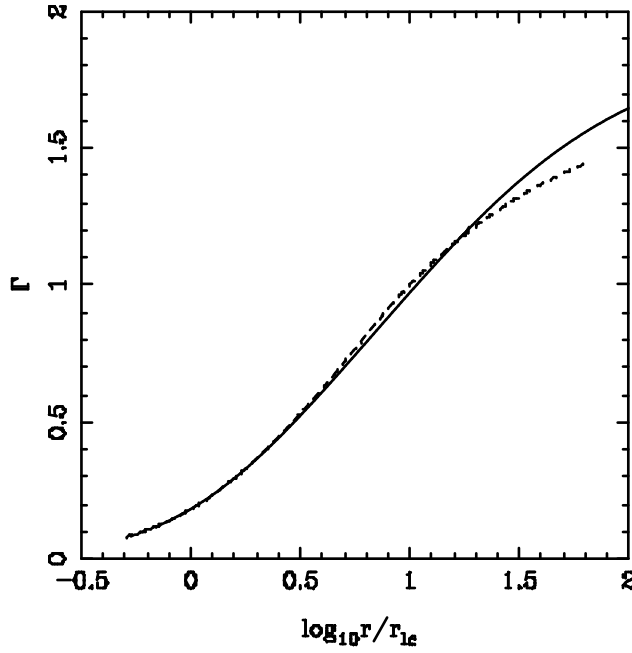


Рис. 1.25. лоренц-фактор вдоль линии магнитного поля с $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$ для модели А (сплошная линия) и модели Е (штриховая линия).

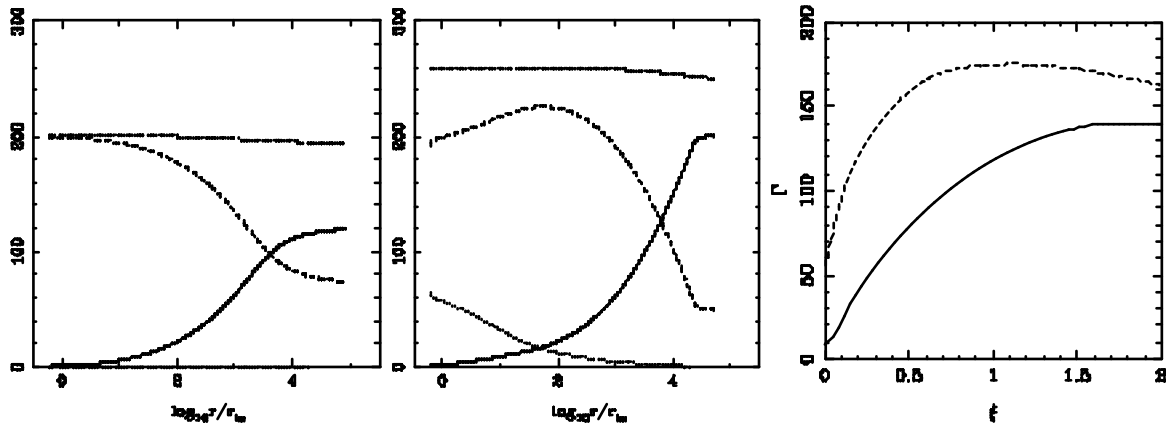


Рис. 1.26. Эффект от теплового ускорения. Слева: холодный струйный выброс модели В2. По центру: горячий струйный выброс модели В2Н (с $w_0/\rho_0 c^2 = 55$). Показаны Γ (сплошная линия), μ (штрихпунктирная линия), $\mu_m = \mu_h \sigma$ (штриховая линия) и $(w/\rho c^2 - 1)\Gamma$ (пунктирная линия) вдоль линии магнитного поля с $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$ как функция цилиндрического радиуса. Справа: показано распределение лоренц-фактора поперек струйного выброса при $\eta = 4 \times 10^6 r_{1c}$ в случае струйного выброса модели В2 (сплошная линия) и горячего струйного выброса модели В2Н (штриховая линия).

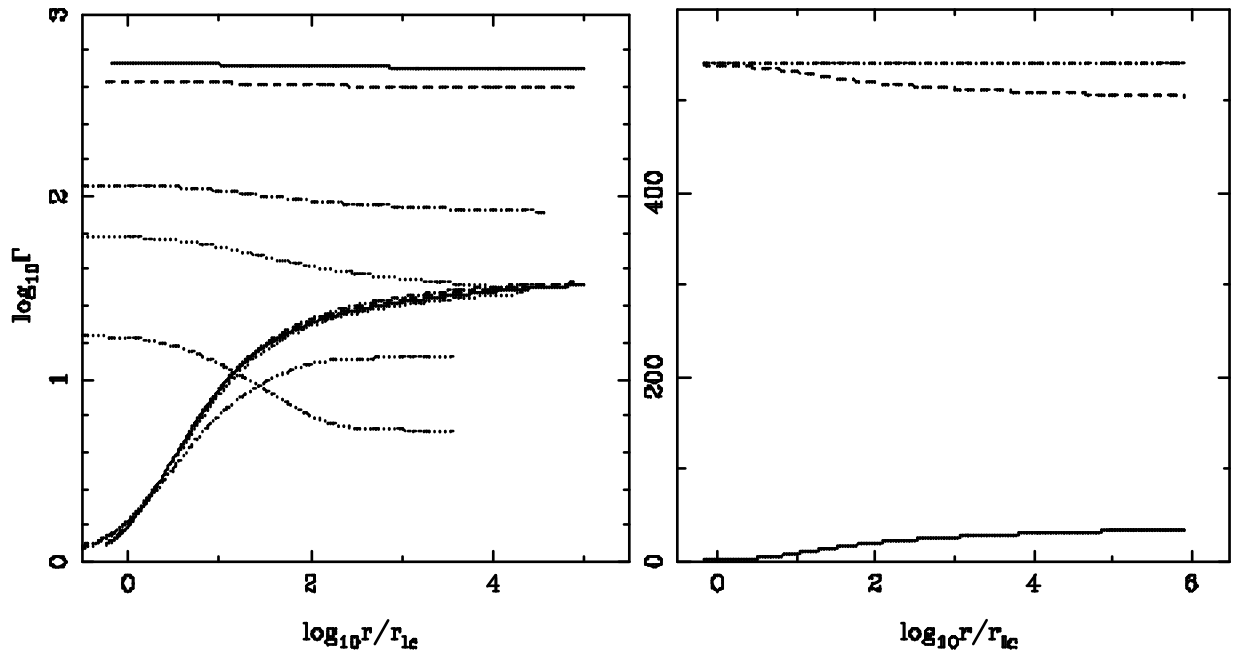


Рис. 1.27. Решение с неограниченным замагниченным ветром (модель AW). Слева: лоренц-фактор (возрастающая кривая) и $\mu_h\sigma$ (спадающая кривая) вдоль пяти различных линий магнитного поля: $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ (сплошная линия), $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$ (штриховая линия), $\Psi = 0.2\Psi_{\max}$ (штрихпунктирная линия), $\Psi = 0.1\Psi_{\max}$ (пунктирная линия), $\Psi = 0.027\Psi_{\max}$ (три-точки-штриховая линия), последняя линия начинается из той же точки на внутренней границе, что и линия с $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ модели А. Справа: Γ (сплошная линия), $\mu_h\sigma$ (штриховая линия) и μ (штрихпунктирная линия) вдоль линии магнитного поля с $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ как функции цилиндрического радиуса.

1.5. Анализ результатов моделирования струйных выбросов.

1.5.1. Теоретические аспекты проблемы.

В прошлые годы в литературе были постоянные сомнения в способности магнитного поля ускорять течения до релятивистских скоростях. В частности, нескольких опубликованных исследованиях пришли к выводу, что МГД ускорения релятивистских течений изначально неэффективны. Этот вывод, однако, является ошибочным и может быть связан с принятием конической (сплит-монополярной) геометрии течения в этих исследованиях. Например, в работе [220] использовалась простая коническая геометрия, в которой не все МГД уравнения могли выполняться. В то время как результаты [44] были основаны на теории возмущений вокруг квази-конического течения. Коническая геометрия потока неблагоприятна для ускорения по следующей причине. Вне светового цилиндра, где $r\Omega \gg v^{\hat{\phi}}$ и $v \simeq c$, уравнение (1.27) и (1.28) дают

$$rB^{\hat{\phi}} = -\frac{1}{c}\Omega B_p r^2. \quad (1.31)$$

Из этого уравнения и уравнения (1.18) можно найти

$$I = -\frac{1}{2}\Omega B_p r^2, \quad (1.32)$$

где B_p – величина полоидального магнитного поля. Если магнитные поверхности имеют коническую форму то $B_p \propto R^{-2}$, и, таким образом, полоидальный электрический ток течет параллельно силовым линиям магнитного поля. В этом случае составляющая силы лоренца направленная вдоль линии полоидального магнитного поля, $(1/c)\mathbf{j}_p \times \mathbf{B}_\phi$, просто исчезает. Более общие решения этой проблемы, основанные на точных полу-аналитических решениях для осесимметричных, сильно замагниченных, стационарных течений в предположении радиального самоподобия [185, 330–332], показали, что магнитное ускорение в не-конической геометрии может быть весьма эффективным, как прави-

ло, в результате формируется приблизительное равномерное распределение между потоком Пойнтинга и потоков энергии вещества. Аналогичный вывод был сделан на основе анализа теории возмущений параболических течений в работе [46]. Эти результаты показали, магнитное ускорение, как правило, довольно эффективный механизм для получения релятивистских истечений.

В разделе 1.3 в первый раз были проверены с помощью численного моделирования предлагаемые парадигмы сильно замагниченных, релятивистских течений. Приведенные вычисления были заточены под параметры, которые имеет самое непосредственное отношение к струйным выбросам из АЯГ. В следующем разделе 1.4 представлены дополнительные моделирования, которые демонстрируют, что эта парадигма также относится и к потокам с максимальным лоренц-фактором, который выше или порядка чем требуемый в источниках гамма-всплесков.

Одним из интересных результатов исследования является весьма эффективное ускорение даже в случае, когда форма внешней границы является конической. Хотя эффективность ускорения в конических стационарных течениях (как описано выше) маленькая. Результаты расчетов показывают, что магнитные поверхности конической струи не конические, а параболоидальные (см. Рис. 1.6 и 1.7), таким образом $B_p r^2$ не постоянна. На Рис. 1.28 показана изменение функции

$$\mathcal{S} = \frac{\pi r^2 B_p}{\Psi} = \frac{\pi r^2 B_p}{\int \mathbf{B}_p \cdot d\mathbf{S}} \quad (1.33)$$

вдоль типичных для модели JC2 и JA2 магнитной поверхности. Видно, что в обоих случаях $\mathcal{S}$ претерпевает значительное снижение по мере удаления от источника. В самом деле, это уменьшение происходит быстрее в модели с конической границей, которая находит свое отражение в более быстром ускорении в этой модели (см. Рис. 1.10). Прямая связь между функцией $\mathcal{S}$ и эффективностью ускорения можно легко показать, комбинируя уравнения (1.21) и (1.32)

получаем

$$\Gamma\sigma = (\Psi\Omega^2/4\pi^2kc^3)\mathcal{S} \propto \mathcal{S}.$$

Так как $\mathcal{S}$ зависит от формы течения, последнее соотношение выявляет важность баланса сил вдоль силовых линий и связь между ускорением и коллимацией. Если полоидальное магнитное поле распределено практически равномерно по всему струйному выбросу, то $\mathcal{S} \sim 1$ (это соответствует потоку на внутренней границе). Однако, из-за коллимации, полоидальный магнитный поток концентрируется вблизи оси вращения, образуя цилиндрическое ядро струи и вызывая уменьшение $\mathcal{S}$ с ростом r (см. Рис. 1.29).

Полученные решения струйных выбросов характеризуются высокой эффективностью преобразования магнитной энергии в кинетическую, но в конечном состоянии, поток кинетической энергии и поток Пойнтинга по-прежнему сопоставимые величины, как это было найдены ранее в автомодельных решениях [к примеру 332]. Отметим в этой связи, что в работе [38] на основе их асимптотического анализа предлагается, что релятивистское МГД течение в конечном счете на очень больших расстояниях от источника будет стремиться преобразовать всю магнитную энергию в кинетическую. Хотя расчет моделей прекращен на конечном расстоянии и, следовательно, не возможно исключить возможность того, что в конечном итоге почти все магнитная энергия будет преобразована в кинетическую, кажется, что это вряд ли произойдет на астрофизически реалистичных масштабах. Кроме того, выше обсуждалось, что причина из-за которой эффективность преобразования магнитной энергии в кинетическую ограничена, а именно, что это может быть трудно значительно уменьшить величину $\pi r^2 B_p$ в среде, которая содержит бесконечный магнитный поток Ψ , так как соответствующая величина $\mathcal{S} = \pi r^2 B_p / \Psi$ (см. уравнение 1.35) остается конечной даже в автомодельном случае.

Результаты расчетов показывают эффективность само-коллимации, во-

преки некоторым утверждениям в литературе и некоторым казалось бы, аналогичным исследованиям, в которых авторы пришли к противоположному выводу [72, 94, 272, 334]. Поскольку термин “само-коллимация” иногда путают с “само-удержанием”, начнем с уточнения его смысла. В общем случае, гидромагнитное течение не может быть “само-удерживающим” по простой причине, “внешнее” эффективное магнитное давление всегда перевешивает кольцевое стягивающее напряжение магнитного поля в МГД равновесии [см. раздел 5.3 в 249]. Всегда должна присутствовать внешняя среда, которая ограничивает систему в ее границах.⁷ Однако, в случае струйного выброса, который несет аксиальный ток, возможно чтобы магнитное кольцевое напряжение коллимировало внутренние области течения (током) по отношению к внешним областям. Это то, что обычно понимается под “само-коллимация”. Внешние области течения могут быть, а могут и не быть коллимированы, в зависимости от глобальных электрических токов и распределения удерживающего давления [к примеру 38]. Поведение внутренней области течения определяется в основном электрическими токами вблизи оси. Показывая, что течение вблизи оси коллимируется быстрее, чем у внешней границы, было продемонстрировано действие “само-коллимации” в модели струйного выброса, в том числе и в предельном случае с неограниченным течением (Рис. 1.13). Различные случаи, которые служили для иллюстрации того, как происходит переход от внутренней области (маленький цилиндрический радиус r) к внешней области (большой r) при различных распределениях внешнего удерживающего давления.

Само-коллимация в сверх-Альфвеновском замагниченном течении является результатом действия силы $(1/c)\mathbf{j}_p \times \mathbf{B}_\phi$ в направлении поперек линий магнитного поля. В релятивистском течении, влияние этой силы почти пол-

⁷ В данном случае геометрия стенок преобразуется в эффективное окружающее давление, см. ниже Рис. 1.39.

ностью компенсируется электрической силой, что приводит к замедлению коллимации по сравнению с нерелятивистским случаем (где электрическая сила незначительна). Асимптотическое уравнение поперек силовых линий в сильно релятивистском пределе принимает вид

$$\frac{\Gamma^2 r}{\mathcal{R}} \approx \left[\frac{\left(\frac{2I}{\Omega B_p r^2} \right)^2 r \nabla \ln \left| \frac{I}{\bar{\Gamma}} \right|}{1 + \frac{4\pi \rho u_p^2 r_{lc}^2}{B_p^2 r^2}} - \Gamma^2 \frac{r_{lc}^2}{r^2} \nabla r \right] \cdot \frac{\nabla \Psi}{|\nabla \Psi|} \quad (1.34)$$

(смотри вывод в [326, 327]). Из этого уравнения следует, что радиус кривизны линий полоидального поля $\mathcal{R} \sim \Gamma^2 r$. Этот факт был впервые приведен в работе [49]. Однако, как автомодельное решение из [331], так настоящие расчеты показывают, что само-коллимация все еще возможна. В самом деле, эта возможность сохраняется даже в течении с еще большим асимптотическим лоренц-фактором [332]. Хотя для $\Gamma \gg 1$ коллимация действительно медленная, она более эффективна возле основания, где поток еще не очень релятивистской.

В работе [72] решена аналогичная проблема (с помощью нестационарных во времени уравнений вблизи центрального источника и стационарных уравнений вдали). Хотя начальные условия в этой работе похожи на случай JA2, выводы получены различные (неэффективная коллимация и, следовательно, менее эффективное ускорение по сравнению с решением в данной работе). Существует, однако, существенное различие в начальных условиях. В работе [72] полоидальная скорости на внутренней границе составляет $v_{p0} \approx 0.87 c$, что соответствует лоренц-фактору (включающему азимутальную скорость) значительно большему, чем в наших моделях. Как указывалось выше, высокий лоренц-фактор приводит к большим значениям $\mathcal{R}/r$ ($\sim \Gamma^2$). Еще одно различие между двумя работами в том, что здесь расчет проводился до больших расстояний и, следовательно, до режима с меньшим значением σ : в

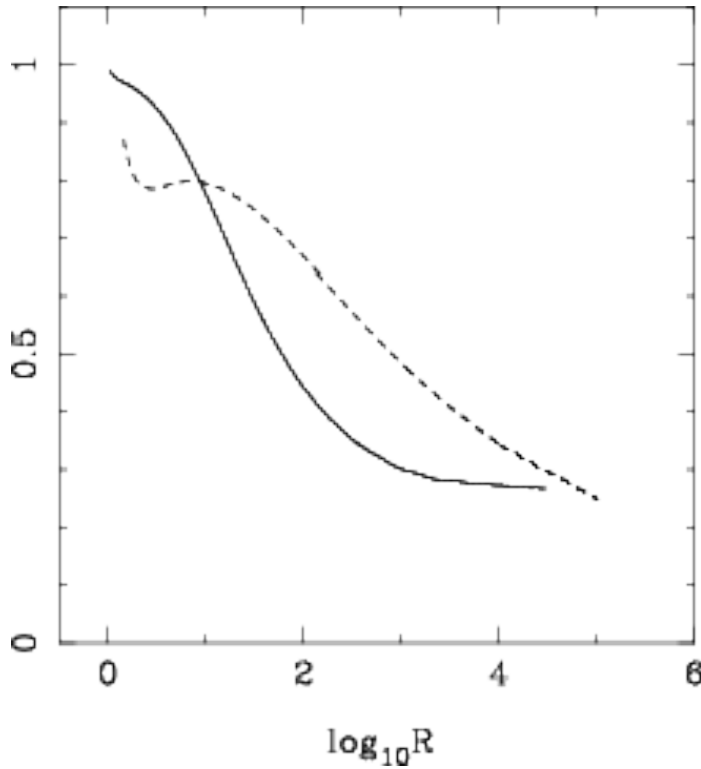


Рис. 1.28. Изменение функции $\mathcal{S} = \pi B_p r^2 / \Psi$ вдоль магнитной поверхности для модели JA2 (сплошная линия) и JC2 (штриховая линия).

самом деле, в некоторых случаях (JA2 и JB2) решения продолжались вплоть до асимптотического режима, где ускорение прекращается и лоренц-фактор насыщается стремясь к постоянному значению. К сказанному выше отметим то, что масса и магнитный поток в данном решении струйного выброса не является “не комфортно низкими” (как они были признаны о результатах [72] в работе [312]). В приведенных здесь решениях весь магнитный поток и все вещество эффективно коллимируются⁸.

В предыдущем обсуждении радиуса кривизны неявно предполагалось, что $\mathcal{R}$ положителен. В соответствии с уравнением (1.34), знак $\mathcal{R}$ зависит от знака трех величин $\nabla|I| \cdot \nabla\Psi$, $\nabla\Gamma \cdot \nabla\Psi$ и $\nabla r \cdot \nabla\Psi$. Член $\nabla r \cdot \nabla\Psi$ всегда соответствует рас-коллимации, и важен только в режиме доминирования ве-

⁸ Поток массы между осью и данной линией поля $\Psi = \text{const}$ равен $\dot{M} = 2 \int_0^\Psi k(\Psi) d\Psi$. Так как $k(\Psi)$ является практически постоянной (см. Рис. 1.14), получаем $\dot{M} \propto \Psi$ и следовательно распределения потока массы в струйном выбросе может быть выведено из поведения $\Psi(r)$ на Рис. 1.29.

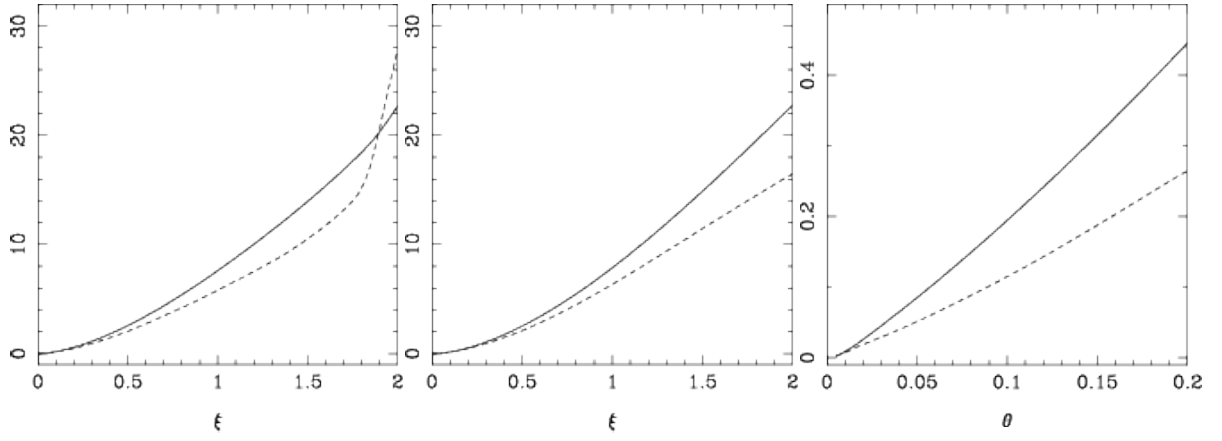


Рис. 1.29. Изменение Ψ (сплошная линия) и $r^2 B_p$ (штриховая линия) поперек струйного выброса для моделей JC1 (слева), JC2 (по центру), и JA2 (справа) при $z = 30$. Причем, что для $z = 30$, $\xi = r/30^{1/a} \propto r$. Приведенные кривые позволяют вывести зависимость функции $\mathcal{S} = \pi(r^2 B_p)/\Psi$ от r при постоянном значении z .

щества (начинает работать вдали от источника) [327]. В области основного ускорения, где магнитное поле доминирует, этим членом можно пренебречь. Режим с прямым током $\mathbf{j}_p \cdot \mathbf{B}_p < 0$ (в котором $\nabla|I| \cdot \nabla\Psi > 0$) соответствует положительной величине $\mathcal{R}$ и, таким образом, коллимации, тогда как режим с обратным током $\mathbf{j}_p \cdot \mathbf{B}_p > 0$ приводит к рас-коллимации [244]. Однако, знак $\mathcal{R}$ еще зависит от градиента Γ , который является проявлением электрической силы. Возможно получить величину $\mathcal{R} > 0$, даже в режиме с обратным током при условии, что лоренц-фактор уменьшается с увеличением цилиндрического радиуса ($\nabla\Gamma \cdot \nabla\Psi < 0$). В этом случае электрическая сила, направленная к оси, доминирует над магнитной силой, которая направлена от оси, что в целом приводит к коллимации⁹. В целом эффект от действия электромагнитных сил зависит от градиента $|I|/\Gamma$, и коллимация возможна, если эта величина возрастает при движении поперек силовых линии от полярной оси (см. также [184]). В соответствии с этим анализом, положительное значение $\mathcal{R}$ в моделях JA1 – JD1 (которые содержат прямой ток вблизи оси и обратный ток

⁹ Такое поведение было найдено для обратного тока в автомодельном решении в работе [332]

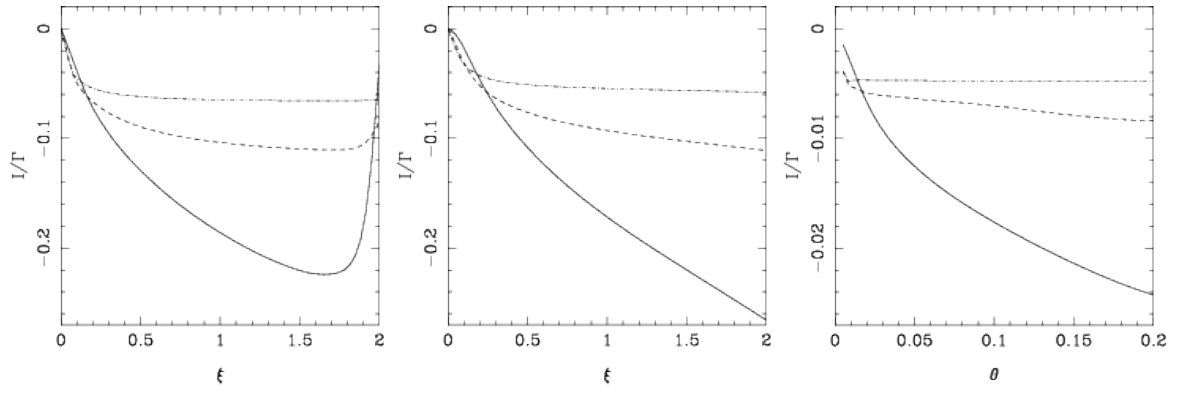


Рис. 1.30. Распределение I/Γ поперек струйного выброса. слева: Модель JS1 при $\eta = 80$ (сплошная линия), $\eta = 800$ (штриховая линия) и $\eta = 8000$ (штрихпунктирная линия); по центру: Модель JS2 при $\eta = 80$ (сплошная линия), $\eta = 800$ (штриховая линия) и $\eta = 8000$ (штрихпунктирная линия); справа: Модель JA2 при $\eta = 20$ (сплошная линия), $\eta = 200$ (штриховая линия) и $\eta = 20000$ (штрихпунктирная линия).

вблизи внешней границы) требует уменьшения лоренц-фактора с цилиндрическим радиусом (см., например, Рис. 1.1). Уменьшение Γ при приближении к наружной стенке соответствует (следуя уравнению 1.21) сокращению электромагнитного ускорения, вызванного введением граничного условия $\Omega = 0$ при $\xi = \xi_j$ (см. уравнение 1.24).

Подводя итог дискуссии по эффективности коллимации релятивистских струйных выбросов, можно утверждать, что коллимации возможна в ускоренном течении где лоренц-фактор колеблется от $\Gamma_0 \sim 1$ вблизи основания струи до наибольшего асимптотического значения Γ_∞ . Выбор v_{p_0} ($= 0.5c$) на внутренней границе и начальное значение $v^{\hat{n}}$ ($= 0.7c$) внутри расчетной области позволяет течению прийти к стационарному состоянию с коллимацией и высоким значением Γ_∞ . Знак радиуса кривизны остается положительным даже в режиме с обратным током, так как лоренц-фактор достаточно быстро убывает с r поперек струи.

В соответствии с асимптотическим анализом [136] и его релятивистского обобщения в [94], формирования цилиндрического ядра является единствен-

ным способом избежать бесконечных токов вблизи оси, т. е. $I_\infty(\Psi = 0) = 0$. Хотя представленные численные результаты не включают в себя асимптотическое состояние, “условие разрешимости” $I_\infty(\Psi)/\Gamma_\infty(\Psi) = \text{const}$ (прямое следствие уравнения 1.34 в пределе $r/\mathcal{R} \rightarrow 0^+$) приближенно удовлетворено (см. Рис. 1.30).

Профиль $\Omega(\xi)$ на внутренней границе расчетной области используется в моделировании в качестве описания распределения электрического тока (см. уравнения 1.32). Однако, в случаях JA1 – JD1, где Ω обращается в нуль на внешней границе, I , тем не менее, остается там конечным. (Следует отметить, что уравнение 1.32 имеет место только для $r\Omega \gg v^{\hat{\phi}}$, что не выполняется, если Ω обращается в нуль.) Это отражает общее свойство течений в идеальной МГД: в сверх альфвеновском течении азимутальное (тороидальное) магнитное поля не может равняться нулю¹⁰ и линии тока замыкаются на токовом слое. В этом отношении выбор внешней “стенки” вбирает в себя основные физические функции реальной границы между струйным выбросом и немагнитной окружающей средой.

Так как при построении численных моделей струйного выброса использовались уравнения зависящие от времени, частично был рассмотрен вопрос о стабильности осесимметричных возмущений. Результаты показывают, что в рамках начальных условий модели, струйный выброс стабилен. Хотя, введенных твердой внешней границы могло ввести некоторые стабилизирующее влияние даже в этих режимах, степень этого влияния остается неясной (см. к примеру развитие неустойчивости на внешней границе струи и ветра от диска в работе [22]), хотя, в любом случае, не ожидается что наружная стенка подавит рост сосисочной неустойчивости в струйном выбросе. Линейный ана-

¹⁰ Как поясняется в работе [327], инвариантность $B^2 - E^2$ приводит к $B_\phi^2/B_p^2 > (r^2/r_{lc}^2) - 1$. В сильно замагниченном течении альфвеновская поверхность практически совпадает с световой поверхностью, так что в сверх альфвеновском режиме $(r^2/r_{lc}^2) - 1 > 0$.

лиз устойчивости к “z-пинч” эффекту (магнитостатической цилиндрической конфигурация с равномерным слабым полоидальным полем и сильным тороидальным полем) был использован для утверждения, что изгибная неустойчивость должна разрушать астрофизические струйный выбросы [34]. Хотя представленное здесь моделирование не может решить проблему неосесимметричных неустойчивостей, тем не менее следует отметить, что, в отличие от конфигураций характерных для развития “z-пинча”, в рассчитанных моделях течений присутствуют сильные поперечные градиенты полоидальной скорости и магнитного поля, которые могут быть стабилизирующим фактором, [к примеру 7]. В последние годы появились работы по 3D МГД моделированию струйных выбросов [211, 224], в которых не выявлено развития существенных неосесимметричных неустойчивостей.

1.5.2. Эффективность магнитного ускорения.

Понять структуру стационарного замагниченного релятивистского течения возможно анализируя уравнение импульса. После его частичного интегрирования, как это описано в разделе 1.1.1, еще нужно рассмотреть два уравнения, соответствующие двум полоидальным компонентам уравнения движения. Так как основная часть ускорения происходит в сверх-Альфвеновской области течения, достаточно рассмотреть только этот режим. В дальнейшем, для упрощения обсуждения, поток будет считаться холодным. Если тепловые эффекты присутствуют, то, в любом случае, они действуют только на начальной стадии ускорения течения. Тепловые эффекты обсуждаются в разделе 1.5.5.

Для холодного течения $\mu_h \approx \Gamma$ (уравнение 1.19), из уравнения (1.16) можно найти что $\Gamma \approx \mu - \mu_m$. Подставляя электрический ток из уравне-

ния (1.18) в уравнение (1.20), получаем

$$\mu_m \approx \frac{\Psi \Omega^2}{4\pi^2 k c^3} \mathcal{S}, \quad (1.35)$$

где

$$\mathcal{S} = \frac{\pi r^2 B_p}{\int \mathbf{B}_p \cdot d\mathbf{S}} = \frac{\pi r^2 B_p}{\Psi} = \frac{r |\nabla \Psi|}{2\Psi}. \quad (1.36)$$

Таким образом, лоренц-фактор течения может быть записан в виде

$$\Gamma \approx \mu - \frac{\Psi \Omega^2}{4\pi^2 k c^3} \mathcal{S}. \quad (1.37)$$

Все параметры в правой части этого уравнения являются константами вдоль линии магнитного поля, за исключением $\mathcal{S}$, таким образом, рост Γ вдоль линии магнитного поля требует снижения $\mathcal{S}$. Функция $\mathcal{S}$ это мера на сколько полоидальные линии поля скучены — действительно, она равна отношению B_p на некотором цилиндрическом радиусе r к среднему магнитному полю внутри круга с данным радиусом $\Psi/\pi r^2$. К примеру, для течения ограниченного внутри достаточно маленького угла которое удовлетворяет $B_p \propto r^\lambda$, $\Psi \propto r^{\lambda+2}$ и

$$\mathcal{S} = \frac{\lambda + 2}{2}.$$

Для однородного распределения B_p это дает $\mathcal{S} = 1$, причем $\mathcal{S} > 1$ если B_p возрастает с r и $\mathcal{S} < 1$ если оно уменьшается. Это показывает, что магнитное ускорение требует постепенную концентрацию магнитных линий в центральной части течения. В случае коллимированного течения это может быть достигнуто за счет более быстрой коллимации центральных поверхностей постоянного магнитного потока чем внешних, в случае же рас-коллимации потока, требуется более быстрая рас-коллимация внешних поверхностей постоянного магнитного потока. На Рис. 1.19 показано концентрирование к оси магнитного потока в одном из расчетов. В этом случае, на большом расстоянии полоидальное магнитное поле приближенно описывается следующим законом

$B_p \propto r^{-1.2}$, соответствующим $\mathcal{S}_\infty \sim 0.4$. Что, в действительности, является асимптотическим значением $\mathcal{S}$, как это показано на Рис. 1.31.

Уравнение (1.37) является следствием уравнения сохранения импульса вдоль течения. Оно показывает, как Γ возрастает под действием силы $(1/c)\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}_\phi$, когда функция $\mathcal{S}$ убывает вдоль потока, тем самым демонстрируя тесную связь между эффективностью ускорения и изменением (полоидальной) формы потока. При оценке этой эффективности можно использовать $\mathcal{S}_f$ (значение $\mathcal{S}$ на быстрой поверхности), в качестве начального значения $\mathcal{S}$. Это возможно потому, что на этой поверхности при $\mu \gg 1$, Γ остается $\ll \mu$ [к примеру 163]. В этом случае два слагаемых в правой части уравнения (1.37) сопоставимы, и получаем

$$\mathcal{S}_f = \frac{4\pi^2 k \mu c^3}{\Psi \Omega^2}.$$

Мы можем законно использовать уравнение (1.37), так как быстрая поверхность лежит далеко за пределами светового цилиндра и, следовательно, в сверх Альфвеновской области для большинства из моделируемых силовых линий. Воспользуемся теперь этим уравнением, чтобы написать асимптотический лоренц-фактор в виде

$$\Gamma_\infty \approx \mu(1 - \mathcal{S}_\infty/\mathcal{S}_f). \quad (1.38)$$

В моделировании $\mathcal{S}_f \approx 0.9$ (см. Рис. 1.23 и 1.31). Это величина отражает начальное равномерное распределение B^η на входе расчетной области¹¹. За альфвеновской поверхностью энергии азимутальной компоненты магнитного поля, становится доминирующей, и цилиндрическое напряжение вызывает более быструю коллимацию внутренних поверхностей течения, чем

¹¹ Как это упоминалось в разделе 1.2.1, проводились эксперименты с другими распределениями магнитного поля, в которых принимался больший поток вблизи оси. В этих тестах наблюдалось быстрое выравнивание магнитного потока в непосредственной близости от начала расчетной области под действием магнитного давления.

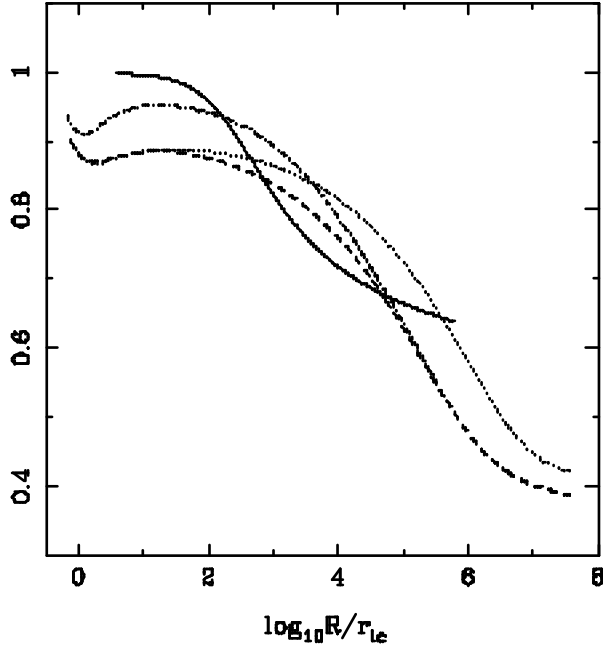


Рис. 1.31. Evolution of the function $\mathcal{S} = \pi B_p r^2 / \Psi$ along the magnetic field line with $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$ in models A (сплошная линия), B1 (штриховая линия), C (штрихпунктирная линия) and D (пунктирная линия).

внешних. В результате $\mathcal{S}$ уменьшается, достигая асимптотические значения $\mathcal{S}_{\infty} \approx 0.25 - 0.4$ в случае параболоидального струйного выброса (см. рис. 1.23 и 1.31). Таким образом асимптотической лоренц-фактор оценивается как

$$\Gamma_{\infty}/\mu \approx 0.55 - 0.72,$$

что близко к значению достигаемому в численных расчетах истечения (см. Рис. 1.20–1.22). Этот результат показывает, что $\gtrsim 50\%$ начального потока Пойтинга преобразуется в кинетическую энергию течения (см. также [328]). Значительно меньшая эффективность ускорения найденная в моделировании течения внутри конических или расходящихся стенок (до 25% вблизи границы (модели A и E)) является следствием того что теряется причинная связь между различными областями поперек струйного выброса (см Раздел 1.5.4).

1.5.3. Фаза ускорения Течения по степенному закону.

Далее, проведем анализ компоненты перпендикулярной линиям магнитного поля в уравнении сохранения импульса. Асимптотическая форма этого выражения в пределе ультрарелятивизма приведена в уравнении 1.34. В этом уравнении есть три члена: полоидальной кривизны (слева), электромагнитный (первый с права), который порядка 1, и центробежный (второй справа). Это важное уравнение, с опущенным центробежным членом, было выведено в работах [94, 201] и [243], в то время как в работах [45, 69], и [310] это уравнение было выведено с учетом центробежного члена, но с опущенным членом, учитывающим полоидальную кривизну.

За световым цилиндром, где $r\Omega \gg v^{\hat{\phi}}$ и $v \simeq c$, уравнения (1.27) и (1.28) приводят к

$$rB^{\hat{\phi}} = -\frac{1}{c}\Omega B_p r^2. \quad (1.39)$$

Из этого уравнения и уравнения (1.18) получаем

$$I = -\frac{1}{2}\Omega B_p r^2, \quad (1.40)$$

где B_p – величина полоидального магнитного поля. Подставляя это выражение в уравнение (1.20) находим

$$\mu_m = \frac{1}{4\pi} \frac{r^2}{r_{lc}^2} \frac{B_p^2 \Gamma}{\rho u_p^2}. \quad (1.41)$$

Таким образом, в этом режиме, можно переписать уравнение (1.34) как

$$\frac{\Gamma^2 r}{\mathcal{R}} \approx \frac{r \nabla \ln \left| \frac{I}{\Gamma} \right| \cdot \frac{\nabla \Psi}{|\nabla \Psi|}}{1 + \frac{\mu_h}{\mu_m}} - \Gamma^2 \frac{r_{lc}^2}{r^2} \frac{\nabla r \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|} \quad (1.42)$$

В магнитно доминированном случае, когда $\mu_m \gg \mu_h$, оценка по порядку величины двух последних членов в этом уравнении дает полезный результат

$$\frac{\Gamma^2 r}{\mathcal{R}} \approx 1 - \Gamma^2 \frac{r_{lc}^2}{r^2}. \quad (1.43)$$

В зависимости от того какой член в уравнении (1.34) может быть опущен, можно выделить следующие три случая (приведены с возрастанием значимости):

1. В случае когда электромагнитный член пренебрежим, тогда форма течения определяется центробежной силой, которая приводит к гиперболической форме, определяемой баллистическим движением (см. уравнение 20 и соответствующее обсуждение в работе [327]). Этот случай применим только тогда, когда вещество полностью доминирует. Ни один из результатов проведенных нами расчетов не соответствует этому случаю.
2. Если член отвечающий за полоидальную кривизну пренебрежим, тогда электромагнитный и центробежные члены компенсируют друг друга. Это случай реализуется вблизи оси вращения, квазиконическом случае (как в модели А) и в параболических случаях с $a > 2$ (как в модели F (см. раздел 1.4)).

В этом случае уравнение (1.43) дает

$$\Gamma \simeq \frac{r}{r_{lc}}. \quad (1.44)$$

Следуя иному методу, этот “случай линейного ускорения” был найден в работе [98], где анализировалось течение за пределами светового цилиндра в бессиловом приближении (и соответственно этот анализ проводился в режиме между Альфвеновской и быстрой-магнитозвуковой поверхностями), и в работе [44] исследовалось квази коническое течение методом возмущений (и было найдено что $\Gamma \approx r/r_{lc}$ применимо в до-быстро-магнитозвуковом режиме). Наши результаты для моделей А и F согласуются с оценкой $\Gamma \approx r/r_{lc}$; см. верхнюю левую панель на рисунке 1.32.

3. Если центробежный член мал, тогда форма течения определяется электромагнитными силами. Уравнение (1.43) показывает, что радиус кривизны полоидальных линий поля

$$\mathcal{R} \approx \Gamma^2 r. \quad (1.45)$$

Этот режим соответствует параболоидальной форме стенок с $a \leq 2$. В этом случае, для линий с формой $z \propto r^b$, радиус кривизны соответствует

$$\frac{r}{\mathcal{R}} = -r \left(\frac{B_z}{B_p} \right)^3 \frac{\partial^2 r}{\partial z^2} \approx \frac{b-1}{b^2} \left(\frac{r}{z} \right)^2, \quad (1.46)$$

когда правая часть справедлива если $B_p \approx B_z$. Комбинирую это уравнение с уравнением (1.45) получаем

$$\Gamma \sim \frac{b}{\sqrt{b-1}} \frac{z}{r} \propto r^{b-1} \propto z^{(b-1)/b} \quad (1.47)$$

(см также [330]), которое применимо когда индекс степени лежит в диапазоне $1 < b \leq 2$ и показывает что в этом случае рост лоренц-фактора в зависимости от радиуса также является степенной функцией (в обоих случаях r или z). Предполагая, что течение не сильно коллимировано внутри светового цилиндра, так что $z_{lc} \simeq r_{lc}$ для большинства линий магнитного поля (это приближение выполняется в численных моделях), можно переписать ранее полученные результаты в более применимой форме:

$$\Gamma \simeq (r/r_{lc})^{b-1} \text{ или } \Gamma \simeq (R/r_{lc})^{(b-1)/b}. \quad (1.48)$$

Этот режим ускорения действует в случае численных моделей с $1 < a \leq 2$ до достижения момента равномерного распределения, что можно проверить изучая рисунки 1.32 и 1.33. Отметим, что показатель степени линий магнитного поля b немного больше чем показатель степени a ,

который характеризует форму стенок, хотя $b \rightarrow a$ при приближении к коллимирующим стенкам (см. рисунок. 1.34).

Прямая зависимость ускорения течения в режиме (3) от полоидальной кривизны магнитных силовых линий приводит к антикорреляции между лоренц-фактором в струе и ее углом ее раствора. Для формы линий $z \propto r^b$ ($1 < b \leq 2$) находим

$$\Gamma \tan \theta_v = 1/\sqrt{b-1}, \quad (1.49)$$

где $\theta_v \equiv \arctan(dr/dz)$ это локальный угол полураскрытия поверхностей постоянного магнитного потока. На рис. 1.35 показано изменение $\Gamma \tan \theta_v$ вдоль поверхности с постоянным магнитным потоком $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ в модели B1. Видно, что это произведение в действительности близок к $1/\sqrt{b-1}$. Тем не менее, это не точно константа по нескольким причинам: ускорение за счет кривизны не совсем применимо при маленьких и очень больших сферических радиусах, электромагнитный член в уравнении (1.34) не точно равен 1, и индекс показателя степени b меняется вдоль потока. Не смотря на это, рисунок 1.35 показывает, что уравнение (1.49) оказывается достаточно аккуратным при оценке отношения между Γ и θ_v .

После нашего обсуждения в разделе 1.5.2 следовало ожидать тесную связь между эффективностью ускорения и изменением полоидальной-формы магнитных силовых линий. Из уравнения баланса сил поля поперек магнитных линий, которое определяет изменение формы магнитных поверхностей вдоль потока, можно получить информацию о том, как быстро лоренц-фактор возрастает по мере удаления от источника. Для всех форм $z \propto r^b$ с $b > 1$, соответствующая степенная зависимость Γ приводит к высокой ($\gtrsim 50\%$) эффективности конверсии магнитной энергии в кинетическую для характерных астрофизических расстояний. Используя уравнение (1.48) (в котором, основываясь на уравнение 1.44, было положено $b = 2$ когда $b > 2$) было найдено,

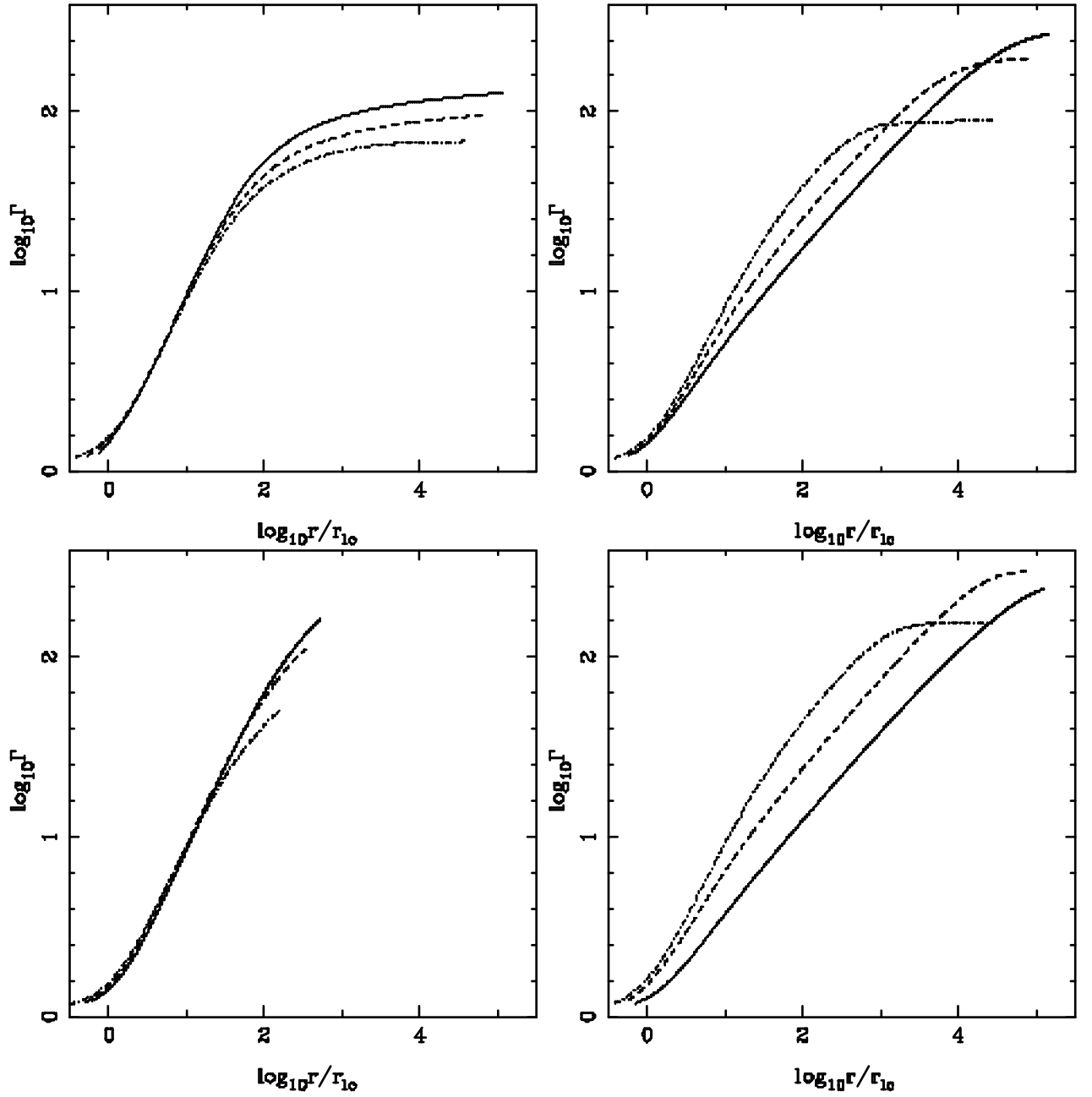


Рис. 1.32. лоренц-фактор вдоль различных магнитных силовых линий в моделях А (верхняя левая панель), В1 (верхняя правая панель), С (нижняя левая панель) и D (нижняя правая панель) в зависимости от цилиндрического радиуса r . Сплошная линия: $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$; штриховая линия: $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$; штрихпунктирная линия: $\Psi = 0.2\Psi_{\max}$.

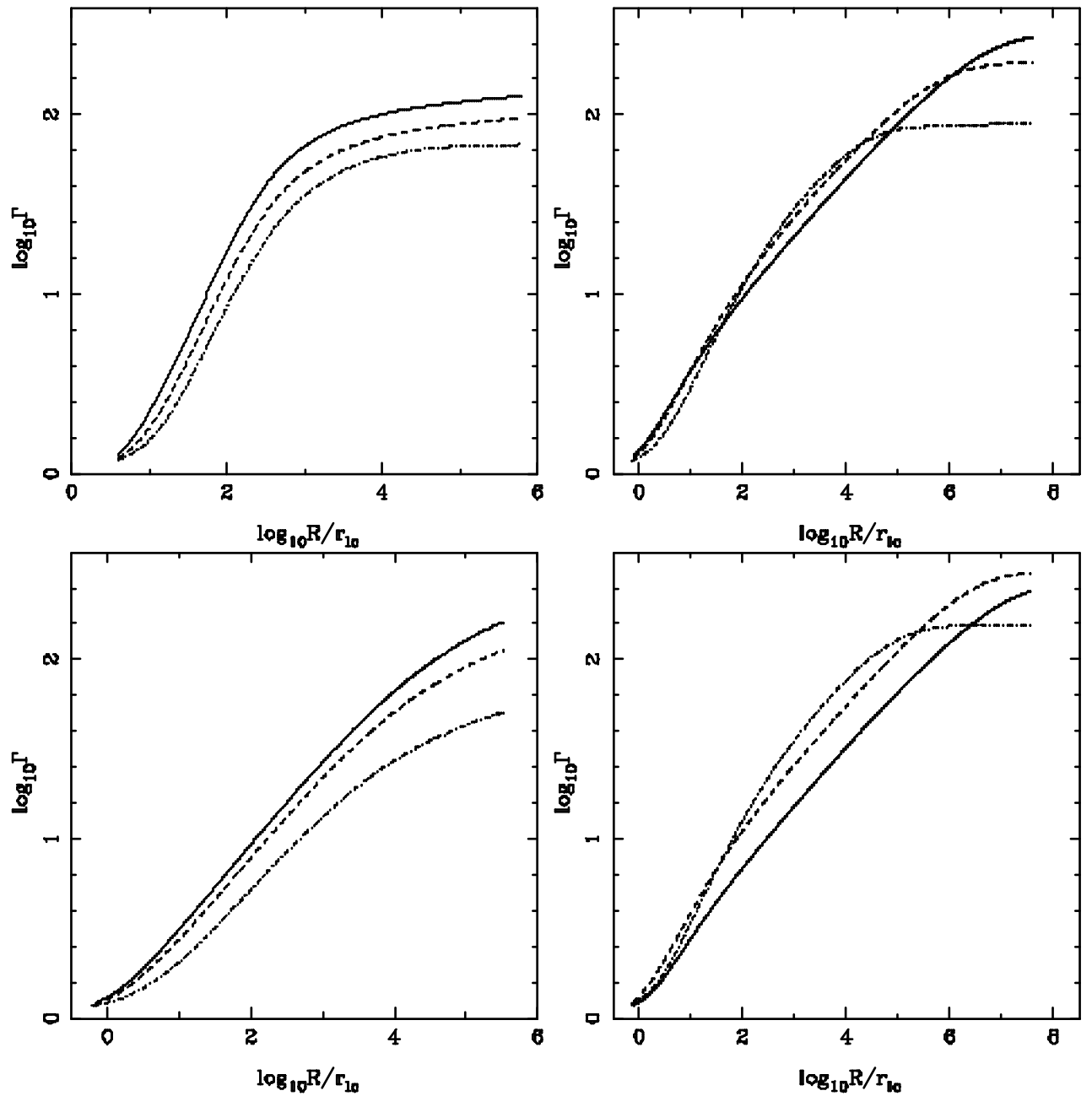


Рис. 1.33. лоренц-фактор вдоль трех различных магнитных силовых линий в моделях А (верхняя левая панель), В1 (верхняя правая панель), С (нижняя левая панель) и D (нижняя правая панель) в зависимости от сферического радиуса R . Сплошная линия: $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$; штриховая линия: $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$; штрихпунктирная линия: $\Psi = 0.2\Psi_{\max}$.

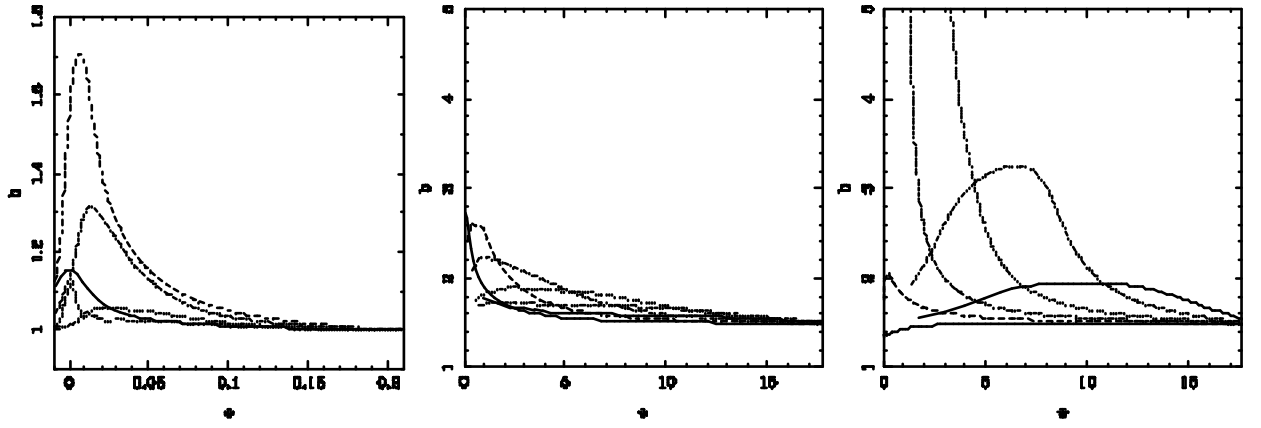


Рис. 1.34. Показатель степени b определяющий форму магнитных силовых линий $z \propto r^b$ для моделей А (левая панель), В2 (центральная панель) и В2Н (правая панель) поперек струйного выброса. В модели А соответствующие сечения соответствуют $R = 10$ (сплошная линия), $R = 10^2$ (штриховая линия), $R = 10^3$ (штрихпунктирная линия), $R = 10^4$ (пунктирная линия) и $R = 10^5$ (черта-трех-пунктирная линия). Для моделей В2 и В2Н представлены сечения $\eta = 5 \times 10^2$ (тонкая сплошная линия), $\eta = 5 \times 10^3$ (штриховая линия), $\eta = 5 \times 10^4$ (штрихпунктирная линия), $\eta = 5 \times 10^5$ (пунктирная линия), $\eta = 5 \times 10^6$ (черта-трех-пунктирная линия) и $\eta = 5 \times 10^7$ (жирная сплошная линия).

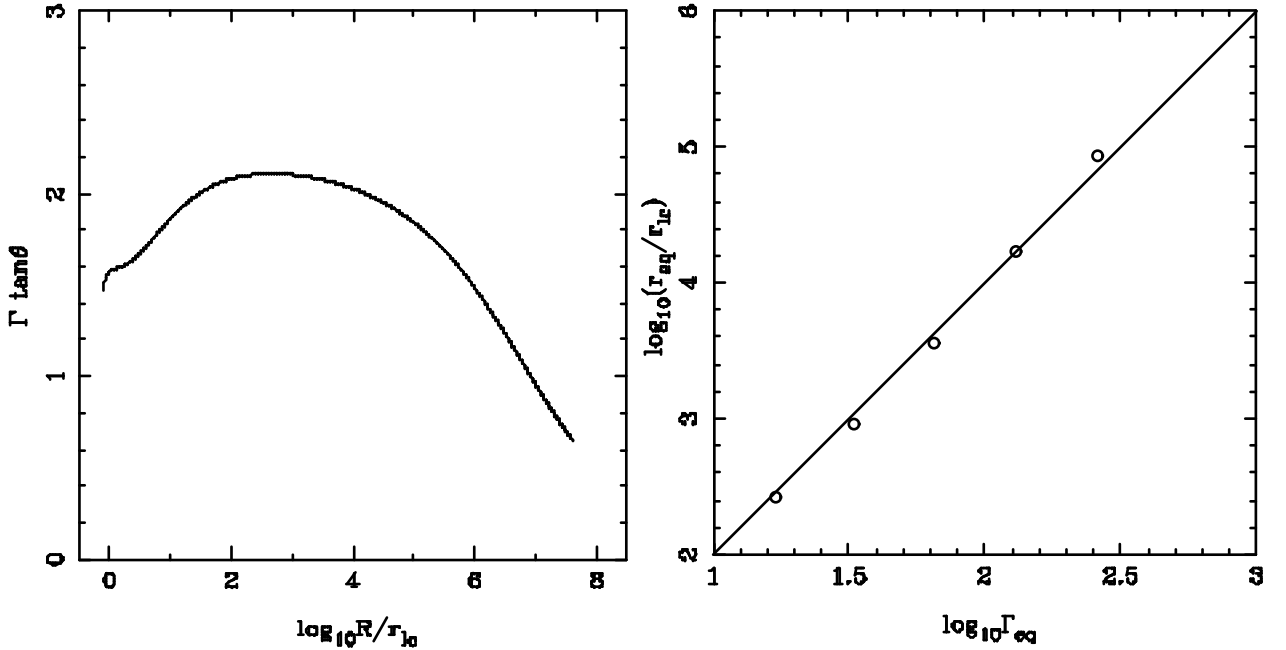


Рис. 1.35. Левая панель: изменение $\Gamma \tan \theta_v$ на поверхности постоянного магнитного потока $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ вдоль потока в модели В1. Правая панель: кружки показывают радиус равнораспределения (где поток Пойтинга и и поток кинетической энергии вещества сравниваются) вдоль $\Psi = 0.8\Psi_{\max}$ как функция параметра магнетизации μ для моделей В1–В5. Сплошная линия показывает функцию $\log_{10}(r/r_{1c}) = 2 \log_{10}(\mu/2)$.

что равнораспределение между потоком Пойтинга и потоком кинетической энергии достигается на цилиндрическом радиусе

$$r_{\text{eq}} = r_0 \left(\frac{\mu}{2\Gamma_0} \right)^{1/(b-1)}. \quad (1.50)$$

После подстановки $r_0 = r_{\text{lc}}$ и $\Gamma_0 = 1$, это уравнение принимает форму

$$r_{\text{eq}} = r_{\text{lc}} \left(\frac{\mu}{2} \right)^{1/(b-1)}, \quad (1.51)$$

что, в действительности, очень хорошо согласуется с результатами моделей В (см рисунок 1.35). В терминах сферического радиуса, подразумевая что $R_{\text{lc}} \simeq r_{\text{lc}}$, можно переписать это выражение как

$$R_{\text{eq}} = r_{\text{lc}} \left(\frac{\mu}{2} \right)^{b/(b-1)}. \quad (1.52)$$

Полученные функции поведения для лоренц-фактора могут быть использованы, чтобы определить поведение других величин. Например, для основной части течения, в котором доминирует магнитное поле имеем $\sigma\Gamma \approx \mu$ и соответственно

$$\sigma \approx \mu/\Gamma \propto r/z \propto r^{-(b-1)}. \quad (1.53)$$

Предсказанное поведение в действительности можно увидеть на левой панели рисунка 1.23. На этом рисунке видно, что “самоподобная структура” кривых магнетизации распространяется и за пределы радиуса равнораспределения, где кривые выполаживаются, причем, они не пересекаются друг с другом даже в этом режиме. Такое поведение является проявлением того, что решение однозначно определяются начальными и граничными условиями, так что одна и та же замагниченность на определенном радиусе и на данной силовой линии не может иметь ту же величину для разных начальных значений. Следовательно, замагниченность после поворотной точки на кривой тем ниже, чем меньше начальное значения, что и объясняет наш вывод, что эффективность $\sim 1/(1 + \sigma_\infty)$ преобразования магнитной энергии

в кинетическую в холодных потоках уменьшается с увеличением начальной замагниченности.

Высокая эффективность ускорения достигаемая в нашем моделируемом течении кажется противоречащей заключению полученному в работе [95], о том что переход к конфигурации с низкими значениями σ не может происходить гладко в районах, далеко за пределами светового цилиндра, где течение уже стало ультра-релятивистским. Их анализ, однако, был частично основан на оценке изменения угла θ_v между полоидальным течением и осью вращения по мере продвижения на длину $\Delta\ell$ вдоль течения: эта оценка не универсальная, поскольку она предполагает, что $\Delta\ell \sim \Delta r$, что применимо только при квазирадиальном течении. Если вместо этого использовать $\Delta\ell \sim \Delta z$ в уравнении (14) из работы [95] и использовать параболические течения ($z \propto r^b$) с $b \leq 2$, получим $\Delta\theta_v \sim \Delta(z/r)b/\Gamma^2(b-1)$, что дает зависимость $\Gamma \propto z/r$ полученную выше. С другой стороны, низкая эффективность ускорения показанная в нашей модели А, в которой течение квазирадиальное (см. рисунок 1.15, 1.22 и 1.31), оказывается согласованным с выводами в [95]: о логарифмической коллимации и медленном разгоне. Отметим в этой связи, что после окончания степенной фазы ускорения проанализированы в настоящем пункте, можно ожидать дополнительный, логарифмический, режим ускорения, в котором, потенциально, до 100 % от потока Пойтинга могут быть преобразованы в поток кинетической энергии матери (см. [327] и ссылки в ней). Тем не менее, это ускорение слишком медленно, чтобы иметь астрофизических интерес, так как оно требует экспоненциально больших расстояний для реализации.

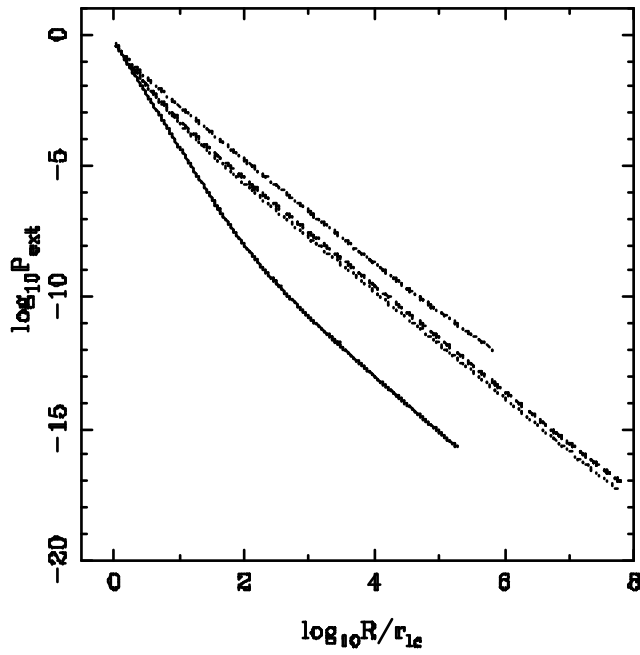


Рис. 1.36. Зависимость полного давления вдоль границы струйного выброса для модели А (сплошная линия), В1 (штриховая линия), С (штрихпунктирная линия) и D (пунктирная линия).

1.5.4. Магнитное ускорение и причинность.

Было обнаружено, что эффективность ускорения меньше, когда коллимирующая стенка имеет коническую форму (модель А), чем в случаях, когда форма стенки параболоидальная (см. рис. 1.22). В случае с конической стенкой поток достигает равномерного распределения только вдоль силовых линий, близких к оси вращения ($\Psi \leq 0.2\Psi_{\max}$). В соответствии со сказанным в разделе 1.5.2, изменения в эффективности ускорения связаны с разницей в степени коллимации течения, как показано на рис. 1.34: Только при малых значениях Ψ показатель степени b становится значительно больше 1, что соответствует внутренним магнитным линиям вблизи оси вращения, откуда следует, что функции скученности S убывает вниз по течению. Для того, чтобы коллимация происходила, должна существовать причинная связь поперек течения. Можно проверить, выполняется ли это условие, путем сравнения полу-угла открывания θ_v силовых линий (определенных в разделе 1.5.3) с половинным

углом конуса Маха для быстрой магнитозвуковой волны, ϑ_g . Последнее можно найти из соотношения

$$\sin \vartheta_g = \frac{\Gamma_f c_f}{\Gamma v_p}, \quad (1.54)$$

где c_f и Γ_f – быстрая магнитозвуковая скорость и соответствующий ей лоренц-фактор.¹² Поскольку $\Gamma_f c_f = B_{co}/\sqrt{4\pi\rho}$ и $v_p \approx c$, получаем

$$\sin \vartheta_g \approx \left(\frac{B_{co}^2}{4\pi\rho c^2} \right)^{1/2} \frac{1}{\Gamma} = \frac{\sigma^{1/2}}{\Gamma}. \quad (1.55)$$

В магнитно доминированном режиме $\sigma \approx \mu/\Gamma$. Для сильно сверх быстрого магнитозвукового течения $\vartheta_g \ll 1$, можно записать

$$\vartheta_g \approx \sqrt{\mu/\Gamma^3}. \quad (1.56)$$

В коническом случае (где $\theta_v = \theta$, полярный угол, и $\Gamma \approx R/r_{lc}$)

$$\theta_v/\vartheta_g \approx (\theta/\sqrt{\mu})(R/r_{lc})^{3/2} \quad (1.57)$$

растет быстро до величины > 1 . На левой панели рисунка 1.37 показано, что только внутренние части струйного выброса имеют $\theta_v/\vartheta_g < 1$ и, соответственно, причинно связаны. Коллимация (и тем самым эффективное ускорение) возможно только в этой внутренней области. С другой стороны, внешние части конического струйного выброса теряют причинно-следственной связи с осевым регионом и поток по существу становится баллистическим. Обсуждения этого вопроса также можно найти в работе [355]¹³

¹² В работе [355] использовали угол полу-открытия релятивистского пучка, $\theta_b = 1/\Gamma$, вместо угла Маха. Это, кажется, не очень хорошим выбором по двум причинам. Во-первых, быстрые волны в релятивистской МГД не являются световыми сигналами. Во-вторых, пучок лучей под воздействием релятивистской абберации не представляет из себя конус Маха. На самом деле, это даже не конус и любой элемент из стационарного течения может общаться со всеми элементами этого потока с помощью световых сигналов.

¹³ Следует обратить внимание на то что упрощающие предположения использованные в работе [355], исключают возможность магнитного ускорения. В частности, предположение о нулевой азимутальной скорости означает, что ток I является интегралом движения (см. уравнение 1.15), которая, в свою очередь, означает, что μ_m остается постоянной (см. уравнение 1.20).

В случае с параболоидальными стенками $b < 2$ (для которых $\theta_v \approx 1/\Gamma$ и $\Gamma \approx (R/r_{lc})^{(b-1)/b}$)

$$\theta_v/\vartheta_g \approx (\Gamma/\mu)^{1/2} \approx (1/\mu^{1/2})(R/r_{lc})^{(b-1)/(2b)}, \quad (1.58)$$

таким образом это отношение растет значительно медленнее чем в случае с коническими стенками. Тем не менее, формально потеря причинной связанности происходит когда $\Gamma \simeq \mu$, т.е. в конце фазы ускорения. Это подтверждается в наших численных расчетах. Как можно увидеть на средней и правой панели рисунка 1.37, с течением фазы ускорения по степенному закону θ_v/ϑ_g растет медленно и остается меньше чем 1, практически везде наших численных моделях. Оно значительно уменьшается когда темп роста Γ замедляется.

Поведение не ограниченного ветра подобно поведению течения в конических стенках, что естественно, т.к. первое является предельным случаем второго. Как можно увидеть на рисунке 1.27, в модели AW ускорение с эффективностью $\gtrsim 50\%$ имеет место только вдоль магнитно-силовых линий вблизи оси вращения ($\Psi \leq 0.1\Psi_{\max}$), также как и в случае модели A.

1.5.5. Особенности ускорения струйного выброса с изначально горячей плазмой.

Когда $w/\rho c^2$ у основания струйного выброса значительно больше чем 1, тогда появляется дополнительный резервуар энергии для ускорения — тепловая энергия частиц. По мере расширения вещества, энтальпия на единицу массы $w/\rho = c^2 + [s/(s-1)](p/\rho)$ (уравнение 1.11) уменьшается и в конце стремится к минимальному значению ($= c^2$). После этого течение можно рассматривать как холодное. В случае гидродинамики, тепловая энергия непосредственно переходит кинетическую энергию течения. В случае МГД появляется дополнительная возможность — тепловая энергия также может преобразоваться в поток Пойтинга. На самом деле, поскольку $\mu c^2 = (w/\rho)\Gamma + \mu_m c^2$,

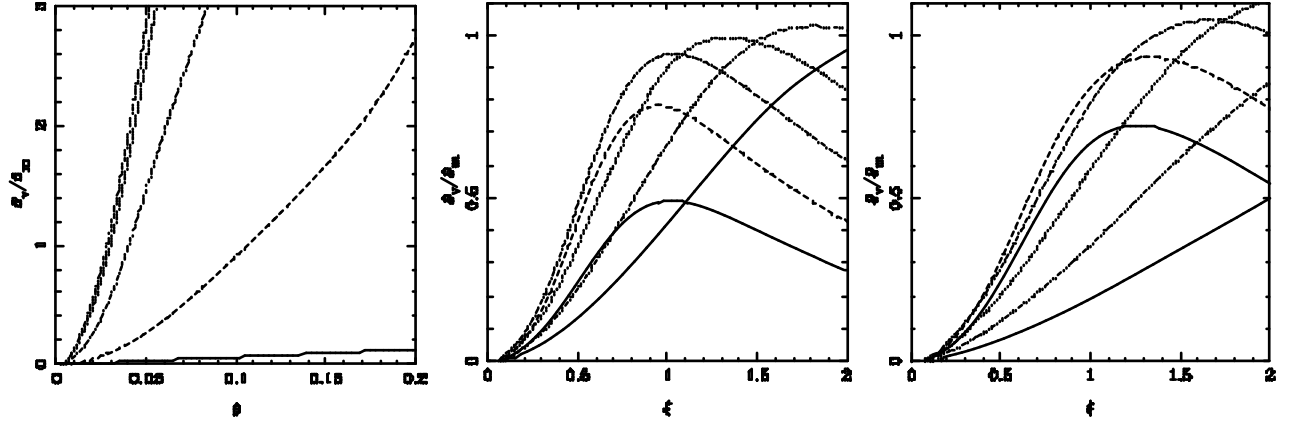


Рис. 1.37. Отношение угла полураскрытия, θ_v , к углу Маха, θ_g , поперек струйного выброса для моделей А (левая панель), В1 (средняя панель) и В3 (правая панель). Для модели А приведены сечения на расстояниях $R = 10$ (сплошная линия), $R = 10^2$ (штриховая линия), $R = 10^3$ (штрихпунктирная линия), $R = 10^4$ (пунктирная линия) и $R = 10^5$ (штрих-трехпунктирная линия). Для моделей В1 и В3 приведены сечения на расстояниях $\eta = 5 \times 10^2$ (тонкая сплошная линия), $\eta = 5 \times 10^3$ (штриховая линия), $\eta = 5 \times 10^4$ (штрихпунктирная линия), $\eta = 5 \times 10^5$ (пунктирная линия), $\eta = 5 \times 10^6$ (штрих-трехпунктирная линия) и $\eta = 5 \times 10^7$ (жирная сплошная линия).

возможно получить возрастание как Γ так и $\mu_m c^2$ когда w/ρ уменьшается, и это действительно то что можно наблюдать в модели В2Н (рисунок 1.26).

Уже упоминалось в разделе 1.5.2, что магнитно доминированном струйном выбросе μ_m пропорциональна функции скучевания $\mathcal{S}$ (см. уравнение 1.33). В согласии с этим результатом, на левой панели рисунка 1.38 показано, что в модели В2Н $\mathcal{S}$ показывает такое же изменение как и μ_m (которое показано на средней панели рисунка 1.26).

За Альфвеновской поверхностью баланс сил поперек потока в горячем течении описывается уравнением (1.34) и даже для горячего течения оказывается что p остается $\ll B_{co}^2/8\pi$. Соответственно, по прежнему остается в силе $\mathcal{R} \sim \Gamma^2 r$ и соответственно $\Gamma \propto r^{b-1}$ вдоль магнитных силовых линий параболоидального струйного выброса с показателем степени в пределах $1 < b \leq 2$.

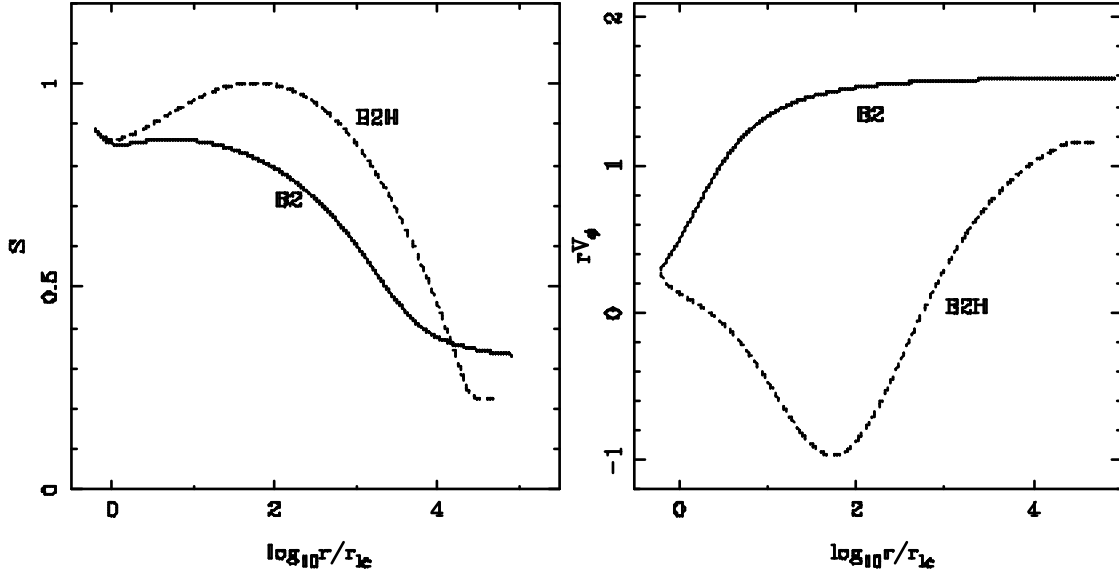


Рис. 1.38. Влияние тепловой энергии на ускорение. Левая панель: функция скученности $\mathcal{S}$ вдоль магнитной силовой линии с $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$. Правая панель: $rv^{\hat{\phi}}$ вдоль магнитной силовой линии с $\Psi = 0.5\Psi_{\max}$. Сплошная линия: модель B2; штриховая линия: модель B2H.

Комбинируя уравнение сохранения массы (1.13) и уравнение (1.36) получаем

$$\Gamma\rho = \frac{k\Psi\mathcal{S}}{\pi r^2} \propto r^{-2},$$

где было учтено, что $\mathcal{S}$ слабо зависит от r . Это позволяет записать зависимость термодинамических параметров в виде

$$\rho \propto r^{-b-1}, \quad p \propto r^{-s(b+1)}.$$

В пределе $w \gg \rho c^2$ уравнение (1.11) дает $w \propto p \propto r^{-s(b+1)}$ и, следовательно, $\mu_h = (w/\rho c^2)\Gamma$ зависит от r как

$$\mu_h \propto r^{\delta}, \quad \delta = b(2-s) - s. \quad (1.59)$$

Для модели B2H с $b \approx 3/2$ и $s = 4/3$ это дает $\mu_h \propto r^{-1/3}$. Следовательно μ_h должна уменьшаться, а $\mu_m = \mu - \mu_h$ увеличиваться вдоль магнитных силовых линий, что находится в полном согласии с результатами наших численных расчетов.

Подобное поведение было найдено в автомодельном решении [330], но только в тех случаях, когда поток сверх альфвеновской с самого начала (см. также [333]). В этих сверх альфвеновских решениях для горячего течения [332], μ_m оставалась постоянной в течение тепловой фазы ускорения. Это можно понять т.к., эти решения соответствуют $b \approx 2$ и следовательно $\delta \approx 0$ в уравнении (1.59), что приводит к постоянной μ_h и μ_m в тепловой области ускорения. В отличие от сверх альфвеновских решений, представленных в [330] соответствует $b \approx 3/2$ и, следовательно, $\delta \approx -1/3$ (те же значения, как в нашей модели В и D), и поэтому они показывают такое же поведение в зоне теплового ускорения, как наши численные модели.

Увеличение отношения потока Пойтинга к потоку массы μ_m в режиме теплового ускорения приводит к довольно необычному поведению азимутальной скорости. На правой панели рисунка 1.38 приведена зависимость $rv^{\hat{\phi}}$ вдоль поверхности с постоянным магнитным потоком в модели В2 и В2Н. В случае с холодным струйным выбросом она монотонно растет с увеличением цилиндрического радиуса и, соответственно, с расстоянием от основания струйного выброса. Это отражает тот факт, что плазма раскручивается вращающимся магнитным полем: В этом случае $|B_p/B^{\hat{\phi}}| \gg |v_p/v^{\hat{\phi}}|$ в уравнении (1.14) и $v^{\hat{\phi}} \approx r\Omega \propto r$. В свою очередь, в горячем струйном выбросе $rv^{\hat{\phi}}$ (а также $v^{\hat{\phi}}$) сначала уменьшается с ростом r и даже достигает отрицательных значений, что указывает о обратном вращении плазмы. В конце концов поведение холодного струйного выброса восстанавливается, с переключением, происходящем на переломе от μ_m . Уменьшение $rv^{\hat{\phi}}$ когда μ_m возрастает вдоль магнитной силовой линии следует из следующего соотношения,

$$\frac{r\Omega v^{\hat{\phi}}}{c^2} = 1 - \frac{1 - l\Omega/\mu c^2}{1 - \mu_m/\mu}, \quad (1.60)$$

полученного комбинированием уравнений (1.15) и (1.16).¹⁴ С точки зрения фи-

¹⁴ Неравенство $l\Omega/\mu c^2 < 1$ всегда удовлетворяется в до альфвеновском течении, поскольку

зически, увеличение μ_m подразумевает, что вклад магнитного поля в полный угловой момент на единицу массы вещества возрастает (с.м. уравнения 1.20 и 1.15), который, в следствии сохранения углового момента l вдоль магнитной силовой линии (и с учетом закона сохранения энергии) дают, что удельный угловой момент вещества $rv\hat{\phi}$ должен уменьшаться.

Эффективность ускорения в модели В2Н выше чем эффективность в случае холодного течения в модели В2 (см. рисунок 1.26). Это не удивительно, поскольку увеличение $\mathcal{S}$ в течении фазы теплового ускорения приводит к увеличению величины $\mathcal{S}_f$, величины функции $\mathcal{S}$ на быстро-магнитно-звуковой поверхности, и, соответственно, к большей величине Γ_∞/μ (см. уравнение 1.38).

1.5.6. Сравнение результатов с полуаналитическими решениями.

Как уже говорилось в разделе 1, можно найти точные решения уравнений релятивистской МГД, предполагая, радиальную автомодельность [99, 185, 330–332]. Из-за математической сложности уравнений, это единственно возможные точные полуаналитические решения, описывающие холодные или изополитропные течения [332]. Как и в своих нерелятивистских аналогах (моделях аналогичных модели Бландфорда-Пэйна), они успешно воспроизводят физику струйных выбросов запускаемых магнитным полем и отражают общие характеристики ускорения течения и его коллимации.¹⁵ В частности, результаты работ [330, 332] для ультра-релятивистских струйных выбросов из ГВ удовлетворяют общим степенным соотношениям, полученным в этом разделе. На самом деле, степенное поведение $\Gamma \propto r^{b-1}$ соответствует форме

$(l\Omega/\mu c^2)^{1/2}$ равна r/r_{lc} на Альфвеновской поверхности (на пример [332]), и альфвеновская поверхность находится ближе чем световой цилиндр (эти поверхности практически совпадают в случае сильной магнетизации).

¹⁵ Автомодельное решение в работе [332] подразумевает форму магнитных силовых линий $z \propto r^2$ и, следовательно, наиболее близко к нашей модели С.

магнитных поверхностей $z \propto r^b$ (for $1 < b \leq 2$; режим (3) уравнения 1.43), был впервые представлен в работе [330]. Отметим в этой связи, что и $\Gamma \simeq r/r_{lc}$ (уравнение 1.44) и $\Gamma \simeq z/r$ (уравнение 1.47) могут быть получены на основе анализа радиальной автомодельности $\Gamma = \Gamma(\theta)$, потому как r и z являются функциями полярного угла θ вдоль линии потока в автомодельном решении. Полу-аналитические решения показывают как высокую эффективность ускорения ($\gtrsim 50\%$ как показано в моделях с $b \leq 2$), так и, соответственно, имеют аналогичное (численным результатам) асимптотическое значение функции скупивания ($\mathcal{S}_\infty \sim 1/2$; [328]). Само-коллимации действует схожим образом, в обоих типах решений, внутренние линии поля на любой заданной высоте z более параллельны с осью вращения, чем линии поля при больших r .

Несмотря на их качественное сходство в отношении процессов ускорения и коллимации, полу-аналитические и численные решения в действительности, конечно, отличаются в деталях, отражая тот факт, что в автомодельной модели угловая скорость у основания струи зависит как $1/r$ и только один режим течения электрического тока возможен. В частности, пространственное распределение интегралов движения различается в этих двух случаях. Например, интеграл энергии, который является постоянной величиной в автомодельной модели, примерно пропорционален магнитному потоку в численной модели с равномерным вращением струйного выброса, и адиабаты Q , который задается как степенная функция магнитного потока в автомодельном решении, представляет собой глобальную константу в численной симуляции. Отметим также, что, вдалеке, асимптотической формой потока (за зоной ускорения) в автомодельной модели является либо цилиндрическая или коническая. Только внутренние силовые линии становятся цилиндрическими в моделируемых струйных выбросах, в то время как дальше от оси вращения линии тока остаются параболаидальными. Тем не менее, это, очевидно, связано с задаваемой формой границы, и можно ожидать, что если бы поток

прослеживался на большие расстояния, тем больше внутренних магнитных силовых линий стремилось бы принять цилиндрическую [см. 94] или (в случае первоначально “горячего” течения) коническую форму.

Высокая эффективность ускорения выявленная в автомоделных и численных моделях для не радиальных, релятивистских МГД течений была также показана в работе [46] на основе решений уравнения Грэда-Шафранова для параболического течения ($z \propto r^2$). Авторы нашли что лоренц-фактор возрастает от основания струйного выброса как $\Gamma \propto z^{1/2}$, в полном согласии с нашими численными результатами для параболического течения $\Gamma \sim z/r$.

1.6. Возможное применение результатов к астрофизическим струйным выбросам.

1.6.1. Применение результатов моделирования к струйным выбросам из активных ядер галактик.

Начальное соотношение потока энергии к потоку массы в струйном выбросе в моделировании дает верхний предел на конечный лоренц-фактор $\Gamma_\infty = \mu \leq 16$. Эта величина согласуется со средним значением наблюдаемым в струйных выбросах из АЯГ (см. раздел 1). Для того чтобы обеспечить сравнения численных моделей с наблюдениями нужно выбрать подходящие размерные параметры. Ключевым масштабом в проблеме магнитного ускорения является радиус светового цилиндра (или радиус Альфвеновской поверхности) r_{lc} . Если струйный выброс запущен быстро вращающейся черной дырой в центре АЯГ то

$$r_{lc} \simeq 4r_g = 6 \times 10^{13} (M/10^8 M_\odot) \text{ см},$$

где $r_g \equiv GM/c^2$. В этой оценке предполагалось, что угловая скорость вращения силовых линий магнитного поля равна половине угловой скорости мак-

симально вращающейся черной дыры (параметр вращения $\simeq 1.0$). Согласно результатам, представленным на Рис. 1.8, струйный выброс переходит в режим доминирования материи (когда достигается равнораспределение между потоком Пойтинга и потоком энергии вещества, $\sigma \simeq 1$) при цилиндрическом радиусе

$$r_{eq} \simeq 30 r_{lc} \simeq 2 \times 10^{15} (M/10^8 M_\odot) \text{ см},$$

более или менее независимо от закона коллимации струйного выброса. Соответствующее расстояние от черной дыры равно

$$R_{eq} \simeq 2 \times 10^{16} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right) \left(\frac{\Theta_j}{0.1} \right)^{-1} \text{ см},$$

где Θ_j – угол полу раскрытия струйного выброса. Если переменность потока от блазаров связана с распространением сильных ударных волн в их струйных выбросах, то можно ожидать, что это поведение, происходит на масштабах $R \simeq 10 R_{eq}$, когда течение в моделирование струйного выброса $R \simeq 10 R_{eq}$, характерный лоренц-фактор становится ~ 10 . Эти свойства продленной области магнитного ускорения находятся в очень хорошем согласии с наблюдательными выводами обобщенными в разделе 1 (в частности, это подтверждается отсутствием признаков комптонизации в спектрах струйных выбросов из блазаров [см. 285]).

Принимая характерные величины начального радиуса и полоидального магнитного поля струйного выброса запускаемого черной дырой в виде $r_0 = r_g$ и $B_0 = 10^5$ Гс соответственно, скорость потери массы и полная светимость струйного выброса получается равными

$$\dot{M} = 10^{-2} \left(\frac{k\Psi}{0.2} \right) \left(\frac{B_0}{10^5 \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{r_0}{r_g} \right)^2 \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right)^2 M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

и

$$\dot{\mathcal{E}} = 6 \times 10^{45} \left(\frac{\mu}{10} \right) \left(\frac{\dot{M}}{10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right) \text{ ergs s}^{-1},$$

соответственно, где k , Ψ и μ – средние значения безразмерных постоянных показанных на Рис. 1.14.

Из теории магнитосфер черных дыр [например, 41, 65] следует, что у своего основания струйный выброс от черной дыры должен быть сильно магнитно-доминированным, так что энергия, приходящаяся на одну частицу должна значительно превышать лоренц-фактор получаемый из наблюдений струйных выбросов из АЯГ. Это затруднение можно преодолеть, если есть другие способы впрыснуть вещество в струйный выброс из АЯГ в дополнение к механизму рождения пар вблизи горизонта [43]. Можно предположить, что достаточное количество вещества добавляет звездный ветер, от звезд которые находятся внутри струи (от черной дыры до наблюдаемой точки) [например, 20, 21, 142, 152, 158, 252]. В самом деле, скорость поступления вещества может быть достаточно высокой, чтобы объяснить наблюдаемое замедление слабых FR-I струйных выбросов до нерелятивистских скоростей. Кроме того, некоторое количество вещества неизбежно увлекаются в движение через границу между струйным выбросом и удерживающего его внешней среды за счет диффузионных процессов. Другой возможностью является то, что скорость струйного выброса из АЯГ контролируется диссипацией вызванной косыми ударными волнами образуемыми в результате взаимодействия с нестационарным внешним ветром от диска или из-за различных неустойчивостей [22, 210]. Обратное Комптоновское рассеяние внешнего поля излучения может также быть важным [например, 214]. Однако, наиболее обещающим механизмом приводящим к достаточно раннему насыщению лоренц-фактора на уровне $\Gamma \sim 30$ может оказаться каскадный механизм (под влиянием внешнего поля фотонов) возникающий на границе струйного выброса и медленного ветра [291, 293].

Проблема низкой начальной загрузки веществом может быть обойдена, если основная часть релятивистского течения на самом деле происходит от

центральных частей аккреционного диска [см., например, 125, 192], такой сценарий был принят в полу-аналитических моделях в работе [331]. Хотя выбранные распределения угловой скорости, магнитного поля и плотность на внутренней границе формально не соответствуют кеплеровскому диску, представленные здесь решения могут быть интерпретированы в контексте оттока запускаемого диском. Принимая $\Omega_K(r_0)$ как кеплеровскую угловую скорости на расстоянии r_0 , находим, что

$$r_{lc} = 5 \times 10^{14} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right) \left(\frac{r_0}{10 r_g} \right)^{3/2} \left[\frac{\Omega_K(r_0)}{\Omega} \right] \text{ см}$$

и что $\sigma \approx 1$ достигается на расстоянии

$$R_{eq} \simeq 10^{17} \left(\frac{r_{lc}}{5 \times 10^{14} \text{ см}} \right) \left(\frac{\Theta_j}{0.1} \right)^{-1} \text{ см}.$$

Темп потери массы и поток энергии в струйном выбросе равны

$$\dot{M} = 10^{-2} \left(\frac{k\Psi}{0.2} \right) \left(\frac{B_0}{10^4 \text{ Г}} \right)^2 \left(\frac{r_0}{10 r_g} \right)^2 \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right)^2 M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

и

$$\dot{\mathcal{E}} = 6 \times 10^{45} \left(\frac{\mu}{10} \right) \left(\frac{\dot{M}}{10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right) \text{ ergs s}^{-1},$$

соответственно.

Существенные различия в профиле скорости между моделями струйного выброса с твердотельным вращением и с дифференциальным вращением (см. Рис. 1.1 и 1.2 для моделей JC1 и JC2, соответственно) предлагает (принимая во внимание релятивистский Доплер эффект), что в тех случаях, когда поперечная структура струйного выброса может быть разрешена, можно было бы различить между собой струйный выброс запущенный прямо из черной дыры, и тех, которые происходят от поверхности аккреционного диска. Однако, необходимо проверить, остаются ли заметными эти различия для более

реалистичного закона вращения аккреционного диска и распределения магнитного поля по поверхности диска.

Форма внешних стенок в расчетах была выбрана лишь для изучения эффектов коллимации течения при его магнитном ускорении. Однако, на основе полученных стационарных решений можно получить профиль эффективной внешней силы (нормаль к поверхности струи), который требуется для обеспечения коллимации заданной формой внешней границы. Струйные выбросы из АЯГ могут удерживаться различными силами, в том числе, например, тепловое давление окружающего газа, динамическим давлением ветра от внешних областях аккреционного диска, и натяжением магнитного поля зацепленным за диск (и, возможно, вовлеченный в поток вещества от диска). На Рис. 1.39 показано распределение эффективного давления, выведенного следующим образом ($p_{ext} = b^2/8\pi$), в зависимости от сферического радиуса для моделей JA2 – JD2. Хотя ни одна из кривых точно не следует закону $p_{ext} \propto R^{-\alpha}$, тем не менее расчет среднего степенного индекса может быть интересным. Найдено, что $\alpha \approx 3.5, 2, 1.6$ и 1.1 для моделей JA2, JB2, JC2 и JD2, соответственно. Модели, таким образом, охватывают достаточно широкий спектр. Как и следовало ожидать, более крутой закон коллимирования внешних стенок (большие a) соответствуют менее крутому закону снижения внешнего эффективного давления (меньшие α). Большие индексы могут соответствовать коллимированию ветром. Например, в сферическом ветре с показателем политропы $5/3$, тепловое давления пропорционально $R^{-10/3}$, а динамическое давления пропорционально $R^{-5/2}$. Таким образом, ветер от диска, который становится практически сферическим по мере удаления от поверхности диска может эффективно удерживать релятивистский струйный выброс с почти конической внешней границей. Отметим в этой связи, что в работе [38] предлагается, что коллимированный струйный выброс обязательно должен удерживаться внешним давлением с профилем $\alpha \lesssim 2$. Полученные результаты

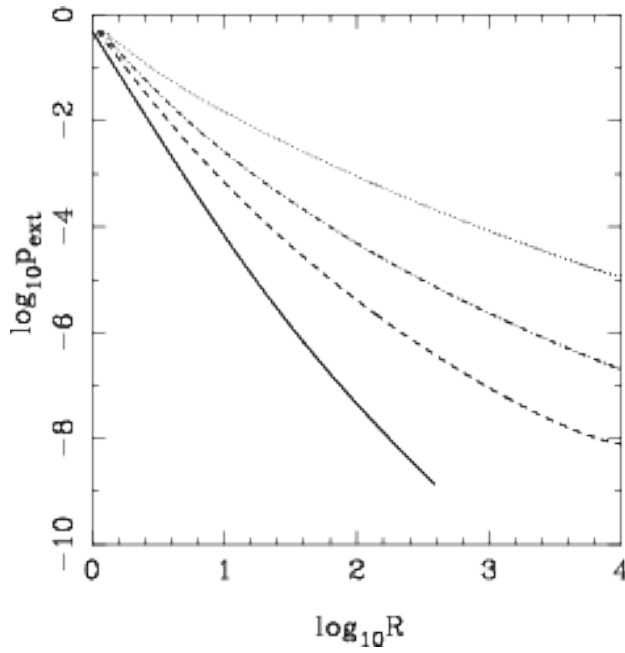


Рис. 1.39. Распределение давления окружающей среды необходимое для поддержания коллимации в рассчитанных струйных выбросах. Модель JA2 – сплошная линия; модель JB2 – штриховая линия; модель JC2 – штрихпунктирная линия; модель JD2 – пунктирная линия.

показывают, что более высокие значения эффективного показателя степени также возможны.

Несмотря на то, что данный раздел исследования сосредоточен на струйных выбросах от АЯГ, следует отметить, что релятивистские течения с конечным лоренца-фактор ~ 10 были обнаружены и в галактических рентгеновских двойных источниках, которые включают как черные дыры так и нейтронные звезды [например, 115]. Были выдвинуты аргументы в поддержку возможности того, что средние лоренц-факторы в этих источниках сопоставимы с величинами полученными в АЯГ [222]. Магнитный механизм ускорения, обсуждаемый в данном исследовании, является вероятным кандидатом запускаящем струйные выбросы из рентгеновских двойных [например, 193]. Однако, даже если струйные выбросы в рентгеновских двойных аналогичны по своей природе струйным выбросам из АЯГ, на данный момент последние

остаются наилучшими объектами для наблюдений, с помощью которых можно было бы проверить и ограничить модели.

1.6.2. Возможное применение результатов к струйным выбросам гамма-всплесков.

Уровень наблюдательных данных гамма-всплесков еще не достигли такой стадии, когда основные параметры течений отвечающих за излучение основного γ пика и фазы послесвечения стали хорошо известны. Еще не достигнуто общее согласие об угловой структуре, степени коллимации, расстоянии от центрального источника или состава струи ГВ. Эти параметры могут значительно отличаться от всплеска к всплеску. Анизотропии γ -излучения за счет релятивистских эффектов еще более усложняет проблему, так как всплеск может иметь совсем другой вид, если наблюдать с разных углов зрения. В этом разделе проверяются полученные результаты на соответствие современным, пока не очень строгим, наблюдательным ограничениям и показываются возможные ориентиры для будущих наблюдений.

Максимальная величина лоренц-фактора в наших численных моделях параболического струйного выброса была $\sim 100 - 300$, что близко к величине характерной для длинных и коротких ГВ. Причем она достаточно велика, для того, чтобы быть уверенным, что основные свойства ускорения течения в ультрарелятивистском режиме воспроизводятся. Несмотря на то что реальные выбросы из ГВ могут быть даже быстрее [например 191], аналитические результаты, проверенные нашими расчетами, могут использоваться для исследования таких течений с высокой степенью надежности.

Для того чтобы делать детальное сравнение между теорией и наблюдениями необходимо определить характерный радиус светового цилиндра у источника струйного выброса. В случае нейтронной звезды с периодом вра-

щения порядка нескольких миллисекунд

$$r_{lc} = \frac{cT}{2\pi} \simeq 5 \times 10^6 \left(\frac{T}{1 \text{ ms}} \right) \text{ см},$$

и в случае черной дыры с максимальной скоростью вращения

$$r_{lc} = 4r_g \approx 6 \times 10^5 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ см}.$$

Таким образом, $L = 10^6$ см это характерная шкала размеров для подобных задач.

С учетом продленного характера магнитного ускорения, первый вопрос, который нужно решить, возможно ли получить лоренц-факторы полученные из наблюдений в нашей модели на масштабах размеров зоны γ -излучения. В соответствии с уравнениями (1.44) и (1.48),

$$R \simeq 10^{12} \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^3 \text{ см}$$

для параболоидного струйного выброса с $b = 3/2$ и $b = 3$, получаем

$$R \simeq 10^{10} \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^2 \text{ см}$$

для параболоидного струйного выброса с $b = 2$ соответственно. Эта оценка меньше чем расстояние области излучающей в гамма диапазоне полученное из наблюдаемых времен переменности в моделях ГВ с внутренними ударными волнами,

$$R_\gamma \sim \Gamma^2 c \delta t = 3 \times 10^{13} \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^2 \left(\frac{\delta t}{0.1 \text{ s}} \right) \text{ см},$$

где δt – время переменности [к примеру 254]. Причем, недавние наблюдения на спутнике Swift указывают даже на большее расстояние ($\sim 10^{15} - 10^{16}$ см; с.м. [176, 202]). Теория, таким образом, в данном вопросе соответствует наблюдательным данным.

Следует подчеркнуть, что приведенные выше результаты были получены в рамках идеальной и осесимметричных МГД. На самом деле, различные неустойчивости и, в частности неосесимметричные возникающие вблизи оси струйного выброса, могут приводить к магнитным пересоединениям и прочим механизмам выделения тепла. Интересно отметить в этой связи, что диссипация потока Пойтинга естественным образом создает отрицательный градиент магнитного давления (связанный с азимутальной компонентой магнитного поля) вдоль потока, и в работах [с.м. 109, 110] утверждалось что этот процесс был в состоянии (сам по себе) ускорить течение до высоких значений лоренц-фактора. В связи с этим проведенное нами моделирование проведенное в рамках идеального МГД может лишь рассматриваться как нижний предел на величину лоренц-фактора в моделированных струйных выбросах.

Связанный с предыдущим обсуждением вопрос, это что же служит удерживающей средой, которая необходима для формирования профиля степенного ускорения описанного в уравнении (1.48). Если в случае длинны/мягких ГВ коллимация производится внешним давлением внешней звездной оболочкой возмущенной ударной волной, как это предполагалось в [25, 26, 300], то ускорение должно произойти на расстоянии меньше чем радиус звезды, $R_s \sim 10^{11} - 10^{12}$ см. Ниже по течению, при покидании звездной оболочки, струйный выброс должен перейти в режим свободного (баллистического) расширения, как в модели Е. Недавние, более подробные, исследования [с.м. 172, 301] этого режима показали что, при выходе потока в зону с пониженным давлением от внешней поверхности струйного выброса во внутрь начинает распространяться волна разряжения. Эта волна приводит к оттоку в бок со скоростью близкой к Альфвеновской ($\Gamma_r \sim \sigma(R_s)^{1/2}$), что приводит к дополнительному ускорению до скоростей $\Gamma_\infty \sim \Gamma_r \Gamma_0(R_s) < \mu$. Причем, даже без привлечения дополнительного ускорения на волне разрежения, полученное из размера зоны ускорения ограничение на величину Γ_∞ удовлетворяет

недавним ограничениям на лоренц-фактор [с.м. к примеру 361].

Альтернативная возможности коллимации струйного выброса в ГВ связана с ветром от поверхности аккреционного диска окружающего центральный объект [с.м. к примеру 182]. Этот механизм является основным кандидатом в коротких/жестких ГВ, которые, скорее всего, не связаны с нормальными звездами. В этом случае, коллимация может происходить естественным образом, когда отток запущенный диском и центральным источником являются частями одного общего течения [к примеру 300]. Тем не менее, течение может содержать ударные волны, возникающие на границе этих двух компонент [с.м. 22, 75]. Если струйный выброс ГВ и ветер от диска стартуют одновременно, пространственный размер коллимирующей зоны можно оценить как

$$R_{\text{wind}} \approx 3 \times 10^9 \left(\frac{v_{\text{wind}}}{0.1 c} \right) \left(\frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right) \text{ cm}, \quad (1.61)$$

где v_{wind} – средняя скорость истекающего ветра и Δt это продолжительность ГВ (нормировка подобрана в соответствии с параметрами коротких/жестких ГВ). Эту величину нужно сравнить с теоретическим соотношением между величинами R и Γ , которая для $\Gamma = 30$ (что являющаяся пределом снизу для величины Γ_{∞} в коротких/жестких ГВ; с.м. [234]) дает $R \approx 3 \times 10^{10}$ для $b = 3/2$ или $b = 3$ и $R \approx 9 \times 10^8$ для $b = 2$. Это сравнение показывает, что за время Δt , не релятивистское истечение от диска может сформировать оболочку вокруг ускоряющегося струйного выброса. Учитывая то, что размер диска который формируется при слиянии компактных двойных систем (НС-НС или НС-ЧД), которые, скорее всего, производят короткие/жесткие ГВ, не превосходят в начальный момент нескольких $\times 10^6$ (что значительно меньше величины цилиндрического радиуса струйного выброса ожидаемого при его ускорении), значимая коллимация возможна только если ветер имеет существенную инерцию, что приводит к требованию на отношение полных энергий

ветер/струя в виде $\gg 1$ [см. 182]. Если начальная магнетизация короткого/жесткого и длинного/мягкого ГВ сравнима, можно ожидать, что в среднем короткие/жесткие ГВ будут менее релятивистские чем длинные/жесткие ГВ. Дополнительное предсказание, которое может быть проверено в будущем, что короткие/жесткие ГВ должны быть менее коллимированы, в среднем, чем длинные/жесткие ГВ.

Модель излучения основного импульса ГВ на обратной ударной волне, подразумевает подкачку энергии за счет столкновения релятивистских "оболочек" [к примеру 254]. Такой сценарий требует того чтобы в струйном выбросе доминировала кинетическая энергия над магнитной в районе где происходит основная часть излучения, иначе замедление потока и диссипация энергии на быстрых ударных волнах оказывается слишком медленной (или если течение неоднородно, тогда сильно вырастают энергетические ограничения снизу). Численные решения представленные в этой главе показывают возможность эффективной переработки магнитной энергии в кинетическую с эффективностью $\gtrsim 50\%$, достигаемой в конце процесса ускорения по степенному закону. Тем не менее, расстояние от центрального источника до области излучения R_γ накладывает ограничение на начальную магнетизацию струйных выбросов ГВ в рамках данной модели. Используя уравнение (1.51), получаем

$$\mu \approx 2\Gamma_\infty < 2 \left(\frac{r_\gamma}{r_{lc}} \right)^{(b-1)}, \quad (1.62)$$

где величина $(b - 2)$ была заменена 1 если $b \geq 2$. Для параболоидальных струйных выбросов с $b = 3/2$ или $b = 3$ получаем (принимая $R_{lc} \approx r_{lc}$)

$$\mu < 100 \left(\frac{R_\gamma}{10^{12} \text{ см}} \right)^{1/3}, \quad (1.63)$$

в свою очередь для $b = 2$ получаем

$$\mu < 10^3 \left(\frac{R_\gamma}{10^{12} \text{ см}} \right)^{1/2}. \quad (1.64)$$

В рамках приближения $\Gamma_\infty \dot{M}_j c^2 \approx \mathcal{E}/\Delta t$, где $\mathcal{E}$ это кинетическая энергия течения, получаемая из наблюдений послесвечения и Δt это продолжительность всплеска, можно оценить темп потери массы в струйном выбросе как

$$\dot{M}_j \approx 5.6 \times 10^{-8} \left(\frac{\mathcal{E}}{10^{51} \text{ эрг}} \right) \left(\frac{\Delta t}{10 \text{ с}} \right)^{-1} \left(\frac{\Gamma}{10^3} \right)^{-1} M_\odot \text{ с}^{-1}, \quad (1.65)$$

где нормировка произведена для случая длинного/мягкого ГВ. Эта величина значительно меньше ожидаемой величины темпа аккреции на центральную ЧД в модели коллапсара ($\sim 0.05 - 1 M_\odot \text{ с}^{-1}$; с.м. [259]) и поднимает проблему малой загрузки веществом струйного выброса ГВ. Такое истечение с относительно малым темпом потери массы может быть сформировано если оно начинается на магнитных силовых линиях уходящих к горизонту вращающейся ЧД и выкачивает ее энергию вращения за счет БЗ механизма [с.м. 181]; в таком случае течение изначально будет без барионов и, возможно, требует дополнительный впрыск барионов со стороны в процессе движения наружу [106]. Альтернативное объяснение низкой загруженности веществом возможно в случае если струйный выброс запускается (к примеру давлением излучения) от диска с магнитным полем практически параллельным оси вращения (угол отклонения $\lesssim 15^\circ$) [31]. Так же отток с низкой загрузкой веществом возможен в случае когда струйный выброс запускается быстро-вращающейся НЗ, которая остывает со временем (более подробное обсуждение этой проблемы можно найти в Главе 2).

Модель излучения ГВ на внутренних ударных волнах подвергалась сомнению с точки зрения высокой эффективности излучения, которую она требует, эти сомнения только возросли после получения новых данных со спутника Swift [с.м. 129, 176]. В литературе появилось (и продолжает появляться) много предложений по пересмотру и модификации модели в связи с новыми данными (с.м. к примеру [155]). Возможно, что основной альтернативой настоящей картине может выступать гипотеза, что основной пик излучения про-

исходит напрямую при диссипации магнитной энергии, без первоначальной ее конверсии в кинетическую [с.м. 176], что позволяет побороть проблему высокой эффективности излучения которая стоит перед моделью основанной на внутренних ударных волнах. Однако, в работе [200] показано, что процесс диссипации магнитной энергии за счет пересоединений происходит относительно медленно с характерным временем большим или равным времени ускорения струи. Несмотря на то, что магнитная диссипация в принципе может рассматриваться и в МГД моделях [с.м. 110], возможно, наиболее экстремальной реализацией этой идеи проявляется в рамках магнитодинамических моделей, в которых истечение при ГВ остается магнитно-доминированным (и до быстромагнитозвуковым) в области основного γ -излучения [с.м. 62, 203]. При этом следует отметить, что некоторые предложенные интерпретации наблюдений со спутника Swift противоречат этому предельному случаю. В частности, было предложено, что излучение послесвечения возникает непосредственно на обратной ударной волне движущейся по истекающей струе [e.g. 123, 317], что маловероятно если истечение ГВ сильно магнитно-доминированно. Дальнейший анализ подобных моделей возможно в будущем полностью закроет сценарий когда излучающий регион является магнитно-доминированным .

Как уже обсуждалось в разделе 1.5.3, ключевым предсказанием магнитной модели ускорения является обратная пропорциональность между лоренц-фактором вдоль поверхности постоянного магнитного потока и $\tan \theta_v$ этой же поверхности в случае параболоидного струйного выброса с $b \leq 2$ (с.м. уравнение 1.49). Для малых углов полу-раскрытия и b не очень близком к 1 этот результат можно представить в виде $\Gamma \theta_v \approx 1$. Это значит, что выброс из ГВ с $b \leq 2$ при достижении $\Gamma \sim 100$, что примерно соответствует нижнему пределу для длинных/мягких ГВ, должен иметь при этом угол полу-раскрытия $\theta_v \sim 0.6^\circ$, практически независимо от деталей процесса ускорения. Более поздних работах [172, 301] было показано, что при покидании выбросом зоны

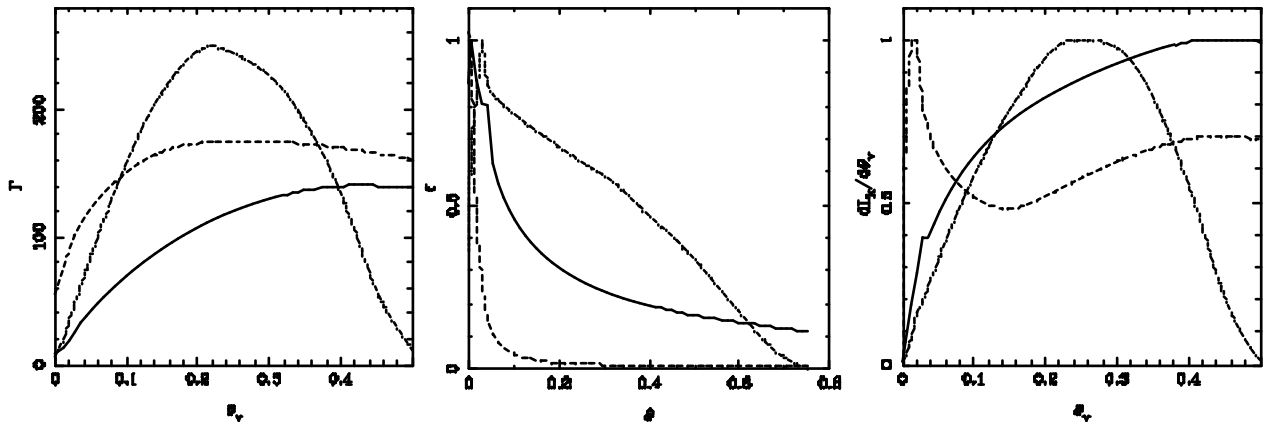


Рис. 1.40. Угловое распределение лоренц-фактора (левая панель), поток кинетической энергии в единицу телесного угла в направлении движения потока (средняя панель), и поток кинетической энергии через кольцо единичной ширины (правая панель) в асимптотическом режиме, представлены в зависимости от полярного угла. Угол θ приводится в градусах, а распределения на средней и правой панели нормированы на единицу. Сплошная линия показывает модель B2, штриховая линия модель B2H, и штрихпунктирная линия модель D.

коллимации (это может быть край звезды или зоны коллимирующего ветра от аккреционного диска) возможно дополнительное ускорение внешних областей струи. Это ускорение обусловлено прохождением волны разряжения от внешней границы в глубь струи. При этом угол раскрытия струйного выброса практически не меняется, но лоренц-фактор может увеличиться 10 – 30 раз и достичь значения близкого к равновесному (магнитная энергия порядка кинетической).

Распределение конечного лоренц-фактора и потока кинетической энергии поперек струйного выброса напрямую влияет как на кривую блеска послесвечения ГВ [с.м. 128], так на статистические свойства ГВ [с.м. 235] и возможность детектирования послесвечений "сирот" (послесвечений без детектирования главного импульса ГВ к примеру [236]). Для прояснения природы струйных выбросов и процесса их ускорения, было бы полезно провести сравнения теоретических моделей с наблюдательными данными. Для облегчения этой

проблемы, на рисунке 1.40 приведены конечные распределения лоренц-фактора и потока кинетической энергии поперек струйного выброса полученные в расчетах.

Для начала рассмотрим распределение Γ_∞ . На левой панели Рис. 1.40 показано, что во всех случаях лоренц-фактор уменьшается при приближении к оси струйного выброса — это общее свойство осесимметричных, идеальных МГД механизмов ускорения, поскольку азимутальное поле и поток Пойтинга исчезают вблизи оси.

Это свойство может, однако, не проявляться, когда принимаются во внимание не осесимметричные неустойчивости и/или резистивные потери магнитной энергии (которые не включены в наше исследование). На самом деле, было обнаружено, что из-за численной вязкости даже в полученных решениях величина $\Gamma \neq 1$ при $\theta = 0$. В случае изначально горячего течения $\Gamma(\theta = 0) > 1$ оказывается за счет теплового разгона. В первоначально холодном течении, которое имеют равномерное вращение и равномерное распределения плотности вещества в основании, Γ достигает максимума на границе струйного выброса. Однако, если поток оказывается изначально горячим, анизотропия распределения лоренц-фактора в струе уменьшается. Приближение равномерного вращения является оправданным при описании моделей магнетара или намагниченной черной дыры в качестве центрального ротатора (см. Главы 2 и 3). Предположение об однородном распределении потока массы в основании струи является не столь надежным предположением: например, когда основным источником вращения является черная дыра степени барионной или лептонной нагрузки, вероятно, будет выше у границы струи за счет различных взаимодействий границы с окружением струи [с.м. 183]. Такое распределение массы приведет к снижению финального лоренц-фактора вблизи границы по сравнению с в нашими моделями. Если внутренние области аккреционного диска осуществляют основной энергетический вклад

в магнитную компоненту струи ГВ, то модель с дифференциальным вращением, когда Ω уменьшается от центра, оказывается более реалистичной. Как видно из рисунка, в этом случае финальный лоренц-фактор достигает пикового значения на промежуточных углах. Причем, на практике, может быть трудно отличить этот случай от случая с равномерным вращением и с неоднородной нагрузкой веществом.

Обратимся теперь к распределению потока энергии в струйном выбросе в асимптотическом режиме, напомним, что наблюдательные проявления этого потока энергии сильно зависят от релятивистского эффекта усиления — в случае, когда часть этой энергии рассеивается и превращается в излучение. Это излучение будет усилено в направлении движения соответствующего элемента жидкости, с углом раскрытия θ_v . Большинство феноменологических моделей гамма-всплесков предполагает, что струя имеет коническую форму. Таким образом, угол тока, θ_v равен θ , полярному углу элемента жидкости. В нашей модели линии тока изогнуты и асимптотически их форма близка к форме границы (за исключением цилиндрического ядра). Соответственно, $\theta_v \simeq \theta/a$. Рассматривая элементы поверхности нормальные линиям координат η (линиям тока) $d\Sigma_\eta = \sqrt{g_{\phi\phi}g_{\xi\xi}}d\phi d\xi$, где $g_{\phi\phi}$ и $g_{\xi\xi}$ являются компонентами метрического тензора. таким образом, в асимптотическом режиме $\theta, \theta_v \ll 1$, можно записать $d\xi = az^{1-1/a}d\theta_v$, $g_{\phi\phi} = r^2$ и $g_{\xi\xi} = z^{2/a}$ (смотри Приложение А.1), и следовательно

$$d\Sigma_\eta = a^2 z^2 d\omega,$$

где $d\omega = \theta_v d\theta_v d\phi$ является телесный угол определенный касательными к линиям тока проходящим через элемент поверхности. Поток энергии протекающий через единичный телесный угол определяется выражением

$$dL/d\omega \equiv \epsilon = S^\eta a^2 R^2,$$

где S^η – компонента плотности потока энергии в направлении η .

На средней панели Рис. 1.40 показано распределение плотности потока кинетической энергии в единичный телесный угол, ϵ (распределение плотности потока полной энергии имеет очень похожий вид). Видно, что во всех моделях пики в распределении расположены очень близко к $\theta = 0$. Причина такого поведения, которое казалось бы противоречит распределению лоренц-фактора, показанной в левой части рисунка, в том, что распределение плотности поперек струи весьма неоднородное, поток плотности вещества имеет пик вблизи оси симметрии за счет эффективной коллимации течения в этом регионе (см. Рис. 1.15–1.18). На правой панели Рис. 1.40 показано распределение $\epsilon\theta$: эта величина говорит о том, как мощность струи распределяется между кольцами одинакового размера в направлении θ . Отметим, что в модели В (равномерное вращение у основания) больше энергии поступает из внешнего кольца, в модели D (дифференциальное вращение) из промежуточного кольца, а в модели В2Н (изначально горячая струя) реактивной мощности распределяется более равномерно.

Полученные распределения $\Gamma(\theta)$ и $\epsilon(\theta)$ существенно отличаются от тех, что обычно приняты в феноменологических моделях струйных выбросов ГВ, которые либо принимаются однородными поперек течения в пределах угла полу-раскрытия θ_j , либо предполагается, что поток имеет универсальную структуру, с ϵ в виде гауссианы или степенной функции от θ (в частности, $\epsilon \propto \theta^{-2}$; [268]) не центрального ядра выброса¹⁶. Структура течения полученная в нашей модели также отличается от модели с “полым конусом”, где поток

¹⁶ В рамках бессилового приближения в моделях ГВ предполагается, что ток течет вдоль оси вращения и возвращается через экваториальную плоскость, это приводит к распределению энергии $\propto \theta^{-2}$ в соответствующей электромагнитной оболочке [на пример 62, 203]. Возможно, что универсальная структура течения с $\epsilon \propto \theta^{-2}$ потенциально может быть воспроизведена релятивистской струей ГВ с различными начальными распределения энергии при выходе ее на поверхность массивной звезды-прародительницы [177].

занимает область $\theta \in [\theta_j - \Delta\theta, \theta_j]$ [к примеру 113, 177]. Хотя распределение лоренц-факторов напоминает такой конус, распределения кинетической энергии на самом деле имеют пики вблизи оси симметрии. Кроме того, в отличие от феноменологической модели "полый конус" рассматриваются в литературе, в которых $\Delta\theta \ll \theta_j$, наши решения дают конфигурации с $\Delta\theta \sim \theta_j$. Подробные наблюдательные проявления последствий этих структур еще предстоит изучить.

1.7. Заключение.

1.7.1. Общие свойства ускорения струйных выбросов из АЯГ и ГВ.

В настоящей главе представлены результаты релятивистского, идеально-го МГД численного моделирования струйных выбросов из АЯГ. Численный код, используемый в этих симуляциях, был специально разработан для этой задачи. В отличие от большинства предыдущих численных схем, которые моделировали релятивистские МГД-струи, использованный в данной работе код не требует большой искусственной вязкости для численной устойчивости и хорошо подходит для исследований двумерных стационарных потоков, которые движутся вдоль вычислительной сетки. Чтобы избежать численной диссипации, возникающей на границе с окружающей средой, было использовано следующее упрощение, поток ограничивался боковой твердой стенкой. Форму стены принималась как параболоид вращения или конуса и использовались соответствующие эллиптические или сферические координаты для оптимизации разрешения, а также выравнивания начального потока с вычислительной сеткой. Кроме того, был внедрен метод продления расчетной области, который позволил следить за потоком на шкалах $\sim 10^4 - 10^6$ раз больше, чем размер начальной границы, что имело решающее значение для

способности исследовать природу ускорения МГД струйных выбросов до высоких лоренц-факторов. Чтобы обеспечить самосогласованность этой процедуры, было разработано граничное условие, чтобы конус Маха быстрых магнитозвуковых волн указывал наружу на границе между данной расчетной областью сетки и последующей, и проверялось, что это условие выполняется на каждом из соответствующих интерфейсов расчетной области.

Используемая тщательно разработанная численная схема позволила в первый раз в мире моделировать магнитное ускорение и коллимацию релятивистских струй до стадии насыщения. В частности, было показано, что изначально магнитно доминированное течение может эффективно ускоряться до больших лоренц-факторов с эффективностью (определяемой как отношение конечного потока кинетической энергии к общему потоку энергии) $\gtrsim 50\%$. Как и ожидалось из предыдущих полуаналитических (радиально автомодельных) решений для стационарных решений, процесс ускорения очень растянут в пространстве. Было показано, что наши моделируемые течения неизменно устанавливаются в устойчивое состояние, что предполагает (хотя эта проблема и не рассматривалась явно), что результирующие конфигурации течений по своей природе не нестабильны (по крайней мере, для осесимметричных возмущений), хотя можно предположить, что установленная внешняя жесткая стенка оказывает стабилизирующее влияние в этом отношении и исключает по конструкции любые эффекты прямого взаимодействия с окружающей средой [влияние внешней стенки можно увидеть в работе 22]). Было установлено, что свойства полученных конечных конфигураций течений качественно очень сходны с свойствами автомодельных решений для струйных выбросов в АЯГ для [331] и в определенных пределах не зависят ни от наложенной формы внешней границы, ни от распределения начального полоидального тока на внутренней границе. (Мы исследовали различные боковые границы в цилиндрических координатах, начиная от $z \propto r$ до $z \propto r^3$ и распределением

тока, который замыкается либо внутри струи, либо на ее внешней границе).

Было предложено физическое объяснение основного процесса ускорения и вариаций поведения между различными конфигурациями потоков, которые моделировались. Можно утверждать, что устойчивость процесса ускорения можно объяснить тем, что основная часть течения первоначально следует параболаидальными траекториями, перераспределяя полоидаальное магнитное поле, включая случай конической внешней границы. Была выделена связь между коллимацией потока, которая проявляется в изогнутых линиях тока и процесса ускорения. Коллимация в токопроводящем режиме обусловлена главным образом кольцевым напряжением магнитного поля, связанной с тороидаальной составляющей магнитного поля B_ϕ . Коллимация приводит к уменьшению величины $r^2 B_p$ (где B_p – полоидаальная компонента поля) вдоль полоидаальных линий тока. Последнее соответствует уменьшению потока Пойтинга вдоль течения и, следовательно, за счет сохранения полного потока энергии.импульса, приводит к ускорению. Перераспределение полоидаального магнитного поля приводит к формированию тока в направлении оси которые взаимодействуя с тороидаальным полем приводят к ускорению течения в целом. Предыдущие утверждения в литературе о том, что магнитное ускорение релятивистских потоков неэффективны, основывались на предположении, что линии тока имеют геометрию схожую с монополем, что является особым случаем, когда величина $r^2 B_p$ остается постоянной (или близким к константе) вдоль потока.

Было показано, что эффективность коллимации релятивистских струй может быть высокой, если они ускоряются от начального лоренц-фактора $\Gamma_0 \sim 1$. Можно утверждали, что опубликованные ранее результаты в литературе, которые утверждали, что на самом деле имели значительно больше Γ_0 . Как только поток достигает высокого лоренц-фактора, процесс коллимации замедляется из-за увеличенной инерции и роста электрической силы, которая

почти полностью уравнивает поперечную магнитную силу. Тем не менее, текущая центральная область наших моделируемых струйных выбросов коллимируется намного быстрее, чем наложенные границы, и достигает почти цилиндрической формы к тому времени, когда достигается конечный лоренц-фактор, снова полностью согласующийся с полуаналитическими автомодельными решениями (в которых также предполагается $\Gamma_0 \sim 1$). В моделях, где ток возвращается внутри течения, было обнаружено, что поток эффективно коллимируется также во внешней области обратного тока (в этом случае с помощью электрической силы, которая доминирует над поперечной магнитной силой, которая действует в противоположном направлении для композиции). Эффективная электромагнитная коллимация во всех наших моделях струйных выбросов, по-видимому, является причиной того, что наличие жесткой внешней границы не вызывает ударных волн внутри течения даже для самой быстрой коллимации внешних стенок ($r \propto z^3$).

В настоящем разделе рассмотрим различие решений в случае конечного лоренц-факторов $\Gamma_\infty \sim 10$, соответствующих струйным выбросам АЯГ, и $\Gamma_\infty \gtrsim 10^2$, соответствующие центральной машине ГВ. Большие значения Γ_∞ , достигнутые в настоящем исследовании, позволили сравнить результаты моделирования, выполненные с использованием уравнений идеальной релятивистской МГД, с асимптотическими аналитическими формулами, которые получаются из упрощенных МГД уравнений в пределе $\Gamma \gg 1$. Представленный анализ результатов также выигрывает от сравнения с полуаналитическими решениями, которые были получены в предположении радиальной автомодельности. Полученные выводы о магнитном ускорении ультрарелятивистских течений можно суммировать следующим образом.

1. Проведенные моделирования показывают, что механизм ускорения МГД остается устойчивым, даже когда конечный лоренц-фактор достигает

ультрарелятивистских значений ($\Gamma_\infty \gtrsim 10^2$). Моделируемые потоки быстро устанавливаются в квазиустойчивые и, по видимому, стабильные конфигурации. Стоит напомнить, что общая модель должна была бы включать неосесимметричные эффекты, которые не рассматривались.

2. Ключевым свойством магнитнодоминированных релятивистских потоков в идеальном МГД-режиме является пространственно растянутый характер их ускорения. Это свойство, впервые выявленное автомодельными решениями и впоследствии подтвержденное в умеренно релятивистском режиме (см. предыдущий раздел), также является отличительной характеристикой струйных выбросов, ускоренных до ультрарелятивистских скоростей. Для первоначально магнитно доминированных струйных выбросов, поверхности магнитного потока которых можно аппроксимировать параболоидами вида $z \propto r^b$ (при $b > 1$), лоренц-фактор в фазе основного магнитного ускорения возрастает как $\Gamma \simeq (b/\sqrt{b-1})z/r$ при $b \leq 2$ и $\Gamma \simeq r/r_{lc}$ при $b > 2$. После того, как (нарастающий) поток кинетической энергии становится сравнимым с (убывающим) потоком Пойтинга, рост Γ насыщается, а затем он увеличивается с гораздо меньшей скоростью.
3. Эффективность преобразования Γ_∞/μ суммарной впрыскиваемой энергии в кинетическую энергию в конце степенной фазы ускорения лежит в диапазоне 55–75% для первоначально холодных моделируемых параболоидных течений, эффективные показатели степени которых лежат в диапазоне $1 < b \leq 2$; эффективность меньше, чем больше начальная магнетизация (или, что то же самое, тем выше значение Γ_∞) и потенциально выше при $b > 2$. Более высокая эффективность достигается в струях с $b < 2$, которые были первоначально релятивистски горячи, по сравнению с соответствующим изначально холодным течением:

в этом случае эффективность ускорения ($> 50\%$ в горячей модели). Поток энергии в горячей модели изначально преобразуется в поток Пойтинга, тем самым уменьшая начальное тепловое ускорение течения и усиливая последующее магнитное ускорение.

4. В представленных моделях поток ограничен жесткой стеной, форма которой описывается $z \propto r^a$, с a от $2/3$ до 3 . Было проведено детальное аналитическое исследование взаимосвязи между ограничивающим распределением давления вида $p_{\text{ext}} \propto z^{-\alpha_p}$ и формой границы струи в асимптотическом режиме магнитного ускорения. Было найдено, что между функциональными формами распределения давления и формой границы существует взаимно однозначное соответствие. За исключением одного частного случая (для которого a остается близким к 2), струя становится точным параболоидом указанного выше вида, причем $a > 2$ для $\alpha_p < 2$ и $1 < a \leq 2$ для $\alpha_p = 2$. Когда $\alpha_p > 2$, струя не может поддерживать равновесие давления с окружающей средой и асимптотически принимает коническую форму. Эта ситуация воспроизводится в модели с расходящимся потоком $a \leq 1$. В этом случае внешние области струи становятся причинно несвязными (локальный открывающий угол между осью и линиями поля становится больше локального угла конуса Маха быстрых магнитозвуковых волн), и только самые внутренние области продолжают коллимацию и ускорение.
5. Оказалось, что для всех исследованных течений (независимо от того, протекает ли обратный ток внутри или снаружи струи) самые внутренние линии поля более сильно коллимируются, чем внешние, что указывает на «самоколлизацию» напряжением магнитного поля. Это перераспределение полоидальных линий поля внутри струи напрямую отвечает за высокую эффективность ускорения потока.

Струйные выбросы гамма-всплесков.

Полученные результаты можно применить к источникам ГВ, принимая во внимание ограничения, налагаемые свойствами основного импульса и послесвечения на свойства ультрарелятивистских струйных выбросов, которые, очевидно, приводят к явлению ГВ. Основные выводы получаются следующие:

1. Первоначально сильнозамагниченное течение с преобладанием потока Пойтинга могут быть ускорены до лоренц-фактора, превышающего минимум ($\Gamma \sim 10^2$). Такие величины в длинных/мягких ГВ могут быть достигнуты на расстоянии $\sim 10^{11} - 10^{12}$ см от быстро вращающейся ЧД или миллисекундного магнетара. Таким образом, большая часть ускорения длинных/мягких струйных выбросов ГВ может иметь место в модели коллапсара внутри типичной звезды-прародителя, оболочка которой обеспечивает естественную среду для коллимации струйного выброса. Отсутствие коллимации за пределами звезды может привести к радиальному расширению и взрывному ускорению (как выяснилось после наших работ), характеризуемому потерей причинно-следственной связи по струе и неэффективным ускорением после этого (подробное описание этого эффекта можно найти в следующих работах [172, 301]). Альтернативный механизм коллимации, который имеет особое значение для коротких/жестких ГВ, которые образуются путем слияния компактных звезд [66, 114, 127, 187, 245], а не коллапсом массивной звезды, — это дисковый ветер. магнитодинамический механизм ускорения предполагает, что минимальный лоренц-фактор, необходимый в коротких/жестких ГВ ($\Gamma \sim 30$), может быть достигнут на расстоянии, которое ветер от диска покрывает за время формирования струйного выброса и на протяжении самого всплеска, если ветер от диска (который также может быть магнитный), имеет по крайней мере умеренно релятивистскую ско-

рость ($\sim 0.1 - 1 c$) [260].

2. Модель МГД ускорения влечет за собой высокую ($\gtrsim 50\%$) асимптотическую эффективность преобразования инжектированной магнитной и тепловой энергии в кинетическую энергию для сильно коллимированных течений. Если начальная магнетизация имеет тот же порядок, что и предполагаемый лоренц-фактор струи GRB, $\sigma_0 \sim 10^2 - 10^3$, преобразование энергии может быть достигнуто на пространственном масштабе, который меньше, чем необходимый размер области излучения. Модель не противоречит таким сценариям ГВ, как внутренних ударных волн, так и фотосферная модель. При гораздо более высокой начальной магнетизации струя остается на этих масштабах сильно замагниченной, и основной импульс излучения ГВ должен быть связан с прямой диссипацией магнитной энергии. Полное рассмотрение динамики таких струй в контексте МГД потребует учета ускорения, вызванного процессом диссипации поля, и использования неидеального, релятивистского-МГД-кода.
3. Было найдено, что модель МГД ускорения струйного выброса накладывает ограничение на произведение лоренц-фактора и угол открытия линии тока в асимптотической области основной области ускорения: $\Gamma\theta_v \simeq 1$ вдоль параболоидных линий тока $z \propto r^b$, когда $b \leq 2$ (но b не слишком близко к 1) и $\Gamma\theta_v \propto z^{-(1-2/b)}$ (и, таким образом, достигая еще меньших значений в конце основной фазы ускорения) при $b > 2$. Эта особенность уникальна для идеального механизма МГД (но стоит помнить о взрывном ускорении на волне разряда, где это не так) и потенциально может отличить ее от альтернативных моделей, в частности классического сценария огненного шара (в котором $\Gamma\theta_v$ предполагается $\gg 1$ в конце области ускорения). В частности, это свойство подразумевает, что если длинные/мягкие струйные выбросы ГВ с $\Gamma \gtrsim 100$ магнитно

ускоряются, они должны быть коллимированы с $\theta_v \lesssim 1^\circ$. Этот результат согласуется с одной из интерпретаций «хвостов» основной фазы излучения ГВ, обнаруженных Swift, хотя это не единственное возможное объяснение очень малого угла коллимации. Это соотношение также указывает на то, что компонент потока излучающего в γ диапазоне может проявлять панхроматический излом на кривой блеска (соответствующий $\Gamma\theta_v \simeq 1$, уменьшающийся от значения > 1 до значения < 1) после того, как он входит в фазу послесвечения, хотя в принципе такой излом может вообще отсутствовать (это соответствует случаю когда $\Gamma\theta_v < 1$ конец зоны ускорения). Более поздний излом на кривой блеска может быть задетектирован, если течение имеет более одного кинематического компонента.

4. Модель магнитного ускорения также делает конкретные предсказания относительно угловых распределений конечного лоренц-фактора и кинетической и полной энергии на единицу телесного угла поперек струи, которая может быть исследована множеством методов. Эти распределения зависят от профиля замагниченности и содержания тепловой энергии в струйном выбросе на внутренней границе, что в принципе может быть ограничено наблюдениями. Общая характеристика этой модели состоит в том, что $\Gamma_\infty(\theta)$ убывает при уменьшении полярного угла θ вблизи оси симметрии.

Хотя аналитические оценки были получены в пределе, когда струя находится в бессиловом режиме. Стоит подчеркнуть, что основные параметры, представляющие интерес для астрофизических применений – включая скорость струи и эффективность преобразования магнитокинетической энергии – можно было бы получить только в магнито-динамическом приближении, а не в приближении бессиловой электродинамики, принятой в других недавних

полуаналитических и численных исследованиях. Представленные результаты согласуются с мнением о том, что основное различие между «сверхсветовыми» струйными выбросами в АЯГ и струйными выбросами в ГВ заключается в том, что последние имеют более высокую начальную магнетизацию (и, возможно, также более высокая начальная энтальпия), что приводит к их соответственно более высокому конечному лоренц-фактору. Если эта картина правильная, можно использовать наблюдения источников АЯГ и ГВ для вывода дополнительных аспектов одного и того же основного явления. Например, можно было бы воспользоваться тем, что область ускорения в струях АЯГ потенциально может быть разрешена радиоинтерферометрией для определения деталей процесса ускорения; тогда можно было бы рассмотреть следствия для струй ГВ, которые не могут быть непосредственно доступны для таких наблюдений. Следует отметить, что не исключен сценарий когда струйные выбросы в АЯГ изначально имеют высокую магнетизацию, но загрузка веществом происходит на большом расстоянии от основания струйного выброса (к примеру как в работах [292, 294] или [157, 252]).

Глава 2

Магнеторотационные взрывы гиперновых и гамма-всплесков.

2.1. Начальные условия.

Идеальная модель гиперновой/сверхновой должна отслеживать все фазы звездного взрыва, начало коллапса ядра, отскок ядра, задержанный взрыв, генерацию магнитного поля, образование магнитной полости и запуск магнитодоминированного струйного выброса. К сожалению, это все еще выходит за рамки текущих вычислительных возможностей, и необходимо сделать некоторые упрощения. Здесь расчет начинается с точки, когда сильное магнитное поле только-только появилось на поверхности уже сформированного ПНЗ. Для учета предыдущих этапов взрыва было предположено, что ПНЗ окружен горячим пузырем с большим количеством энергии, принесенной нейтрино. Пузырь окружен коллапсирующей звездной оболочкой.

Гравитационное притяжение ПНЗ вводится через метрику Шварцшильда в координатах Бойера-Линдквиста, $\{\phi, r, \theta\}$. Двумерная вычислительная область $(r_0 < r < r_1) \times (0 < \theta < \pi)$, где r_0 соответствует радиусу ПНЗ и $r_1 = 10^4$ км. Полная масса внутри области мала по сравнению с массой ПНЗ, что позволяет игнорировать ее самогравитацию. Сетка равномерна по θ , где она имеет 200 ячеек и почти равномерна в $\log(r)$, где у нее 430 ячеек, линейный размер ячейки в обоих направлениях одинаковый.

2.1.1. Протонейтронная звезда.

Эволюция не вращающейся протонейтронной звезды с массой $M = 1.4M_{\odot}$ подробно изучалась [84]. Согласно этому исследованию временная шкала де-

лептонизации довольно длинная, она занимает около 5 секунд, пока не потеряется половина лептонов внутри $M(r) < 0.5M$. Однако временная шкала сокращения намного короче - для уменьшения радиуса звезды до $\simeq 15$ км требуется только $\simeq 250$ мс (см. Рис.5 в [84]). Используя эти результаты, масса и радиус ПНЗ были зафиксированы на значениях $M = 1.4M_\odot$ и $r_0 = 15$ км соответственно, а период вращения был выбран $P = 2$ мс.

Чтобы установить граничные условия на поверхности ПНЗ, использовались результаты численных моделей с высокой разрешающей способностью ветров ПНЗ [219, 306]. Температура газа в граничных ячейках равна $T_0 = 4$ МэВ, что характерно для горячей новорожденной ПНЗ, а плотность равна $\rho_0 = 3 \times 10^9$ г см $^{-3}$. Эта плотность соответствует границе раздела между очень тонкой экспоненциальной атмосферой ПНЗ и ее ветром. Исходное магнитное поле принималось чисто полоидальным с тороидальной компонентой векторного потенциала

$$A_\phi = f(r) \frac{B_0 r_0^3}{2r} \sin^2 \theta, \quad (2.1)$$

где

$$f(r) = \begin{cases} 1 - ((r - r_0)/(r_c - r_0))^2 & \text{if } r < r_c \\ 0 & \text{if } r > r_c, \end{cases} \quad (2.2)$$

$B_0 = 10^{15}$ Гс и $r_c = 1.8r_0$ ¹. Для уравнения $f(r) = 1$ 2.1 описывает магнитный диполь силы B_0 при $r = r_0$, $\theta = 0$. Маскирующая функция (2.2) перепределяет линии магнитного поля внутри сферы радиуса r_c без изменения распределения магнитного потока по поверхности ПНЗ. Это распределение (на поверхности ПНЗ) сохраняется на протяжении всего времени моделирования. Радиальная скорость в граничных ячейках установлена равной нулю, а отток вещества через границу определяется путем решения задачи Римана

¹ Здесь приведен компонент векторного потенциала в ненормированной системе координат. Всюду в этой главе компоненты векторов измеряются с использованием нормированных оснований.

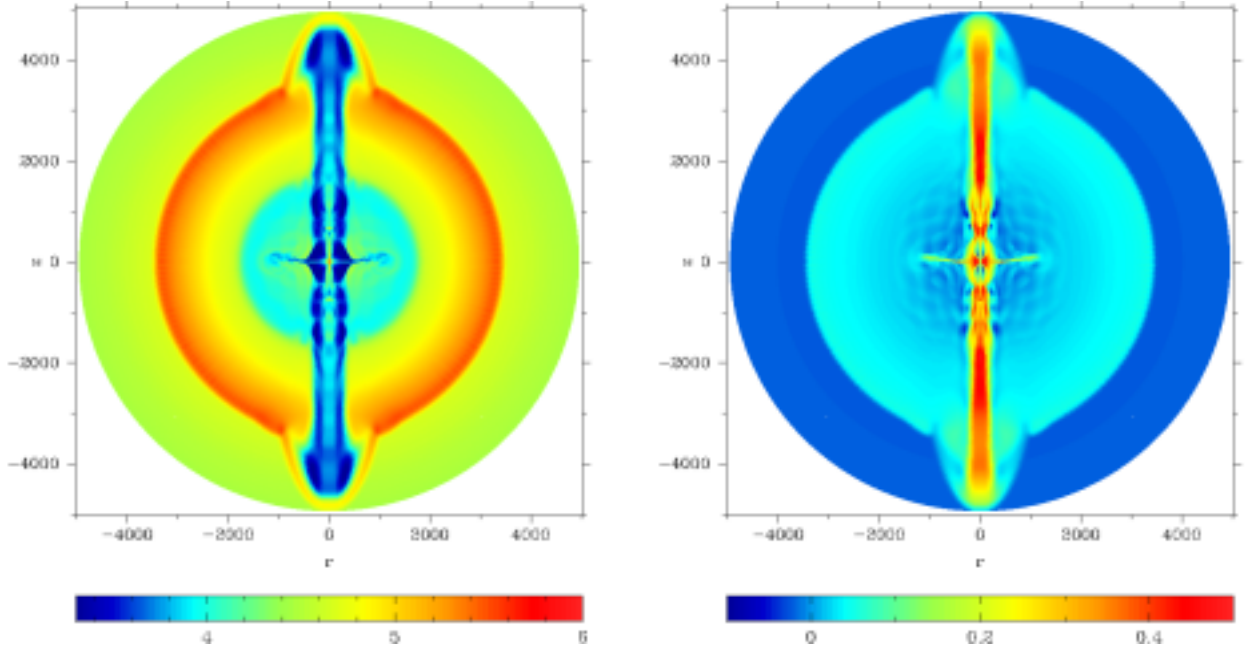


Рис. 2.1. Модель A в момент времени $t \simeq 200$ мс. Левая панель: $\log_{10}\rho$, измеренная в г см^{-3} . Правая панель: Радиальная скорость, v^r/c . Длина единицы во всех фигурах в этой статье равна $\mathcal{L} = GM/c^2 \simeq 2$ км. Динамический диапазон цветowych графиков не всегда отражает полный диапазон изменения представленной величины, он выбран для создания более показательных изображений.

на границе раздела.

Предполагалось, что светимость нейтрино каждого вида определяется формулой чернотельного излучения

$$L_\nu = 1.20 \times 10^{26} \pi r_0^2 c \left(\frac{T_0}{1 \text{ МэВ}} \right)^4 \frac{\text{эрг}}{\text{с}} \simeq 6.5 \times 10^{51} \frac{\text{эрг}}{\text{с}} \quad (2.3)$$

и что средняя энергия нейтрино равна $e_\nu = 3.15 T_0 = 12.6$ МэВ. Это упрощение вряд ли в значительной степени оказывает сильное влияние темп замагниченного ветра от ПНЗ.

2.1.2. Коллапсирующая звезда.

Здесь была использована простая модель коллапсирующей звезды [50]. Радиальная скорость

$$v_{\text{ff}}^r = (2GM/r)^{1/2}, \quad (2.4)$$

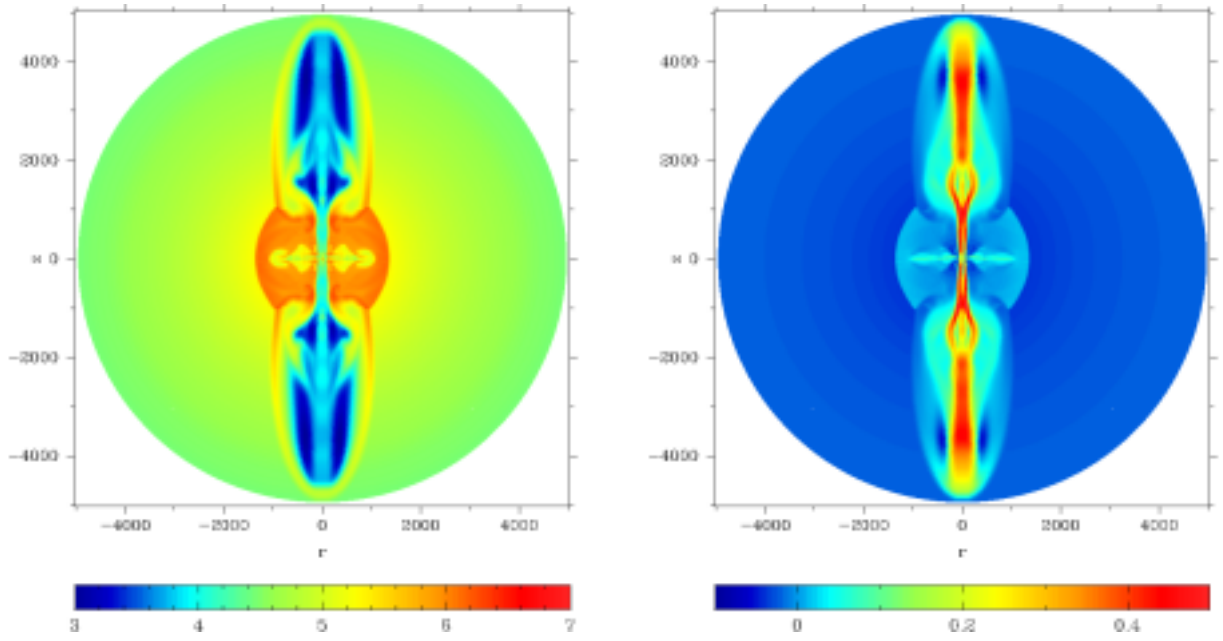


Рис. 2.2. Тоже что и на рисунке 2.1, но для модели В в $t \simeq 200$ мс.

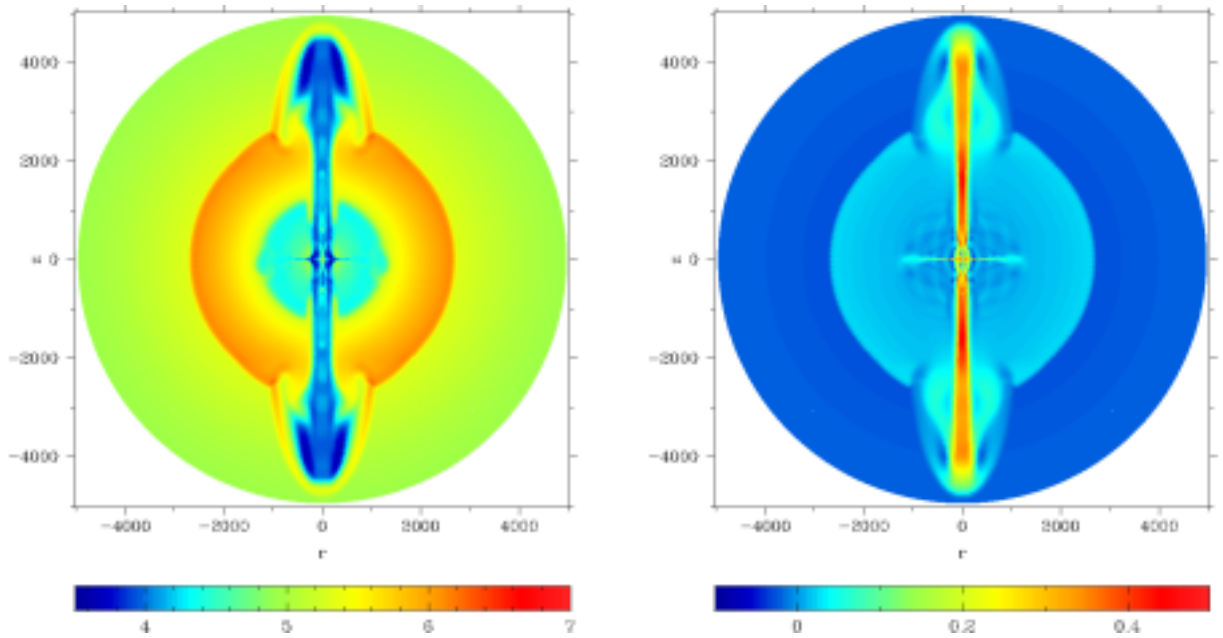


Рис. 2.3. Тоже что и на рисунках 2.1,2.2, но для модели С в $t \simeq 277$ мс.

и плотность

$$\rho = C_1 \times 10^7 \left(\frac{t_s}{1 \text{ с}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{10^7 \text{ см}} \right)^{-3/2} \text{ г см}^{-3}, \quad (2.5)$$

где C_1 – коэффициент между 1 и 10 [50] и t_s – время от начала коллапса.

Соответствующее аккреционный темп и динамическое давление равны

$$\dot{M} = 0.038 C_1 \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{t_s}{1 \text{ с}} \right)^{-1} M_\odot \text{ с}^{-1}, \quad (2.6)$$

$$p_{\text{ram}} = 3.7 \times 10^{26} C_1 \frac{M}{1.4 M_\odot} \left(\frac{t_s}{1 \text{ с}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{10^7 \text{ см}} \right)^{-5/2} \frac{\text{г}}{\text{см с}^2} \quad (2.7)$$

соответственно. Поскольку в симуляциях фиксировалась масса ядра до $M = 1.4 M_\odot$, модель полностью определяется комбинацией C_1/t_s . Для ядра радиуса $r_c = 10^9$ см и массы $1.4 M_\odot$ продолжительность коллапса может быть оценена как $t_c = 2r_c/3v_{\text{ff}} \simeq 1$ с. Временной масштаб задержанного взрыва, вероятно, будет составлять около нескольких десятков секунд после отскока [50]. Таким образом, значение t_s относительно хорошо ограничено, и оно было зафиксировано как $t_s = 1$ с. Поскольку ГВ в настоящее время связаны с массивными прородителями, рассматривались следующие значения $C_1 = 3, 9$.

Для учета вращения звезды сверхновой, удельный угловой момент аккрецируемому веществу принимался

$$l = l_0 \sin^2 \theta \quad (2.8)$$

где $l_0 = 10^{16} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Эта величина немного больше чем угловой момент l на экваторе ПНЗ, $\simeq 7 \times 10^{15} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ но все еще не достаточен для формирования диска вокруг магнетара. В действительности, вращение практически не влияет на результаты моделирования.

Уравнения (2.4,2.5,2.8) также устанавливали значения во внешних граничных ячейках.

Model	A	B	C	D
C_1	3	3	9	9
C_2	1	0.1	1	0.1

Таблица 2.1. Параметры моделей использованные для моделирования магнетара.

2.1.3. Модель горячего пузыря.

Внешний радиус горячего пузыря принимался равным $r_b = 300$ км или $r_b = 200$ км в различных моделях. Радиальная и полярная компонента скорости вещества в пузыре принимались равными нулю. Торoidalная компонента скорости рассчитывалась на основе уравнения (2.8). Плотность и давления вещества в пузыре определялись следующим образом

$$\rho = \rho_b \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-a}, \quad (2.9)$$

$$p = \frac{GM\rho_b}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-(1+a)} \left[\frac{1}{1+a} + \frac{2A}{2+a} \frac{GM}{rc^2} \right] + p_b. \quad (2.10)$$

$A = 1$ соответствует гидростатическому равновесию. В расчетах использовались $\rho_b = 0.08\rho_0$ и различные значения p_b для получения желаемых значений тепловой энергии запасенной в пузыре, $E_b = C_2 10^{51}$ эрг. Параметры моделей описанные в этой главе приведены в таблице 2.1.

2.1.4. Микрофизика.

Мы используем реалистичное уравнение состояния (EOS), которое учитывает вклад излучения, лептонного газа, включая электрон-позитронную плазму, и невырожденные ядра - был использован EOS-код HELM любезно предоставленный Фрэнком Тиммсом для бесплатной загрузки ². В этом коде

² http://www.cococubed.com/code_pages/eos.shtml

вклад электрон-позитронной плазмы вычисляется через таблицу интерполяции свободной энергии Гельмгольца [309]. Транспортировка нейтрино обрабатывается в оптически тонком режиме. Охлаждение нейтрино вычисляется с использованием интерполяционных формул, приведенных в работе Иванова и др. [144], для Urca-процесса и в [275] для аннигиляции электрон-позитронных пар, взаимодействия фотонов и плазменных волн. Скорости нагрева нейтрино вычисляются с использованием методик [87, 306], учитывающих гравитационное красное смещение и изгиб геодезических. Эффект Доплера из-за движения плазмы игнорировался, поскольку его скорость относительно сетки никогда не становится сильно релятивистской (см. Раздел 1.4). Фотодезинтеграция ядер включена путем изменения EOS [11]. Уравнение для массовой доли свободных нуклонов принято из [347].

2.2. Результаты численного эксперимента.

Рисунок 2.1 показывает глобальную структуру модели A в момент времени $t \simeq 200$ мс, когда расчет было прекращен, так как ударная волна достигла внешней границы вычислительной области. Столб низкой плотности вдоль оси симметрии показывает объем, занимаемый коллимированными струйным выбросом от магнетара. Видно, что эти струи уже «просверлили» дыры в оболочке сверхновой, то есть слой звездного материала, сжатый ударной волной сверхновой, и начинают распространяться непосредственно через коллапсирующую оболочку звезды. Единица длины в этом и других расчетах равна $\mathcal{L} = GM/c^2 \simeq 2$ км. Таким образом, скорость распространения струи составляет около $5 \times 10^4 \text{ км с}^{-1}$ или $0.17c$. На этой скорости струйный выброс пройдет через звездную оболочку радиуса $\simeq 2 \times 10^5$ км примерно за 4 с. Правая панель рис. 2.1 показывает, что скорость потока струйного выброса может достигать $0.5c$. На графиках нет признаков обратной ударной волны,

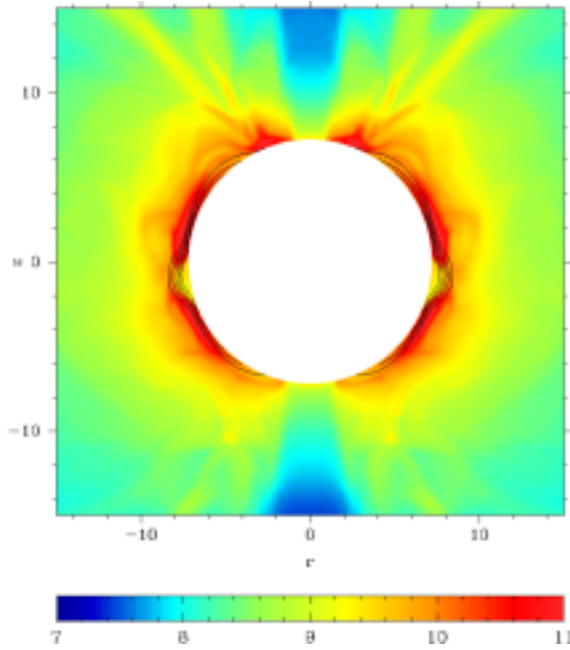


Рис. 2.4. Модель D в момент времени $t = 169$ мс. Цвет показывает $\log_{10}\rho$, а линии показывают магнитные силовые линии. Единица длины на всех рисунках этой главы $\mathcal{L} = GM/c^2 \simeq 2$ км.

возникающей в районе головной части струйного выброса - это связано с тем, что течение в струйном выбросе является саб-быстро-магнитно-звуковым и может плавно замедляться, когда он достигает головной ударной волны. Узловатая структура струи не связана с внутренними ударными волнами или Пинч неустойчивостью, а из-за нестационарного характера центральной машины. Замкнутая зона магнитосферы магнетара открывается квазипериодически с характерным временем 20 мс. Это вызывает значительную реструктуризацию открытой магнитосферы и меняет скорость массового оттока ветра ПНЗ. Это также является источником волн, хорошо видимых в поле скоростей в сферической области радиусом 3000 км (правая панель рис. 2.1). Можно также видеть более слабый отток вдоль экваториального токового слоя магнитосферы магнетара.

Рисунок 2.2 показывает общую структуру модели В в тот же момент времени. Наиболее очевидное различие заключается в размере квазисферич-

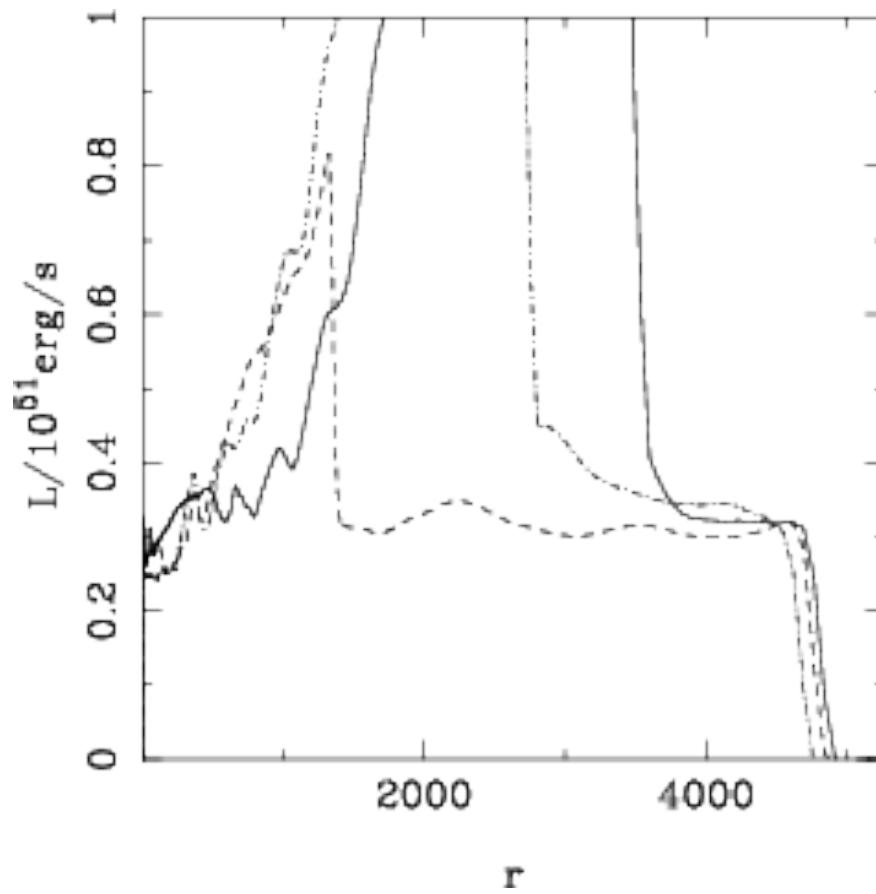


Рис. 2.5. Полный поток свободной энергии через сферу радиусом r для модели А (сплошная линия), модель В (штриховая линия), и модель С (штрих-пунктирная линия).

ческой ударной волны. Она распространяется заметно медленнее из-за более низкой энергии, выделенной в сферической области. Однако скорость распространения струй почти такая же, как и в модели А, что указывает на то, что их мощность также должна быть одинаковой. Можно также видеть, что внутри оболочки сверхновой струи распространяются внутри относительно тонкого канала, а снаружи оболочки распространяются через кокон низкой плотности, накачанный во время предыдущей эволюции струйных выбросов. Подобный кокон начинает формироваться в модели А (см. Рис. 2.1). Можно предположить, что в более поздние времена модели А и В должны выглядеть еще более похожими.

На рисунке 2.3 показана глобальная структура модели С в момент времени $t = 277$ мс. Поскольку давление набегающего материала выше, чем в моделях А и В, скорость распространения струи несколько ниже. Этот же фактор объясняет более низкую скорость распространения ударной волны сверхновой в этой модели по сравнению с моделью А. В других отношениях решение не сильно отличается.

Эволюция модели D начинается почти так же, как и для других моделей, но в более поздние времена наблюдается существенное выпадение вещества уже после ударной волны из оболочки на магнетар. Аккрецирующее вещество, охлаждаемое за счет излучения нейтрино, в конечном итоге блокирует канал струи и прижимает магнитосферу к поверхности нейтронно звезды (см. Рис. 2.4). Вскоре после этого код рухнул, когда условия на поверхности НЗ становятся слишком экстремальными.

На рисунке 2.5 показывает полный поток "свободной энергии полная энергии на бесконечности минус энергия покоя, как функцию радиуса для моделей А, В и С. "Пики" в $r \simeq 1000$ для модели В между $r = 1000$ и $r = 4000$ для модели А и между $r = 1000$ и $r = 3000$ для модели С соответствует положению ударной волны взрыва нормальной сверхновой. «Плато» слева

и справа от пиков соответствуют струям. Таким образом, во всех моделях мощность замедления, выделяемая в струях, действительно более или менее одинакова, $L \simeq 3 \times 10^{50}$ эрг/с. Соответствующее время замедления составляет $\simeq 37$ с, что говорит о том, что большая часть энергии вращения будет выделяться после того, как струя выйдет из оболочки звезды-прародителя. Хотя это многообещающий результат для магнитной модели гамма-всплесков, он также предполагает, что только небольшая часть общей энергии вращения магнетара может быть передана в оболочку сверхновой. Во всех трех моделях отношение потока Пойтинга к потоку энергии покоя составляет $\sigma \simeq 2.5$. Это примерно в 5 раз выше значения, предсказанного теорией неограниченного экваториального магнитного ветра (см. Уравнение (27) в [219]).

На рисунке 2.6 показана модель А в ранние моменты времени, $t \simeq 21$ мс. Видно, что магнетар уже производит истечение, которое выдуло полость в форме колонны внутри коллапсирующей звезды. Радиус этой колонны близок к радиусу светового цилиндра магнетара, $R_{\text{LC}} \simeq 50MG/c^2 = 100$ км, что показано на правой панели рис. 2.6 пунктирной линией. Отметим, однако, что при $z < 100$ столбец все еще находится внутри светового цилиндра. В полном давлении истечения преобладает магнитная компонента, отношение магнитного давления к давлению газа варьируется от 10 до 300. Можно наблюдать сильное осевое сжатие истечения из-за кольцевого напряжения азимутального магнитного поля. Распределение полного давления в объеме, занятого истечением, имеет четкий максимум в точке пересечения с полярной осью, что, очевидно, связано с осевым сжатием. Это распределение объясняет более быстрое расширение полости, надуваемого истечением в осевом направлении. На средней панели рис. 2.6 можно увидеть внешнюю головную ударную волну $z \simeq 600$, вызванную истечением в окружающую среду. Нет никаких признаков ударной волны в самом истечении - это потому, что отток является до быстро-магнитно-звуковым. Сплошной линией на правой панели рис. 2.6

показано расположение точек, в которых радиальная составляющая фазовой скорости альфвеновских волн становится положительной. Внутри колонны эти точки образуют замкнутую поверхность, которую называют альфвеновским горизонтом магнетарного оттока. Любая альфвеновская волна может распространяться из внешней части этой поверхности во внутреннюю. Видно, что альфвеновский горизонт всегда находится внутри светового цилиндра, что согласуется с теорией стационарных МГД течений [242].

На рисунке 2.7 показана внутренняя область модели А к концу расчета ($t \simeq 200$ мс). К этому времени размер центральной полости, которая образует ромбовидную форму, значительно больше, чем R_{LC} , благодаря уменьшению давления в окружающем горячем пузыре, вызванное расширением последнего в ходе эволюции сверхновой. Причем скорость вращения в экваториальной плоскости не является ультрарелятивистской, что указывает на то, что релятивистский механизм намотки не работает. Поле скоростей (левая и правая панели на рис. 2.7) показывает, что вблизи магнетара отток подобен изотропному ветру, но затем он постепенно коллимируется в полярном направлении и в конечном итоге проходит через горловине сопла, расположенных в углах “алмаза” вблизи оси. Коллимация является гладкой, без признаков ударных волн, что ожидалось, т.к. поток всегда до быстро-магнитно-звуковой.

После прохождения через сопло каждая струя входит в канал, созданный в ходе предыдущей эволюции, и распространяется внутри кокона низкой плотности. В своем внешнем слое кокон содержит полоидальные силовые линии, противоположные направлению струи, а ближе к струе можно увидеть магнитные островки и признаки вихревого движения. Эти острова в основном являются остатками плазмонов, введенных из мертвой зоны магнитосферы магнетара (см. Правую панель на рис. 2.8) во время его колебательного цикла. На средней панели рис. 2.7 можно увидеть один из таких недавно выброшенных плазмонов. При внимательном рассмотрении анимированных изоб-

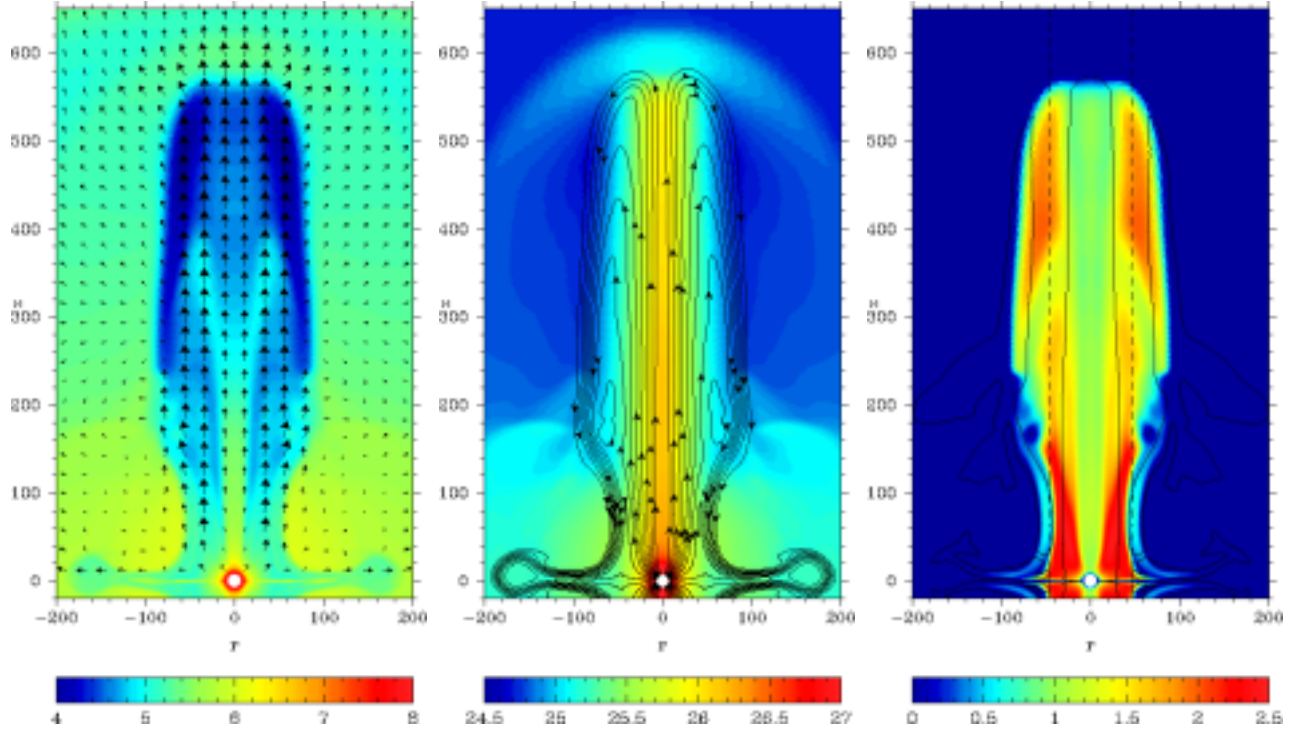


Рис. 2.6. Модель А в $t \simeq 21$ мс. Левая панель: $\log_{10} \rho$ и распределение полоидальной скорости; Средняя панель: цветом показан $\log_{10} p_{\text{tot}}$, полное давление, и контуры показывают уровни функции магнитного потока; Правая панель: Цветом показана магнетизация $\log_{10}(p_m/p_g)$, отношение магнитного давления к газовому давлению. Сплошные линии показывают поверхности где радиальная фазовая скорость альфвеновских волн равна нулю – ближайшая поверхность к оси симметрии является “Альфвеновским горизонтом”. Штриховая линия показывает положение светового цилиндра.

ражений можно предположить следующее происхождение колебаний. Когда мертвая зона включает в себя максимальный магнитный поток, она постепенно накапливает плазму, подаваемую с поверхности магнетара. Это приводит к увеличению центробежной силы и расширению мертвой зоны. Его линии магнитного поля растягиваются в экваториальном направлении, пытаясь раскрыться. Кажется, что процесс ускоряется, поскольку плазма мертвой зоны движется дальше от звезды и, наконец, отрывается, оставляя позади тонкий экваториальный токовый слой. Затем противоположно направленные линии поля токового слоя пересоединяются, и это восстанавливает первоначальную конфигурацию мертвой зоны (аналогичное поведение магнитосферы ПНЗ было сообщено в *Bucciantini et al., 2006*). Амплитуда этих колебаний велика, поэтому создается впечатление, что магнитосфера «тяжело дышит». Поскольку здесь решаются уравнения идеального РМГД, именно численное удельное сопротивление отвечает за наблюдаемое пересоединение, и соответственно, надежность этой шкалы времени неясна.

Графики на рис. 2.7 также показывают довольно своеобразную зависящую от времени структуру внутри «алмазной полости» и вблизи полярной оси, которая будет называться «зоной захвата». Он начинается в $z \leq 50$ и продолжается почти до верхнего угла полости. На правой панели рис. 2.7, которая показывает соотношение магнитного давления к давлению газа (обратное к традиционному параметру намагниченности β), это выглядит как область более низкой замагниченности. Графики плотности и скорости на рис. 2.7 показывают, что зона захвата имеет относительно высокую плотность и низкую скорость. Фактически, радиальная скорость в зоне ловушки меняет знак как в пространстве, так и во времени - скопления плотности, наблюдаемые в зоне ловушки, демонстрируют колебательное движение вдоль полярной оси. Это объясняет своеобразные повороты линий магнитного поля в зоне ловушки (см. Среднюю панель на рис. 2.7). Время от времени из этой

зоны выбрасываются плазменные облака, и временные рамки этих выбросов подобны временным масштабам глобальных магнитосферных колебаний. Одно из таких облаков видно на графике плотности на рис. 2.7 при $z \simeq 650$. Еще одна особенность этой зоны, которую сложно объяснить, состоит в том, что она отделена от полярной оси цилиндрической поверхностью радиуса $R \simeq R_{\text{LC}}$ с относительно высокой скоростью.

Рисунок 2.8 предоставляет дополнительную информацию о магнитной структуре этого решения. Видно, что азимутальное магнитное поле доминирует почти везде в «алмазной зоне» и в струе, за исключением области, расположенной непосредственно вокруг оси симметрии. B^ϕ/B_p особенно высоко в середине магнитного кокона (см. Левую панель на рис. 2.8). Причем азимутальное поле меняет знак только в экваториальном токовом слое. Это хорошо видно на средней панели рис. 2.8, которая показывает, что B^ϕ никуда не исчезает. Электрический ток концентрируется в ядре струи, поверхности кокона и экваториальном токовом слое, показывая, таким образом, что в большей части объема струи магнитное поле практически бессильное. Правая панель на рис. 2.8 показывает самую внутреннюю часть магнитосферы магнетара и показывает существование ее мертвой зоны.

2.3. Обсуждение.

2.3.1. Ограничения полученных результатов.

Основной мотивацией этого исследования было изучение влияния, которое может оказать рождение миллисекундного магнетара на развитие отложенных взрывов сверхновых. Проблема взрывов сверхновых чрезвычайно сложна, и пришлось сделать ряд упрощающих предположений, обусловленных ограничениями нашего численного метода. Наиболее проблематичным

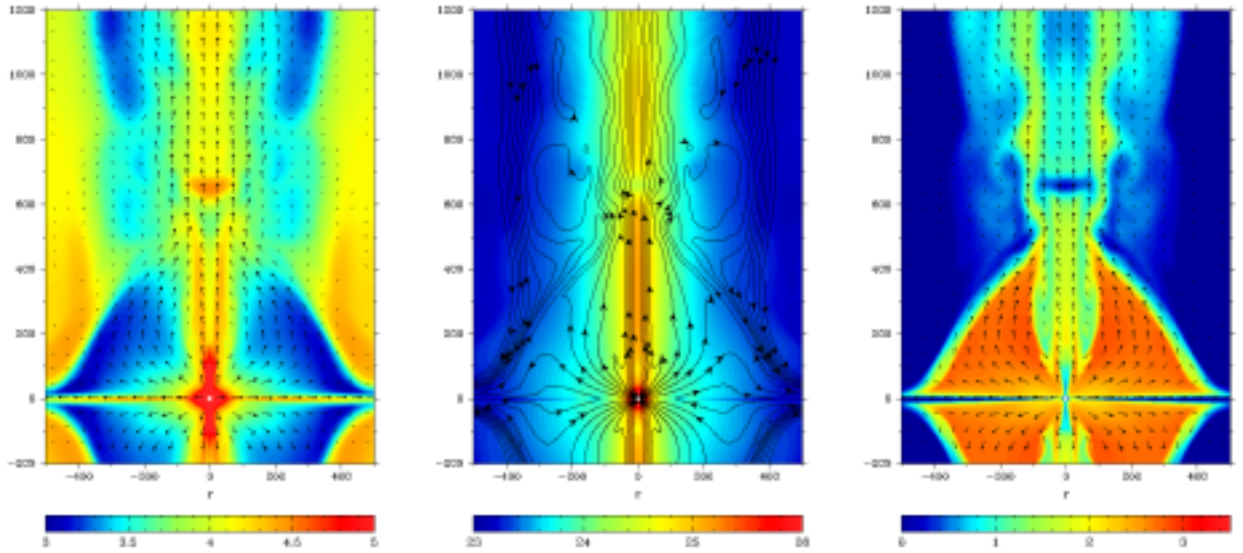


Рис. 2.7. Модель А в момент $t \simeq 200$ мс. Левая панель: $\log_{10} \rho$ и полоидальное поле скоростей; Средняя панель: цветом показано $\log_{10} p_{\text{tot}}$, полное давление, и контурами показан магнитный поток; Правой панели: $\log_{10}(p_m/p_g)$, цветом отношение магнитного давления к газовому и стрелками поле скоростей.

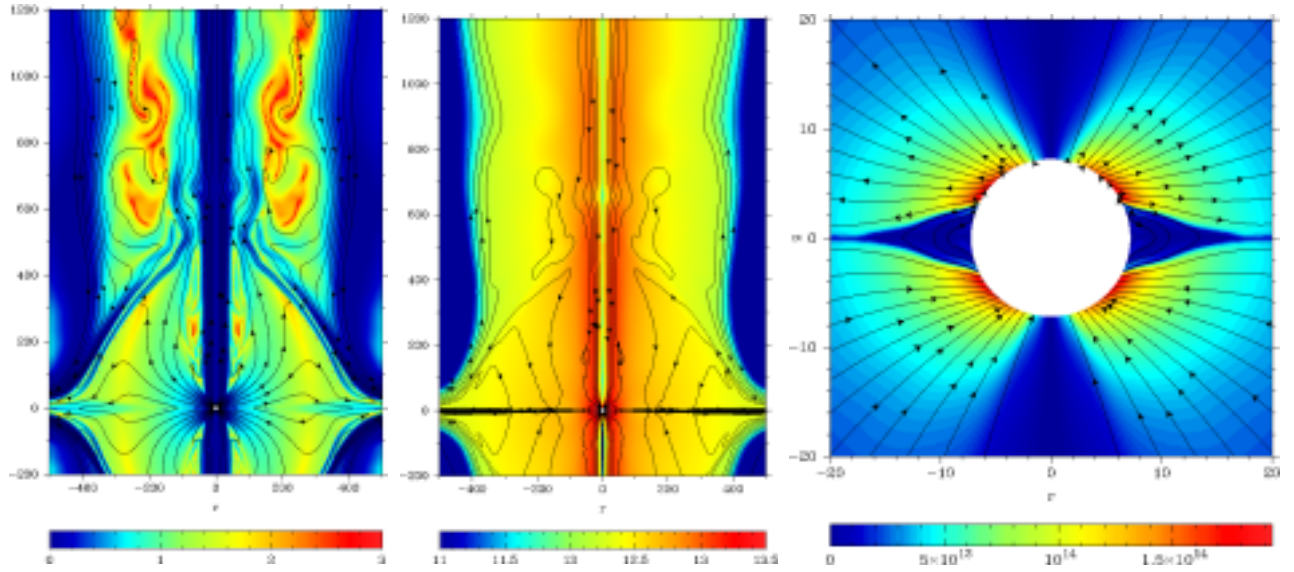


Рис. 2.8. Модель А в момент $t \simeq 200$ мс. Левая панель: цветом показан $\log_{10}(|B^\phi|/B_{\text{pol}})$, отношение азимутальной к полоидальной компоненте магнитного поля, а контурами показано линии полоидального магнитного поля; Средняя панель: Цветом показана величина азимутальной компоненты магнитного поля, $\log_{10} |B^\phi|$, контурами показана линии электрического тока. Правая панель: цветом показана амплитуда B^ϕ и контурами показано полоидальное магнитное поле. Единица длины на всех рисунках данной главы $\mathcal{L} = GM/c^2 \simeq 2$ км.

являются начальными условиями, где предполагалось, что магнитное поле магнетара, генерируемое с помощью α - Ω -динамо или другого динамо механизма, только что появилось над поверхностью магнетара, и большое количество энергии, необходимой для приведения в действие взрыва сверхновой только что попало в радиационный пузырь. Хотя временные масштабы этих процессов схожи (≤ 1 с), даже небольшая рассинхронизация может существенно изменить начальные условия просто из-за большой скорости расширения ударной волны сверхновой. Это необходимо учитывать при анализе представленных численных моделей, особенно их ранней стадий. Однако можно ожидать, что модели будут более или менее надежными на поздних стадиях моделирования.

Другое важное ограничение представленных моделей, а также многих других моделей астрофизических магнитных струйных выбросов касается потенциально разрушительной роли изгибной неустойчивости. Очевидно, что эти неустойчивости полностью подавляются в осесимметричных симуляциях, и для исследования этой проблемы необходимы полные трехмерные симуляции. Можем прокомментировать два стабилизирующих фактора, присутствующих в текущей ситуации. Вблизи магнетара полоидальное магнитное поле может обеспечить сильную «магистральную» поддержку для оттока [7]. Еще дальше струи распространяются в канале с "высокоинерционными стенками" которые могут эффективно подавлять изгибные движения внутри канала.

Наконец, условие осесимметричности означает, что возможно изучать только исключительный случай соосного ротатора. Причем, можно ожидать, что случай с наклонным ротатором даст совершенно другие результаты. Например, в пределе магнитодинамики (релятивистской МГД без инерции) мощность замедления ортогонального вращателя превышает мощность вращения ориентированного вращателя, но только в два раза [288].

2.3.2. Комментарии к механизму взрыва.

Многие особенности течений в окрестностях магнетара, наблюдаемые в представленных моделях, аналогичны тем, которые были предсказаны [321]. Однако существует ряд важных отличий, и одним из них является характер взрыва. Ни один из успешных взрывов в наших симуляциях не вызывается действием магнитного поля. Эти взрывы приводятся в действие тепловой энергией в радиационном пузыре, заложенного в начальных условиях. Не наблюдалась длительная фаза (много периодов вращения) накопления магнитного давления за стоячей ударной волной - ключевой процесс в их сценарии. Кроме того, в моделях, где количество энергии, выделяющейся в пузыре, было мало, чтобы приблизиться к условиям неудавшейся сверхновой звезды и задействовать магнитный механизм, магнитосфера магнетара не расширялась, а прижималась обратно к поверхности магнетара под весом нейтринно-охлаждаемых слоев аккрецирующего материала. Легко понять почему. Предположим, что масса ΔM проходит через остановленный удар неудавшейся сверхновой и накапливается на радиусе светового цилиндра $r_{LC} = 100$ км (критический радиус в магнитном механизме). Тогда его давление будет равно $P_N = GM\Delta M/4\pi r_{LC}^4 \simeq 3 \times 10^{28} \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-2}$ для относительно небольшого $\Delta M = 0.01 M_\odot$. Это намного больше, чем давление дипольного магнитного поля на том же радиусе, $P_m \simeq 1.3 \times 10^{26} \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-2}$ (для этой оценки предполагалось, что на поверхности ПНЗ $B_0 = 10^{15}$ Гс). Точно также можно обнаружить, что динамическое давление свободно падающего звездного материала на световом цилиндре также намного превышает магнитное давление. В принципе, магнитное поле, генерируемое в ПНЗ, может переноситься в область, ограниченную стоящей ударной волной неудавшейся сверхновой крупномасштабными конвективными движениями, развивающимися в этой области, и даже локально усиливаться с помощью своего рода

динамо. Однако в этом случае динамика магнитного поля была бы намного более сложной, чем описанная в простой магнитосферной модели [321], и для ее воспроизведения потребовалось бы гораздо более сложное моделирование, чем представленной в этой главе.

2.3.3. Замагниченный ветер и магнитная башня.

До недавнего времени магнитные потоки из астрофизических объектов классифицировались только как «ветры» или «струи», в зависимости от того, идет ли отток во всех направлениях или коллимируется в конусе из-за того или иного внешнего ограничения. Однако, в работах [198, 199] был предложен новый магнитный механизм для генерации астрофизических объектов под названием «магнитная башня». Во многих компьютерных симуляциях наблюдалось развитие оттоков в виде колонн, и эти оттоки были четко выраженными магнитными башнями без детального анализа. На самом деле коллимированные ветры и магнитные башни обладают многими схожими свойствами, такими как магнитное торможение центрального объекта, усиление азимутального магнитного поля, осевое сжатие из-за кольцевого напряжения и т.д. магнитная башня занимает конечный объем, который постепенно увеличивается во времени, тогда как Ветры обычно связаны с устойчивыми решениями, которые простираются до бесконечности. Однако, как только ветер становится сверхбыстрым, его взаимодействие с внешней средой не влияет на решение выше по течению, и поэтому это различие является не критичным. Боковое расширение магнитной башни подавлено внешним давлением, но, в любом случае, для ограничения замагниченного течения любого типа в конечном объеме необходима некоторая внешняя сила. Линии магнитного поля магнитной башни имеют точку крепления, привязанную к центральному телу, но то же самое можно сказать о ветре от звезды, например, с дипольным маг-

нитным полем; так называемые открытые линии магнитного поля звездных ветров закрываются далеко в зоне ветра.

Наиболее вероятно, основное различие между магнитной башней и магнитным ветром заключается в том, как в этих потоках создается азимутальное магнитное поле. В модели магнитной башни азимутальное поле создается исключительно за счет дифференциального вращения у его основания (первоначально аккреционного диска), которое вызывает наматывание замкнутых линий магнитного поля, точки опоры которых вращаются с различными угловыми скоростями. Таким образом, предполагается, что обе эти точки контакта находятся в связи друг с другом посредством крутильных альфвеновских волн; более быстрая вращающаяся точка основания создает более сильную волну и выигрывает в том смысле, что ее вращение определяет знак генерируемого азимутального поля. Это также означает, что магнитная башня имеет квазимагнитостатическую конфигурацию - вертикальный рост башни можно рассматривать как последовательность магнитостатических состояний, параметризованных временем.

Напротив, ветровые решения характеризуются появлением альфвеновского горизонта; как только альфвеновские волны, испускаемые центральным объектом (ротором), пересекают эту поверхность, они больше не могут возвращаться. Тогда замкнутые силовые линии магнитного поля ротатора могут образовывать две группы: (1) те, которые закрываются в пределах горизонта, и (2) те, которые закрываются за его пределами. Если линия магнитного поля относится к первой группе, то ее точки основания могут сообщаться посредством альфвеновских волн. В этом случае все еще важно, является ли вращение у основания дифференциальным или нет. Если, однако, он принадлежит ко второй группе, то связь прерывается и по этой причине линия поля может рассматриваться как открытая. Например, магнитосфера твердо вращающейся звезды с дипольным магнитным полем имеет две зоны:

так называемую “мертвую зону”, где магнитосферная плазма вращается со звездой, а магнитное поле является чисто полоидальной, и “ветровая зона”, где линии магнитного поля “открыты”, а магнитное поле имеет азимутальную составляющую. В этом случае величина азимутальной компоненты зависит от угловой скорости соответствующей единственной точки в основании, расположенной выше по течению, и она создается исключительно альфвеновскими волнами, испускаемыми из этой точки. Можно сказать, что обмотка магнитного поля в зоне ветра является реакцией обратной связи плазмы на магнитное поле, которое пытается его раскрутить, именно благодаря конечной инерции, нагруженной на линии магнитного поля ветра. В мертвой зоне также имеется ограниченная инерция, но в отсутствие оттока также имеется достаточно времени для полной коротации.

Формально решения магнитной башни могут быть построены для довольно произвольного распределения внешнего давления [199]. Однако для реальных течений с конечной частотой вращения боковое расширение из-за снижения внешнего давления может быть фактором, который работает в пользу решений типа ветра. Действительно, нерелятивистские альфвеновские скорости $v_a \propto B_p / \sqrt{\rho}$. Если ϖ - цилиндрический радиус магнитной поверхности, то в приближении нулевого порядка имеем $B_p \propto \varpi^{-2}$ и, предполагая постоянную массовую нагрузку линий магнитного поля, $\rho \propto \varpi^{-2}$. Это дает $v_a \propto \varpi^{-1}$, и если скорость продольного расширения не уменьшается так быстро, то в некоторый момент отток станет суперальфвеновским. Это будет означать переход к режиму ветра.

Релятивизм еще более усложняет вопрос, поскольку устанавливает верхний предел расположения альфвеновской поверхности - он должен находиться внутри светового цилиндра [242]. Похоже, это связано с тем, что в релятивистском МГД имеется инерционная масса, связанная с самим магнитным (или, вернее, электромагнитным) полем. На самом деле, в пределе магнито-

динамики, то есть релятивистской МГД с исчезающе малой инерцией частиц [например, 161, 169], вся инерция обусловлена электромагнитным полем, и эти поверхности совпадают - вот почему световой цилиндр играет столь важную роль в теории пульсарных ветров. В этом отношении хочется прокомментировать проблему “пульсара в полости” [321]. Они рассматривают намагниченную нейтронную звезду, помещенную в центр пустой полости внутри коллапсирующей предшественницы сверхновой. Предполагается, что радиус этой полости превышает радиус светового цилиндра звезды. Делая полость такой большой, они эффективно создают условия, которые позволяют развивать пульсарный ветер с магнитной намоткой, характерной только для ветра (обратите внимание, что звезда вращается как твердое тело). Довольно странно, но они все еще называют течение, которое может в конечном счете развиваться в этой проблеме, магнитной башней.

Подводя итог, хочется подчеркнуть, что как при аналитическом, так и при численном моделировании магнитных течений очень важно определить, появляется ли альфвеновский горизонт или нет. Когда используется приближение магнитной башни, это дает ключевой критерий ее достоверности. Когда результаты компьютерного моделирования более глубоко анализируются, это помогает понять физическую природу течения.

2.3.4. Природа магнитного струйного выброса.

По мере того как в наших моделях развивается термический взрыв (вызванный накоплением энергии в радиационном пузыре), в центре возникает разрежение, и магнитосфера начинает расширяться, преимущественно в экваториальном направлении. Во время этого начального расширения внутри магнитосферы появляется альфвеновский горизонт, и начинает развиваться магнитный ветер, который вводит азимутальный магнитный поток и энергию

в окружающее пространство. Поскольку расширение медленное по сравнению с быстрой магнитозвуковой скоростью, быстрые волны быстро устанавливают приблизительное магнитостатическое равновесие внутри “магнитной полости”, а кольцевое напряжение азимутального магнитного поля гарантирует, что это равновесие характеризуется осевым сжатием. В результате этого нормальное напряжение на поверхности полости развивает свой максимум максимум на полюсах, полость начинает расширяться преимущественно в полярном направлении, и начинают формироваться полярные струи (см. Рис. 2.6). Струйные выбросы остаются до быстромагнитозвуковыми вплоть до самого конца моделирования, и обратная ударная волна не развивается. Тем не менее, общее давление струи достаточно высоко для того, чтобы сформировать ударные волны в окружающей среде. Фактически, структура течения очень похожа на ожидаемую в [321]. Однако есть некоторые качественные различия. Прежде всего, струи развиваются до того, как полость расширяется за пределы светового цилиндра. Это не очень удивительно, потому что намагниченность ветра не ультрарелятивистская, и альфвеновская поверхность может находиться внутри светового цилиндра. Во-вторых, нет высокорелятивистского вращения плазмы в экваториальной плоскости, даже когда полость выходит далеко за пределы светового цилиндра.

В конце концов, когда центральная полость становится достаточно большой, можно ожидать, что магнитный ветер станет сверхбыстрым магнитнозвучным и возникнет обратная ударная волна в ветре, как это предполагается в [76, 78]. Однако необходимы дополнительные исследования, чтобы определить, когда именно это произойдет. Эта проблема может быть еще более сложной, если учесть охлаждением магнетара, которое приводит к более высокой магнетизации ветра и смещает его быструю поверхность дальше ³.

³ Для ветра без инерции эта поверхность перемещается в бесконечность

2.3.5. Молодая замагниченная нейтронная звезда, как источник струйного выброса гамма-всплесков.

Полученные результаты показывают, что течения вызванные магнитным полем от миллисекундных магнетаров могут стать высокоанизотропными струями на самых ранних стадиях взрывов сверхновых. Предполагая, что их скорость распространения не уменьшается во времени, эти струи будут прожигать звезду-прародитель радиуса $\simeq 2 \times 10^{10}$ см в течение примерно 4 секунд. После этого энергия замедления ПНЗ будет уноситься струями в окружающее пространство, и скорость передачи энергии на выброс сверхновой будет падать. Общая мощность струй от ГВ большой длительности не очень хорошо известна, но наблюдения за послесвечением в радио диапазоне, которые уже не подвержены релятивистским эффектам, показывают, что полная интегральная энергия выделенная в струйных выбросах может быть высокой, $\simeq 5 \times 10^{51}$ эрг [40], хорошо согласуется с представленными результатами. Поскольку суммарная мощность обеих струй в симуляциях составляет $\simeq 3 \times 10^{50}$ эрг/с, до выхода струи из звездной оболочки энергия, передаваемая выбросу сверхновой, будет около $\leq 10^{51}$ эрг, что заметно меньше, чем обычно оценивается при взрывах гиперновых. Таким образом, с одной стороны, представленные результаты дают первую самосогласованную численную модель центральной машины, способного производить на длительной временной шкале коллимированные струи с достаточной мощностью, чтобы объяснить ГВ и их послесвечение. С другой стороны, относительно небольшое количество энергии, передаваемая струями сверхновой, может быть проблемой из-за связи между высокоскоростными СН (гиперновыми) и длинными ГВ. Хотя связь между СН и ГВ подтверждается убедительными косвенными данными, прямых доказательств по-прежнему мало, и лишь немногие из SNe идентифицированы с ГВ. Вполне возможно, что нынешняя парадигма, связы-

вающая гамма-всплески с ГН, является просто отражением наблюдательно-го селективного эффекта тяготеющего к более мощным событиям [105, 348]. SN 2002LT/GRB 021211 и ГВ могут рождаться при взрывах стандартных SN Ib/c [105].

Относительно высокая скорость распространения струй в моделях может быть частично приписана условию осесимметрии. Гидродинамическое моделирование двумерных струй с плоской симметрией (слаб) [170] и трехмерных круглых струй [239] показывает значительно более низкие скорости распространения струй без принудительной зеркальной или осевой симметрии, что является результатом изгибных мод неустойчивостей, вызванных электрическим током или перераспределением давления в головной части струи [5]. С другой стороны, когда струйные выбросы оказываются в менее плотных внешних слоях коллапсирующей звезды, их скорость распространения может существенно возрасти. Более медленная скорость распространения будет увеличивать количество энергии, передаваемой выбросу сверхновой, и уменьшать энергию, доступную для производства ГВ.

Хотя полученные струйные выбросы не так быстры, как того требуют наблюдения ГВ, постепенное охлаждение ПНЗ приведет к снижению массовой нагрузки и, следовательно, к более высокой конечной скорости струйных выбросов в дальнейшем. Действительно, согласно вычислениям [258], светимость нейтрино ПНЗ уменьшается в 10 раз уже в течение первых 10 с, а затем входит в фазу быстрого экспоненциального спада, в значительной степени независимой от деталей исходных моделей и уравнения состояния. [219] утверждают, что замагниченность $\sigma = 100 - 1000$ может быть достигнута, когда ПНЗ все еще имеет достаточно энергии вращения, чтобы привести в действие ГВ. Это соответствует асимптотическому лоренц-фактору в диапазоне $\Gamma_\infty = \sigma/2 = 50 - 500$ [например, 173, 327, и предыдущая глава]). Однако магнитное ускорение релятивистских потоков является довольно медленным

процессом, и трудно ожидать, что конечная скорость будут достигнута в пределах звездных границ.

Поскольку время охлаждения ПНЗ сравнимо со временем прожигания оболочки и шкалой времени длинных ГВ, можно ожидать, что во время прожигания массовая загрузка магнитосферы ПНЗ все еще будет довольно высокой и, таким образом, скорость потока струй по-прежнему будет относительно низкой, $\Gamma \simeq 1 - 10$. Лишь позже лоренц-фактор будет постепенно увеличиваться и в конечном итоге достигнет ультрарелятивистских значений $\Gamma \simeq 200$, характерных для струй ГВ. Последствия такой неоднородной структуры струйных выбросов с переменным лоренц-фактором, постепенно уменьшающимся с удалением от звезды, как для основной фазы, так и для фазы послесвечения гамма-всплесков, еще предстоит изучить. Здесь стоит указать лишь несколько очевидных моментов. Прежде всего можно ожидать некоторое сходство с моделью структурированной струйного выброса [102, 175, 218, 247, 268, 341], лоренц-фактор которой изменяется с полярным углом, и моделью двухкомпонентной струи [130, 148, 217, 228, 230, 265, 332, 344, 360]. Во-вторых, поскольку более низкий лоренц-фактор приводит к более слабому эффекту Доплера, можно ожидать более мягкого излучения из частей струи, испущенных ранее и расположенных дальше от звезды. Это может быть причиной формирования оптического и рентгеновского излучения в течении основного импульса и раннего послесвечения. Любопытно, что модель предполагает, что начальная точка гамма-всплесков может отставать от начальных точек быстрых рентгеновских и оптических вспышек. Наконец, в то время как столкновение между более медленной более ранней струей и МЗС или ветром-предшественником все равно будет формировать сильную головную ударную волну, обычно связываемую с послесвечениями, можно ожидать формирования повторной сильной головной ударной волны, когда более поздняя быстрая струя сталкивается с более медленной ранней струей.

Эта вторичная ударная волна будет распространяться быстрее, чем начальная и в конечном итоге догонит его. Его излучение, которое будет мощнее, чем излучение от первичной ударной волны, может привести к отличительным чертам на кривых блеска послесвечения.

Соблазнительно рассматривать глобальное колебание магнитосферы магнетара и связанный с ним нестационарный выброс плазмы как источник «внутренних ударных волн», встречающиеся в моделях излучения GRB [255]. Однако важно проверить, определяется ли скорость переменности главным образом глобальной динамикой, а не моделью удельного сопротивления (которая была чисто числовой в представленных моделях). Кроме того, еще неизвестно, могут ли такие колебания сохраняться в более поздние моменты времени ($t >$ несколько секунд), когда скорость загрузки массой магнитосферы падает, а внутренняя “полость” значительно увеличивается в размерах. Позже, когда струя становится сверхбыстромагнитозвуковой, внутренние ударные волны могут быть вызваны взаимодействием с неоднородностями в конусе и неустойчивостями на границе струи. Неоднородная структура медленного струйного выброса также может привести к переменному излучению от повторной головной ударной волны.

2.4. Заключение.

Результаты исследования показывают, что когда коллапс ядра массивной звезды приводит к рождению миллисекундной прото-нейтронной звезды со сверхсильным магнитным полем (прото-магнетар), это может оказать сильное воздействие на взрыв сверхновой. На самой ранней стадии взрыва магнетар может формировать высоко коллимированные струйные выбросы, способные прожигать коллапсирующую звезду за считанные секунды. Время замедления прото-магнетара на порядок больше, поэтому можно предположить,

что большая часть его энергии вращения, $E \simeq 10^{52}$ эрг, будет переноситься струями в окружающее пространство. Это подтверждает идею, что по крайней мере некоторые длинные гамма-всплески могут иметь миллисекундные магнетары в качестве центральной машины.

Формируемое замагниченное течение лучше всего описывается как до-быстромагнитозвуковой сверхальвеновский коллимированный ветер. Сверхальвеновская природа потока объясняет генерацию азимутального магнитного поля, которое вскоре начинает доминировать в динамике потока. Коллимация - это совокупный эффект инерционного удержания газовым давлением кокона/оболочкой и кольцевым напряжением азимутального поля. Течение не является магнитной башней.

Еще неизвестно, как скоро ветер в центральной полости станет сверхбыстромагнитозвуковым, и внутри коллапсирующей звезды образуется протопульсарная туманность. Магнитное ускорение струйного выброса внутри канала, прожигаемого сквозь звезду и за ее пределами, является важной темой для исследования и описывается в предыдущей главе.

Весьма вероятно, что струйные выбросы ГВ, созданные таким образом, сначала формируются как умеренно релятивистские потоки, и только позже, когда магнетар остывает, они становятся ультрарелятивистскими. Влияние этого эффекта на основной импульс и раннее послесвечение требует дальнейшего изучения.

Немагнитный, замедленный нейтринный взрыв с энергией, сравнимой со взрывом сверхновой с коллапсирующим ядром, необходим для включения магнитного механизма. В противном случае магнитосфера ПНЗ не сможет расширяться и развить суперальвеновский ветер. Идея о том, что неудавшийся взрыв сверхновой может быть восстановлен миллисекундным магнетаром, похоже, не работает.

Глава 3

Гамма всплески, запускаемые магнитным полем, при коллапсе звёздного ядра в черную дыру.

3.1. Роль механизма Блэндфорда-Знаека в гамма-всплесках.

Энергия вращения Керовской черной дыры (ЧД)

$$E_{\text{rot}} = M_h c^2 f_1(a) \simeq 1.8 \times 10^{54} f_1(a) \left(\frac{M_h}{M_\odot} \right) \text{erg}, \quad (3.1)$$

где

$$f_1(a) = 1 - \frac{1}{2} \left[\left(1 + \sqrt{1 - a^2} \right)^2 + a^2 \right]^{1/2},$$

M_h это масса ЧД, а $a \in [0, 1)$ это безразмерный параметр вращения. Для $M_{\text{bh}} = 2M_\odot$ и $a = 0.9$ это дает колоссальное количество энергии $E_{\text{rot}} \simeq 5 \times 10^{53}$ эрг которая в пятьдесят раз больше чем вращательная энергия миллисекундной НЗ и намного больше той, что требуется для формирования ГВ и сопутствующие этому гиперновой. Даже для относительно медленно вращающейся черной дыры с $a = 0.1$ эта энергия оказывается значительной 2.3×10^{51} эрг. Более того, поскольку во всех вариантах модели коллапсара ось вращения черной дыры выровнена с осью вращения аккреционного диска, этот запас энергии непрерывно пополняется посредством аккреции. Таким образом, с точки зрения доступности энергии модель черной дыры выглядит очень перспективной.

Скорость высвобождения энергии обычно оценивается с использованием формулы для мощности Блэндфорда-Знаека для случая монополярной магнитосферы

$$\dot{E}_{\text{БЗ}} = \frac{1}{6c} \left(\frac{\Omega_h \Psi_h}{8\pi} \right)^2, \quad (3.2)$$

где Ω_h – угловая скорость ЧД и Ψ_h – магнитный поток пронизывающий одну полусферу горизонта ЧД (здесь предполагается что угловая скорость магнитосферы ЧД $\Omega = 0.5 \Omega_h$). Эта формула довольно точна не только для медленно вращающихся ЧД рассмотренных в [65], но также и для быстровращающихся ЧД [160]. В контексте проблемы коллапсара это дает следующую оценку

$$\dot{E}_{\text{БЗ}} = 1.4 \times 10^{51} f_2(a) \Psi_{h,27}^2 \left(\frac{M_h}{M_\odot} \right)^{-2} \text{ erg s}^{-1}, \quad (3.3)$$

где

$$f_2(a) = a^2 \left(1 + \sqrt{1 - a^2} \right)^{-2},$$

и $\Psi_{h,27} = \Psi_h / 10^{27} \text{ Гс см}^2$. Видно, что мощность БЗ-механизма довольно чувствительна к массе черной дыры и магнитному потоку. Так как масса черной дыры, вероятно, будет $\geq 3M_\odot$, наблюдаемая энергетика гиперновых и длинных гамма-всплесков требует $\Psi_{h,27} \simeq 1$. Это значение сравнимо с максимальным поверхностным потоком, наблюдаемым у магнитных звезд, Ар-звезд, белых магнитных карликов и магнетаров [например, 116]. Таким образом, исходное магнитное поле звезды-прародителя вполне может оказаться магнитным поле центральной машины ГВ.

Оценки (3.1, 3.3) показывают, что только торможение черных дыр может объяснить энергетику ГВ, и именно поэтому этот механизм часто упоминается в литературе по ГВ. Однако есть еще одна проблема, которую следует принять во внимание. Уравнение (3.2) получено в пределе, когда инерция магнитосферной плазмы и, в значительной степени, ее гравитационное притяжение к черной дыре игнорируются. Напротив, массовая плотность плазмы в коллапсирующей звезде может быть довольно высокой и должна приниматься во внимание. Действительно, высокая массовая нагрузка линий магнитного поля подразумевает низкую альфвеновскую скорость, и магнитогидродинамические волны, генерируемые в эргосфере черной дыры, могут оказаться

в ловушке аккреционного потока. В таком случае можно ожидать, что механизм БЗ будет выключен. Это предполагает следующее условие для активации БЗ-механизма: скорость Альфвена должна превышать локальную скорость свободного падения в эргосфере

$$v_a > v_f.$$

Чтобы упростить вычисления, давайте применим Ньютоновские выражения для обеих скоростей. Альфвенская скорость

$$v_a^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho},$$

где B – напряженность магнитного поля, а ρ – плотность плазмы, и скорость свободного падения

$$v_f^2 = \frac{2GM_h}{r}.$$

на радиусе $r = 2r_g = 2GM/c^2$, соответственно критическое условие можно записать в виде

$$\beta_\rho = \frac{4\pi\rho c^2}{B^2} < 1. \quad (3.4)$$

Плотность магнитной энергии должна превышать плотность вещества в окрестностях черной дыры.

Для сферически-симметричных течений условие $v_a > v_f$ можно записать как ограничение на скорость аккреции массы, $\dot{M}$ и поток радиального магнитного поля, Ψ ,

$$\frac{\Psi}{2\pi r \sqrt{\dot{M} v_f(r)}} > 1.$$

Поскольку $v_f \propto r^{-1/2}$, это условие обязательно не должно выполняться при больших r , но нужно применять его только в эргосфере. Используя $r \simeq 2r_g$ получаем

$$\kappa > \kappa_c, \quad (3.5)$$

где

$$\kappa = \frac{\Psi_h}{4\pi r_g \sqrt{\dot{M}c}}, \quad (3.6)$$

и $\kappa_c = 1$. Фактически, критическое значение κ должно зависеть от скорости вращения черной дыры и стремиться к бесконечности для малых a . Ньютоновский анализ не может учесть этот эффект. Учет релятивизма, с другой стороны, выглядит довольно сложным. К счастью, в настоящее время эта проблема может быть исследована с помощью численного моделирования.

3.2. Тестовые численные расчеты – сферическая аккреция.

Первый тип моделирования, представленный в этой главе, предназначен для проверки правильности аргументов, лежащих в основе критерия активации БЗ-механизма, который был введен в разделе 3.1 с использованием комбинации ньютоновской и релятивистской физики. Для этого рассмотрим более или менее сферическую аккрецию холодной намагниченной плазмы с исчезающе малым угловым моментом на вращающуюся черную дыру. Чтобы сосредоточиться на МГД-аспектах проблемы, будем игнорировать микрофизику, важную в проблеме коллапсара, и рассмотрим плазму с упрощенным политропным уравнением состояния.

Основные детали численного метода и различные тестовые симуляции описаны в [159, 162, 164]. Единственная действительно новая особенность здесь – это введение HLL-решателя, который активируется при выходе из строя линейного решателя Римана. Это обычно происходит в областях релятивистски высокой намагниченности, где плотность магнитной энергии превышает плотность вещества более чем на один порядок или при сильных разрежениях. Этот прием делает схему немного более устойчивой, хотя все еще приходится использовать “нижний предел плотности”, то есть нижний

предел значения плотности массы-энергии вещества ¹

И в численной схеме, и во всей этой главе использовались геометрические единицы, где $G = c = M_h = 1$. Пространство-время Керра описывается с использованием координат Керра-Шильда, поэтому метрическая форма имеет вид

$$ds^2 = g_{tt}dt^2 + 2g_{t\phi}dtd\phi + 2g_{tr}dtdr + g_{\phi\phi}d\phi^2 + 2g_{r\phi}d\phi dr + g_{rr}dr^2 + g_{\theta\theta}d\theta^2, \quad (3.7)$$

где

$$\begin{aligned} g_{tt} &= \zeta - 1, & g_{t\phi} &= -\zeta a \sin^2\theta, & g_{tr} &= \zeta, \\ g_{\phi\phi} &= \Sigma \sin^2\theta/A, & g_{r\phi} &= -a \sin^2\theta(1 + \zeta), \\ g_{rr} &= 1 + \zeta, & g_{\theta\theta} &= A, \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} A &= r^2 + a^2 \cos^2\theta, \\ \zeta &= 2r/A, \\ \Sigma &= (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2\theta, \\ \Delta &= r^2 + a^2 - 2r. \end{aligned}$$

3.2.1. Начальные условия.

Исходное решение должно описывать как гидродинамическое течение, так и магнитное поле. В этом случае течение задается стационарным решением для немагнитной холодной плазмы (пыли). На бесконечности он сферически симметричен и должен иметь нулевой удельный угловой момент и

¹ Оказалось, что полное переключение на HLL-решатель заметно ухудшает численные решения за счет увеличения численной диффузии и диссипации. Это особенно заметно для медленно развивающихся компонентов потока, таких как аккреционные диски (смотрите также [221]).

радиальную скорость. Компоненты 4-скорости этого течения в координатной базе координат Керра-Шильда $\{\partial_\nu\}$, имеют вид

$$\begin{aligned} u^t &= 1 + \zeta\eta/(1 + \eta); \\ u^\phi &= -a/(A(1 + \eta)); \\ u^r &= -\zeta\eta; \\ u^\theta &= 0, \end{aligned} \tag{3.8}$$

где $\eta = \sqrt{(r^2 + a^2)/2r}$ и плотность вещества в покое

$$\rho = \rho_+ \left(\frac{r_+}{r} \right) \frac{1}{\eta} \tag{3.9}$$

где ρ_+ – плотность вещества на границе внешнего горизонта событий (см. Аппендикс А.2).

Начальное магнитное поле принималось радиальным с монопольной топологией

$$\begin{aligned} B^\phi &= aB^r(A + 2r)/(A\Delta + 2r(r^2 + a^2)); \\ B^r &= B_0 \sin \theta / \sqrt{\gamma}; \\ B^\theta &= 0. \end{aligned} \tag{3.10}$$

Азимутальная компонента вводится для того, чтобы электромагнитные потоки энергии и момента импульса исчезли (см. Аппендикс А.3) и, таким образом, исходная магнитная конфигурация является более или менее динамически пассивной.

Двухмерная, осесимметричная расчетная область $(r_0 < r < r_1) \times (0 < \theta < \pi)$, где $r_0 = 1 + 0.5\sqrt{1 - a^2}$ и $r_1 = 500$. Обратите внимание, что внутренняя граница находится внутри внешнего горизонта событий, $r_+ = 1 + \sqrt{1 - a^2}$. Это можно было сделать, т.к. в координатах Керра-Шильда нет особенности на горизонте. Вычислительная сетка равномерна по θ , где она имеет 100 ячеек, и почти равномерна по $\log r$, где она имеет 170 ячеек. Размеры метрических ячеек одинаковы в обоих направлениях. Сетка делится на кольца так, что

для любого кольца метрический размер его внешних ячеек вдвое больше, чем у его внутренних клеток. Решение для каждого кольца продвигается с его собственным временным шагом, временной шаг внешнего кольца вдвое больше, чем у внутреннего кольца. На границе раздела ячеек разных колец сохранение массы, энергии, импульса и магнитного потока обеспечивается простой процедурой усреднения.

На внутренней границе $r = r_0$ было наложено “неотражающие” граничные условия для свободного течения. Использование этих условий оправдывается тем, что эта граница лежит внутри внешнего горизонта событий в области, где все физические волны движутся внутрь. На внешней границе $r = r_1$ фиксируем параметры течения, соответствующие начальному решению. Во всех прогонах моделирование завершается задолго до того, как любое сильное возмущение, генерируемое вблизи центра, достигнет этой границы. На полярной оси, $\theta = 0, \pi$, граничные условия продиктованы осевой симметрией. А именно, величины, которые не обращаются в ноль на оси, отражаются без изменения знака, тогда как величины, которые исчезают на оси, отражаются с изменением знака.

Здесь рассматриваются модели, которые отличаются только скоростью вращения черной дыры a и скоростью роста массы $\dot{M}$. Для каждого значения a сначала имели дело с моделью с $\kappa \simeq 1$. В зависимости от того, активирован ли БЗ-механизм в этой модели или нет, увеличивалось или уменьшалось ρ_+ (и, следовательно, $\dot{M}$) в три раза и вычислялась другая модель. Продолжалось в том же духе, пока решение не станет качественно другим. Затем вычислялась еще одну модель на основе среднего значения ρ_+ для двух предыдущих моделей. После этого выбирались две ближайšie модели с качественно различными решениями и показываються их на бифуркационной диаграмме, обобщая результаты данного исследования.

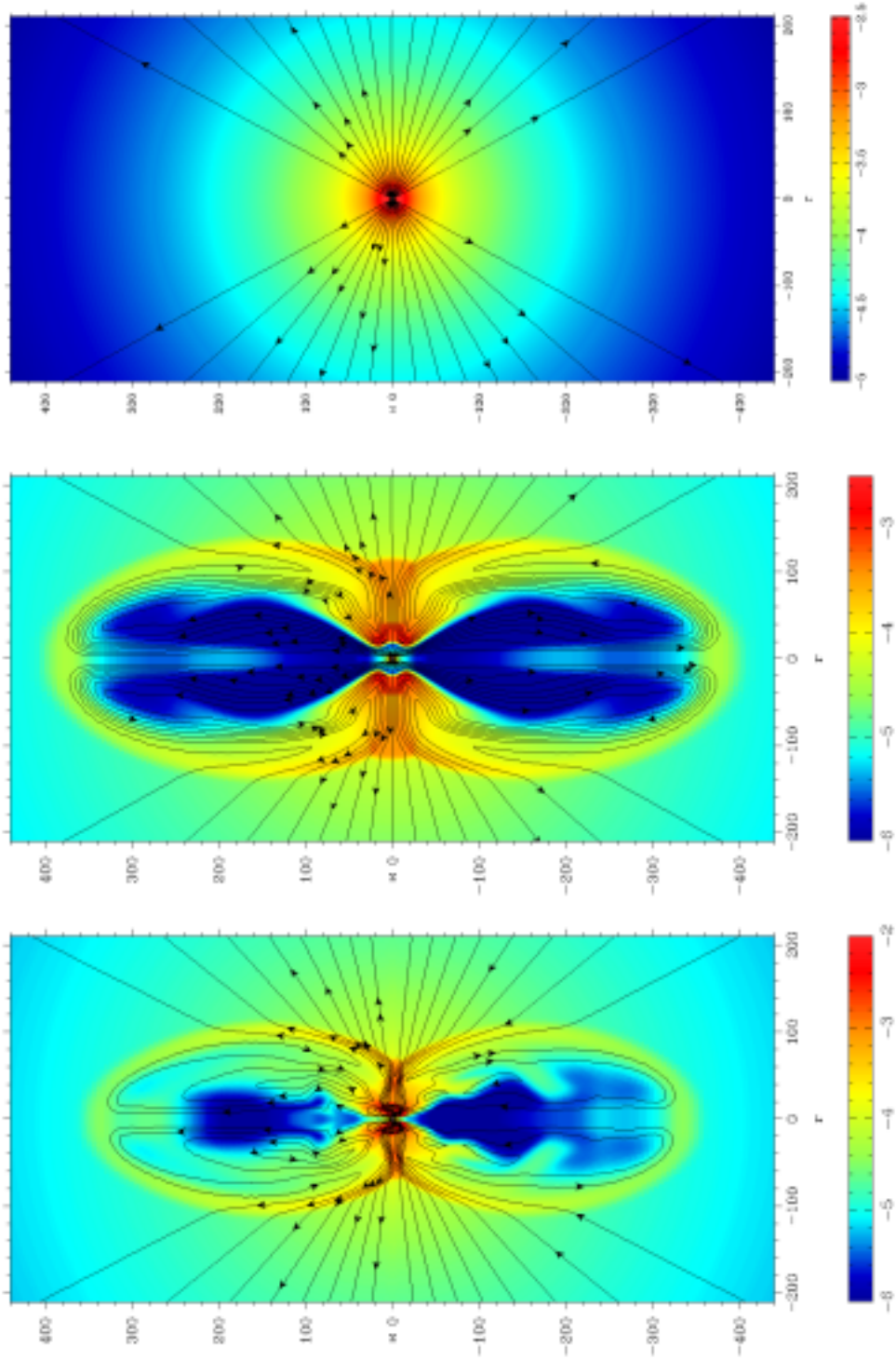


Рис. 3.1. Аккреция свободнопадающей холодной плазмы с нулевым угловым моментом на керровскую черную дыру ($a = 0.9$); глобальная структура. Цветные изображения показывают $\log_{10} \rho$ в безразмерных единицах, а контуры - линии магнитного поля (Более конкретно, контуры показывают уровни функции потока полоидального магнитного поля Ψ . В каждой точке (r, θ) эта функция дает магнитный поток через осесимметричное кольцо радиуса r). Верхняя панель: модель с параметром активации $\kappa = 1.2$ в момент времени $t = 2000r_g/c$. Средняя панель: модель с $\kappa = 1.6$ и монопольным магнитным полем в момент времени $t = 1000r_g/c$. Нижняя панель: модель с $\kappa = 1.6$ и расщепленным монопольным магнитным полем (сплит-монополь) в момент времени $t = 1600r_g/c$. Единица длины составляет r_g .

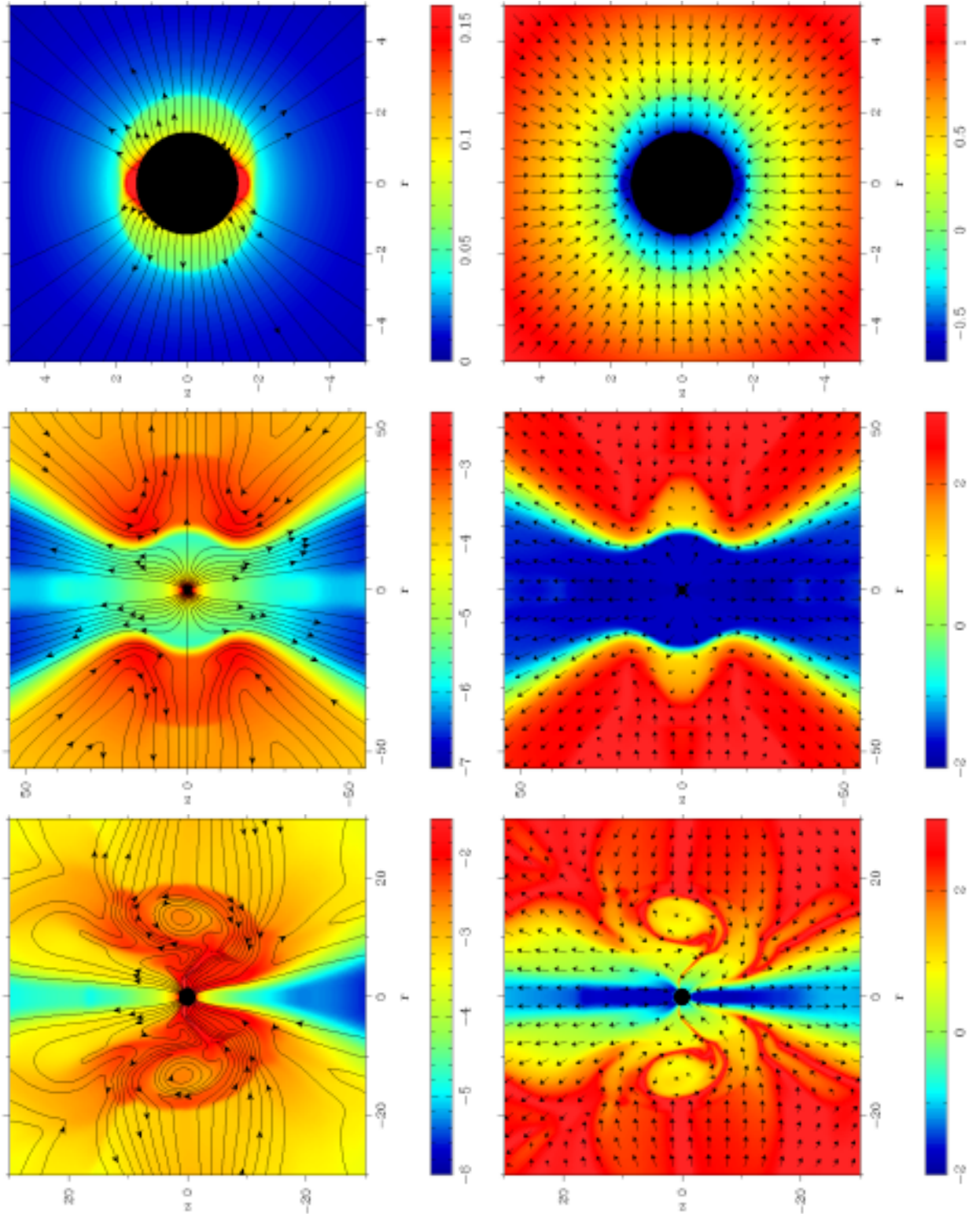


Рис. 3.2. Аккреция свободнопадающей холодной плазмы с нулевым угловым моментом на керровскую черную дыру ($a = 0.9$); центральные области. На верхних панелях показана модель с $\kappa = 1.2$ при $t = 2000 r_g/c$; средние панели показывают модель с $\kappa = 1.6$ и монопольным магнитным полем при $t = 1000 r_g/c$, нижние панели показывают модель с $\kappa = 1.6$ и расщепленным монопольным магнитным полем при $t = 1600 r_g/c$. Левые панели показывают распределение плотности вещества (ρ для верхней панели и $\log_{10} \rho$ для других) и линии магнитного поля. Правые панели показывают соотношение потока массы покоя к плотности магнитной энергии, $\log_{10} \beta_{rho}$ и поля скорости (длина стрелки скорости пропорциональна квадратному корню из скорости).

3.2.2. результаты тестовых численных расчетов.

Моделирование действительно подтверждает ожидаемую бифуркацию и показывает, что для широкого спектра параметра a критическое значение κ действительно близко к единице. Например, модель с $a = 0.9$ и $\kappa = 1.2$ качественно отличается от модели с $a = 0.9$ и $\kappa = 1.6$. Первая модель быстро устанавливает устойчивое состояние аккреции (см. Верхние панели на рис. 3.1 и рис. 3.2) Фактически, в больших масштабах это решение практически неотличимо от исходного решения. На малых масштабах, вблизи горизонта событий, различия становятся более выраженными. В частности, в стационарном аккреционном течении, появляется за пределами эргосферы стоячая ударная волна. Она отвечает за скачок плотности массы покоя и изломы линий магнитного поля, которые видны на верхней левой панели рис. 3.2. Внутри эргосферы параметр намагниченности μ больше единицы, но не значительно. Линии магнитного поля не вращаются, поэтому механизм БЗ остается полностью не активным.

Напротив, модель с $a = 0.9$ и $\kappa = 1.6$ демонстрирует мощный биполярный отток, который направляет ударную волну в аккрецируемый поток (см. Среднюю панель на рис. 3.1). Эта ударная волна опрокидывает аккрецию как в полярном, так и в экваториальном направлении. Черная дыра развивает сильно разреженную магнитосферу (см. средние панели на рис. 3.2), которая вращается примерно с половиной угловой скорости черной дыры. Плазма аккреционного потока за ударной волной перестает аккрецировать на черную дыру - вместо этого плазма участвует в широкомасштабных циркуляционных движениях выше и ниже экваториальной плоскости. Нефизичная монополярная конфигурация магнитного поля, установленная для этой модели, предотвращает любой выход магнитного потока из черной дыры. Это обеспечивает работу БЗ-механизма, даже если ограничивающая аккрецирующая оболочка

полностью рассеивается в окружающем пространстве.

В случае более реалистичной дипольной конфигурации можно ожидать, по крайней мере, частичного выхода магнитного потока после развития оттока и, следовательно, уменьшения мощности в оттоке. Однако это вряд ли повлияет на значение κ_c . Действительно, рассмотрим случай с монополярным полем, в котором БЗ-механизм остается выключенным. Затем измените полярность линий магнитного поля в северном полушарии. Поскольку скорости МГД-волн и магнитные напряжения остаются неизменными при изменении магнитной полярности, это не повлияет на течение. По той же причине можно ожидать активацию механизма БЗ для одинакового значения κ в обеих магнитных конфигурациях. Чтобы проверить этот вывод, были рассчитаны модели с начальным магнитным полем с топологией расщепленный монополь, и результаты полностью согласуются с ожиданиями - критическое значение κ остается неизменным, но мощность БЗ-механизма уменьшается за счет частичного выхода магнитного потока из черной дыры. На нижней панели рис. 3.1 показан крупномасштабный поток, формируемый в модели с $a = 0.9$, $\kappa = 1.6$ и начальным магнитным полем в форме расщепленный монополь. Картина потока очень похожа на модель с монополярным полем, но скорость расширения заметно ниже, примерно в 1.8 раза в полярном направлении и даже больше в экваториальном направлении. На нижней панели рис. 3.2 показаны внутреннюю область этой модели. Видно, что аккреция больше не полностью останавливается - аккрецируемая плазма попадает в черную дыру в экваториальной зоне, а магнитосфера черной дыры ограничивается только полярной областью в форме воронки.

Результаты для $a = 0.9$ показывают, что существует не только бифуркация между режимами с включенным и выключенным БЗ-процессом, но также и то, что критическое значение управляющего параметра κ и, следовательно, β_ρ действительно близко к единице, по крайней мере, для быстро

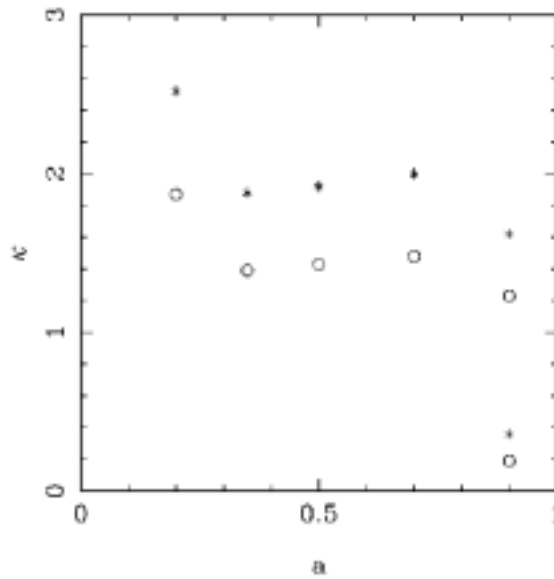


Рис. 3.3. Бифуркационная диаграмма. Звезды показывают модели с самым низким значением κ , которые все еще показывают активацию механизма БЗ. Кружками показаны модели с наибольшим значением κ , где механизм БЗ остается выключенным. Пара точек с $a = 0.9$ в правом нижнем углу диаграммы соответствует правильному моделированию коллапсара. Другие точки показывают результаты для тестовых расчетов.

вращающихся черных дыр. Результаты представленного параметрического исследования, обобщенные на рис. 3.3, показывают, что на самом деле $\kappa_c(a)$ является относительно слабой функцией a . Он ограничен диапазоном $(1, 2)$ за $0.2 < a < 1.0$.

3.3. Численное моделирование – дисковая аккреция.

Тестовые симуляции, описанные в разделе 3.2, позволяют в принципе определить основные критерии для активации механизма БЗ. Однако их постановка является довольно искусственной, поскольку во многих астрофизических объектах аккрецирующая плазма имеет достаточный угловой момент, чтобы обеспечить образование аккреционного диска и, таким образом, сде-

лать аппроксимацию сферической аккреции непригодной. Эта анизотропия притока вещества, вероятно, сделает интегральное условие активации (3.5) менее полезным. С другой стороны, можно ожидать, что локальное условие (3.4) будет более или менее устойчивым. Чтобы проверить это, были проанализированы результаты, полученные в текущем численном исследовании магнитной модели коллапсара.

3.3.1. Расчетная сетка и граничные условия.

Как и в тестовых расчетах использовалась метрика Керра в координатах Керра-Шилда, $\{\phi, r, \theta\}$. Была выбрана масса ЧД $M_h = 3M_\odot$ и достаточно большое значение $a = 0.9$ для центральной ЧД. Двухмерная осесимметричная расчетная область $(r_0 < r < r_1) \times (0 < \theta < \pi)$, с $r_0 = (1 + 0.5\sqrt{1 - a^2}) r_g = 5.4 \text{ км}$ и $r_1 = 5700 r_g = 25000 \text{ км}$. расчетная сетка такого же типа как и в тестовых расчетах (см предыдущий подраздел 3.2.1), но здесь используется существенно более высокое разрешение, 450×180 . Граничные условия были такими же как и в в тестовых расчетах.

3.3.2. Микрофизика.

Для этого моделирования использовалось реалистичное уравнение состояния (EOS), которое учитывает вклады излучения, лептонного газа, включая электрон-позитронные пары, и невырожденных ядер (водорода, гелия и кислорода). Это достигается путем включения кода HELM [309], который можно загрузить с веб-сайта http://www.cococubed.com/code_pages/eos.shtml.

Охлаждение нейтрино рассчитывается в предположении оптически тонкого режима и учитывает URCA-процессы [144], аннигиляцию пар, фотопродукцию и эмиссию плазмы [275], а также эмиссию синхротронных нейтрино [51]. На самом деле URCA-процессы сильно доминируют над другими меха-

низмами в этой проблеме. Фото-распад ядер включен посредством модификации EOS в соответствии с рецептом, приведенным в [11] Уравнение для массовой доли свободных нуклонов принято из [347]. Пренебрегалось радиационным нагревом вследствие аннигиляции нейтрино и антинейтрино, образующихся в аккреционном диске, главным образом потому, что это требует сложных и трудоемких расчетов переноса нейтрино.

3.3.3. Начальные условия, модель коллапсирующей звезды.

Коллапсирующая звезда задается с помощью простой модели свободного падения [50]. В этой модели предполагается, что непосредственно перед коллапсом распределение массы в звезде удовлетворяет закону $\rho r^3 = \text{const}$ и что падение происходит со скоростью свободного падения в гравитационном поле центральной черной дыры, Это дает следующую лучевую скорость

$$v_{\text{ff}}^r = (2GM/r)^{1/2} \quad (3.11)$$

и плотность вещества

$$\rho = C_1 \times 10^7 \left(\frac{t_s}{1 \text{ s}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{10^7 \text{ cm}} \right)^{-3/2} \text{ g cm}^{-3} \quad (3.12)$$

для коллапсирующей звезды, где C_1 – постоянная, которая зависит от массы звезды [50], а t_s - время с начала коллапса. Соответствующая скорость аккреции и динамическое давление

$$\dot{M} = 0.056 C_1 \left(\frac{M}{3M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{t_s}{1 \text{ c}} \right)^{-1} M_{\odot} \text{ c}^{-1}, \quad (3.13)$$

$$p_{\text{ram}} = 7.9 \times 10^{26} C_1 \frac{M}{3M_{\odot}} \left(\frac{t_s}{1 \text{ c}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{10^7 \text{ cm}} \right)^{-5/2} \frac{\text{г}}{\text{см c}^2} \quad (3.14)$$

соответственно. Для ядра с радиусом $r_c = 10^9$ см и массой $3.0 M_{\text{sun}}$ продолжительность коллапса можно оценить как $t_c = 2r_c/3v_{\text{ff}} \simeq 0.6$ с. Поскольку в этом исследовании изучается возможность раннего взрыва, то есть

вскоре после коллапса ядра, начало расчета установлено $t_s = 1$ с. Поскольку ГВ в настоящее время ассоциируются с более массивными предшественниками, соответственно принимаем $C_1 = 3, 9$. Это дает скорость аккреции $\dot{M} \simeq 0.166 M_\odot \text{с}^{-1}$ и $\dot{M} \simeq 0.5 M_\odot \text{с}^{-1}$ соответственно.

Кроме того, свободно падающая плазма имеет угловым момент и полоидальное магнитное поле. Распределение углового момента описывается следующим образом

$$l = \sin \theta \begin{cases} l_0 (r \sin \theta / r_l)^2 & \text{если } r \sin \theta < r_l \\ l_0 & \text{если } r \sin \theta > r_l \end{cases}, \quad (3.15)$$

где $r_l = 6300$ км и $l_0 = 10^{17} \text{см}^2 \text{с}^{-1}$.²

3.3.4. Начальное магнитное поле.

Происхождение магнитного поля, вероятно, является наиболее важной и трудной проблемой магнитной модели гамма-всплесков. Одна возможность состоит в том, что это поле уже существует в прародителе, и во время коллапса оно просто адвектируется на черную дыру. Недавние численные исследования показывают, что полоидальные и азимутальные компоненты поля прародителя должны иметь одинаковую напряженность [73]. Вмороженность магнитного потока предполагает, что во время коллапса полоидальное поле становится доминирующим, и, таким образом, в моделях можно игнорировать начальное азимутальное поле. Что касается начальной полоидальной компоненты, было принято решение, что начальное поле это поле однород-

² Намерение состояло в том, чтобы сделать твердотельное вращение в пределах цилиндрического радиуса r_l , однако, по ошибке, дополнительный фактор, $\sin \theta$, был введен в этой начальной модели (та же самая ошибка была сделана симуляции, описанной в [26].) Хотя это несколько смущает, но это не влияет на основные результаты данного исследования. Эта ошибка была исправлена в следующих разделах (3.4 и далее).

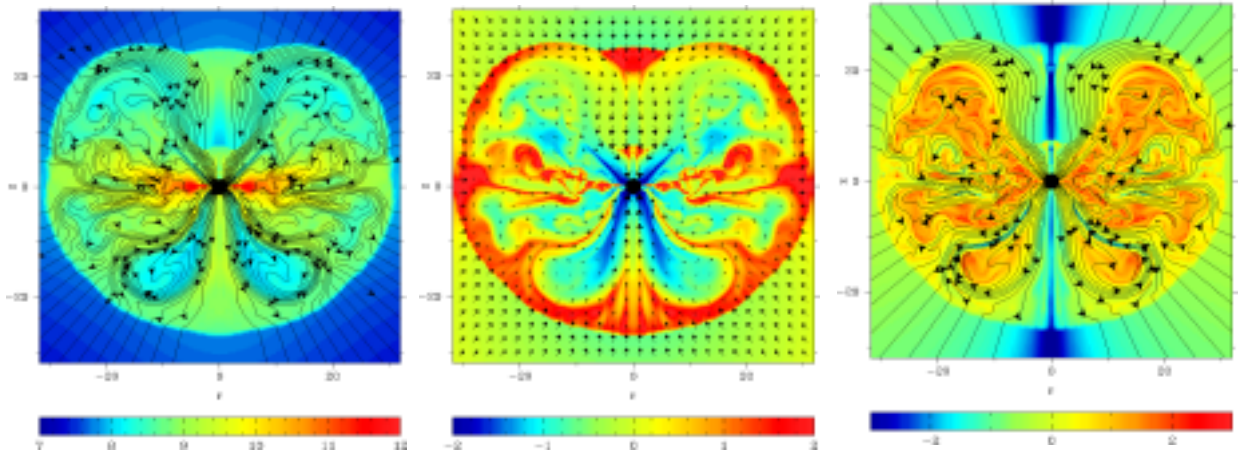


Рис. 3.4. Решение $C_1 = 9$, $B_p = 3 \times 10^{10}$ Гс непосредственно перед взрывом ($t = 0.24$ с). Левая панель: плотность массы барионного покоя, $\log_{10} \rho$, в г/см^3 и линии магнитного поля; Средняя панель: соотношение газового и магнитного давлений, $\log_{10} P/P_m$ и векторов направления скорости; Правая панель: соотношение напряженности азимутального и полоидального магнитного поля, $\log_{10} B^\phi/B_p$ и силовых линий магнитного поля.

но намагниченной сферы в вакууме ³ Более конкретно, предполагалось, что внутри сферы, если радиус $r_m = 4500$ км, магнитное поле однородно и имеет напряженность: $B_0 = 3 \times 10^9$, 10^{10} , или 3×10^{10} Гс, , тогда как снаружи оно описывается решением для магнитного диполя. Выбранные значения напряженности поля позволяют найти линию бифуркации БЗ. Учитывая ограничения осесимметрии, можно рассмотреть только случай совмещенной магнитной и вращательной оси.

3.3.5. Результаты расчетов.

В начале моделирования удельный угловой момент аккреционного газа меньше углового момента на последней устойчивой орбиты, l_{iso} . Соответственно, вещество падает прямо в ЧД, а диск не образуется. Однако магнитный поток, пронизывающий ЧД, постепенно увеличивается, как и магнитное давление. Позже внешние слои с $l > l_{\text{iso}}$ достигают ЧД, центробежная сила замед-

³ Таким образом, можно игнорировать магнитное поле, которое изначально могла иметь черная дыра к началу моделирования.

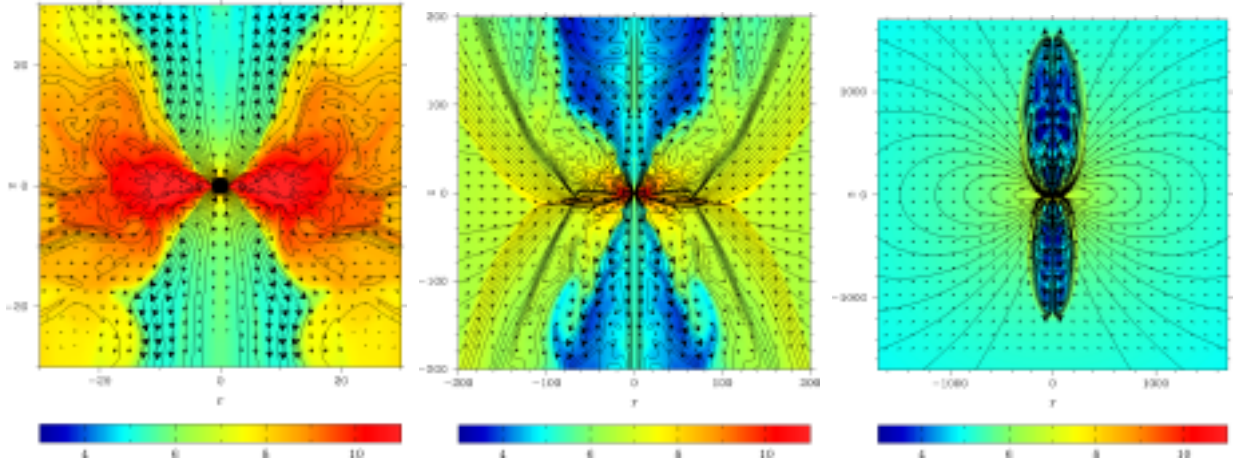


Рис. 3.5. Решение $C_1 = 9$, $B_p = 3 \times 10^{10}$ Гс на различных масштабах в момент времени $t = 0.31$ с. Цветом показана плотность барионного вещества, $\log_{10} \rho$ в г/см³, контурами показаны магнитно-силовые линии, а стрелочками показано поле скоростей.

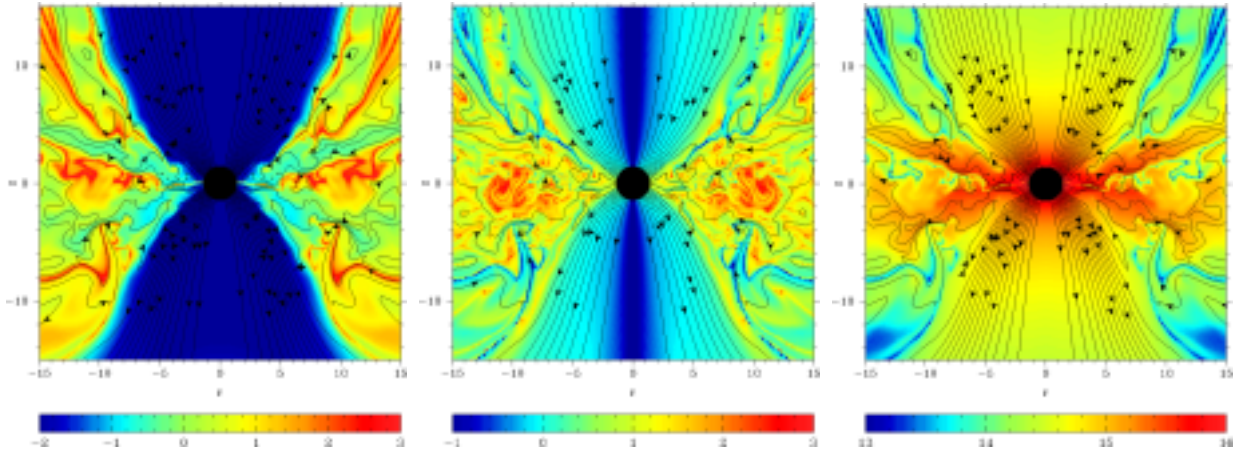


Рис. 3.6. Центральный регион на момент времени $t = 0.31$ с. Левая панель: параметр магнетизации, $\log_{10} P/P_m$, и магнитно-силовые линии; Средняя панель: отношение азимутальной к полоидальной компоненте напряженности магнитного поля, $\log_{10} B^\phi/B_p$, и магнитно силовые линии; Правая панель: напряженность магнитного поля, $\log_{10}(B)$, и магнитно-силовые линии.

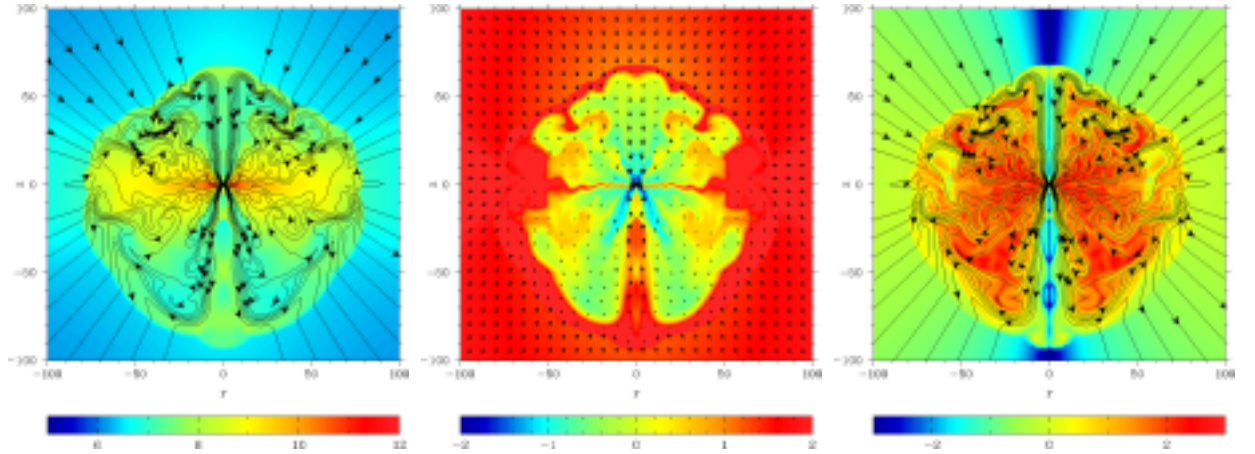


Рис. 3.7. Решение $C_1 = 3$, $B_p = 10^{10}$ Гс сразу перед моментом взрыва ($t = 0.47$ с). Левая панель: цветом показана плотность барионного вещества, $\log_{10} \rho$, в $\text{г}/\text{см}^3$ и магнитно силовые линии; Средняя панель: отношение газового к магнитному давлению, $\log_{10} P/P_m$, и стрелками показано поле скоростей; Правая панель: отношение азимутальной к полярной компоненте магнитного поля, $\log_{10} B^\phi/B_p$, и линии напряженности магнитного поля.

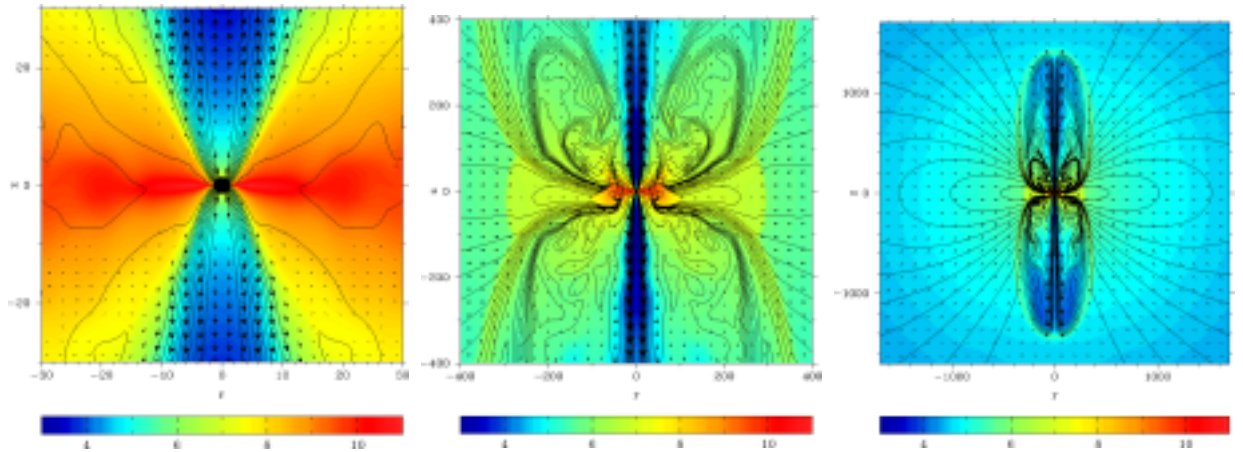


Рис. 3.8. Решение $C_1 = 3$, $B_p = 10^{10}$ Гс на различных пространственных масштабах в момент времени $t = 0.75$ с. Цветом показана барионная плотность вещества, $\log_{10} \rho$ в $\text{г}/\text{см}^3$, контурами показаны магнитные силовые линии, а стрелками показано поле скоростей.

ляет их падение, и вокруг ЧД начинает формироваться вязкий аккреционный диск. При этом на его поверхности возникает ударная волна в аккрецируемом веществе, которая отделяется от его поверхности и принимает квазисферическую форму.

Вращающаяся черная дыра $a = 0.9$ в дипольном поле.

Вначале опишем модель $C_1 = 9, B_0 = 3 \times 10^{10}$ Гс. Плазма с низким угловым моментом продолжает падать в полярных областях прямо в ЧД после прохождения стоящей ударной волны, тогда как плазма с высоким угловым моментом заполняет «пузырь» над и под диском (рис. 3.4). Сильное дифференциальное вращение внутри этого пузыря приводит к усилению азимутальной составляющей магнитного поля, магнитное давление растет.

На ударной волне линии магнитного поля преломляются, что приводит к разгрузке магнитно силовых линий - и началу взрыва. ЧД является ключевым фактором в процессе накачки электромагнитной энергией в пузырь/направленный выброс со скоростью $\simeq 12 \times 10^{51} \text{ эрг с}^{-1}$.

Рисунки 3.5 и 3.6 показывают решение при $t = 0.31$ с, ближе к концу моделирования. В это время решение демонстрирует две четко определенные полярные струи, окруженные магнитными коконами высокого давления и низкой плотности. Магнитное давление этих коконов, которые были раздуты струями, более чем на шесть порядков превышает магнитное давление в коллапсирующей звезде. Эти коконы, с большим избыточным давлением, формируют сильную головную ударную волну в коллапсирующей оболочке (правая панель на рис. 3.5). Средняя скорость распространения ударной волны в полярном направлении $v_c \simeq 0.40$ с. Вблизи экватора вещество оболочки звезды сжимается на ударной волне и продолжает течь вниз со сверхзвуковой скоростью. На экваторе, причем далеко от аккреционного диска, поток,

текущий из северного полушария, сталкивается с потоком, текущим из южного полушария, что приводит к формированию пары косых ударных волн в районе $r \simeq 100r_g$ (средняя панель на рис. 3.6). Эти ударные волны недостаточно сильны, чтобы вызвать фотодиссоциацию ядер, но давление все же достаточно высоко, чтобы оттолкнуть отраженные потоки от экваториальной плоскости. Плазма из поверхностных-слоев отраженных потоков буквально проникает в кокон и взаимодействует со струйными выбросами (ожидается, что этот эффект ослабнет позже, когда взрывная волна уйдет еще дальше.) Внутренние слои отраженных потоков проходят через еще одну ударную волну, в районе $r \simeq 30r_g$, и питает аккреционный диск. На левой панели рис. 3.5 показано решение в непосредственной близости от ЧД. Его структура напоминает структуру, обнаруженную в предыдущих исследованиях толстых дисков вокруг ЧД – основного диска, его динамической короны и магнитно-доминирующей воронки/канала [26, 103, 212, 280, 282]. Эта воронка - это область, где образуются струи, в которых преобладает магнитный струйный выброс, а также “ветер” который дует в ЧД - на рис. 3.5 хорошо видна поверхность, разделяющая эти потоки.

Рисунок 3.6 показывает магнитные свойства центральной области. Не только в канале струи, но и корона диска магнитно-доминированна. Напряженность магнитного поля около ЧД достигает $3 \div 8 \times 10^{15}$ Гс, в канале оно слабее по сравнению с диском того же сферического радиуса, но ненамного. Внутри диска и короны азимутальное магнитное поле превышает полоидальное на два или три порядка. Напротив, в воронке $B^\phi/B_p \leq 1$, достигая единицы только вблизи стенок канала. Фактически, полоидальное поле в канале превосходит поле в диске и короне на 1-2 порядка. Это противоречит выводам [125] и [192], а именно, что полоидальное поле, пронизывающее горизонт ЧД, должно быть того же порядка, что и полоидальное поле во внутренних частях диска. Их основной аргумент, что оба поля создаются одним и тем же

азимутальным током, протекающим в диске, упускает из виду тот факт, что дополнительные токи могут протекать в магнитосфере и по поверхности диска/канала и поддерживать магнитное поле внутри канала аналогичное дисковому. В представленном случае полоидальное поле, пронизывающее ЧД, является исходным полем прародителя, которое было накоплено во время начальной фазы свободного падения.

Другой интересный случай – это $C_1 = 3$ и $B = 10^{10}$ Гс. В начале моделирования имеется почти такое же поведение: сферическое свободное падение, образование аккреционного диска, сильная ударная волна вокруг диска. Если сильное начальное магнитное поле в предыдущей модели $C_1 = 9, B_0 = 3 \times 10^{10}$ Гс легко производит взрыв, то в этой модели магнитное поле недостаточно сильно. Можно наблюдать пульсацию ударной волны, а механизм извлечения энергии БЗ не работает, см. Рис. 3.7. Только после нескольких пульсаций Керровская ЧД начинает работу - взрыв начался. После этого можно наблюдать стандартный сценарий взрыва с формированием кокона и распространения ударной волны наружу, см. Рис. 3.8. Средняя скорость распространения ударной волны в полярном направлении $v_c \simeq 0.10c$.

Левая панель на рис. 3.9 представляет профиль аккреционного темпа вещества в зависимости от сферического радиуса для модели $C_1 = 9, B_0 = 3 \times 10^{10}$ Гс. Видно, что он уменьшается от значения свободного падения $\dot{M} \simeq -0.5M_\odot c^{-1}$ до $\dot{M} \simeq -0.13M_\odot c^{-1}$ на горизонте событий. Между $r \simeq 30r_g$ и $r = 1600r_g$ это уменьшение вызвано влиянием ударных волн, формируемых струйными выбросами, и сильным оттоком из аккреционного диска. Резкое уменьшение при $r \simeq 30r_g$ соответствует положению стоячей ударной волны и знаменует переход от приблизительного свободного падения к центробежно поддерживаемому диску. Аналогичное изображение имеет место на левой панели рис. 3.10 для модели $C_1 = 3, B_0 = 10^{10}$ Гс.

Правая панель на рис. 3.9 показывает интегральные потоки энергии

струй как функции сферического радиуса для модели $C_1 = 9$, $B_0 = 3 \times 10^{10}$ Гс. Чтобы быть более точным, интеграция осуществляется по всей сфере, но вклад областей аккреционного диска исключается. Было показано, что объемный вклад в потоки, вычисленные таким образом, исходит от струй. Поток массы покоя барионного вещества ρu^r исключается из общего потока и потоков материи-энергии, то есть эти потоки вычисляются по формуле

$$\dot{E} = -2\pi \int_S (T_t^r + \rho u^r) \sqrt{\gamma} d\theta, \quad (3.16)$$

где γ – является детерминантом метрического тензора пространства, а $\mathbf{T}$ является либо тензором полной энергии-импульса, либо его гидродинамической частью. Наиболее важный вывод, истекающий из этого рисунка, заключается в том, что по крайней мере 80% энергии струи обеспечивается непосредственно ЧД и с очень высоким темпом, $\dot{E} \simeq 12 \times 10^{51}$ эрг с^{-1} . Остальные 20%, похоже, обеспечиваются внутренней частью диска – это объясняет рост мощности струйного выброса между горизонтом событий и $r \simeq 10r_g$. Действительно, тщательное изучение решения показывает, что некоторые линии магнитного поля входят в струю из поверхностных слоев диска с $\rho > 10^8 \text{ г см}^{-3}$. Однако следует проверить, что это не вызвано численной диффузией магнитного потока из канала струи в диск.

Таким образом, струйные выбросы приводится в действие механизмом Блэндфорда-Знаека. Для монополярной безсиловой магнитосферы мощность механизма Блэндфорда-Знаека определяется как

$$\dot{E}_{\text{вз}} = \frac{1}{6c} \left(\frac{\Omega \Psi}{4\pi} \right)^2, \quad (3.17)$$

где $\Omega_h = a/2(1 + \sqrt{1 - a^2})$ – угловая скорость ЧД, а Ψ это магнитный поток проходящий через ЧД. При выводе предполагалось, что угловая скорость магнитосферы $\Omega = 0.5\Omega_h$. Это справедливо даже для быстро вращающихся ЧД с монополярными магнитосферами [160] и соответствует сред-

нему значению Ω , измеренному также в представленных моделях. Используя измеренное значение Ψ , можно вычислить $\dot{E}_{\text{вз}} \simeq 8.7 \times 10^{51} \text{ эрг с}^{-1}$ на момент взрыва, который хорошо согласуется со значением $\dot{E}$, показанным на рис. 3.9. Общее количество свободной энергии на бесконечности в головной ударной волне и в коконе в момент времени $t = 0.31$ с составляет $E \simeq 0.88 \times 10^{51} \text{ эрг}$. Поскольку взрыв начинается только при $t = 0.24$ с, средняя мощность струйного выброса за активный период составляет $\langle \dot{E} \rangle \simeq 12.6 \times 10^{51} \text{ эрг с}^{-1}$, что указывает на более высокую мощность струйных выбросов на ранних стадиях взрыва.

На правой панели рис. 3.10 показаны интегральные потоки энергии струй как функции сферического радиуса для модели $C_1 = 3, B_0 = 10^{10}$ Гс. Используя измеренное значение величины Ψ из Таблицы 3.2 получаем $\dot{E}_{\text{вз}} \simeq 0.42 \times 10^{51} \text{ эрг с}^{-1}$ в момент взрыва, что хорошо согласуется с мощностью струйных выбросов $\dot{E} \simeq 0.4 \times 10^{51} \text{ эрг с}^{-1}$ показанных на Рис. 3.10.

На правой панели рис. 3.9 и рис. 3.10 также показано, что первоначально в струйных выбросах преобладает поток Пойтинга, но постепенно электромагнитная энергия преобразуется в энергию материи. Однако точность данного моделирования недостаточна, чтобы уловить динамику струи. Прежде всего, приходится держать магнетизацию течения ниже предела, при котором происходит обрушение кода – это делается посредством искусственного введения плазмы в “критические” ячейки. Это уменьшает масштаб длины для преобразования энергии через магнитное ускорение плазмы, а также асимптотический лоренц-фактор. Численная диффузия массы в струйный выброс из короны диска еще больше усугубляет эту проблему. Наконец, численное сопротивление вызывает диссипацию электрического тока в струйном выбросе. Из-за массовой диффузии и численной вязкости струйные выбросы никогда не становятся ультрарелятивистскими - их лоренц-фактор редко превышает $\Gamma = 3$. Более точное моделирование ускорения струйных выбросов можно

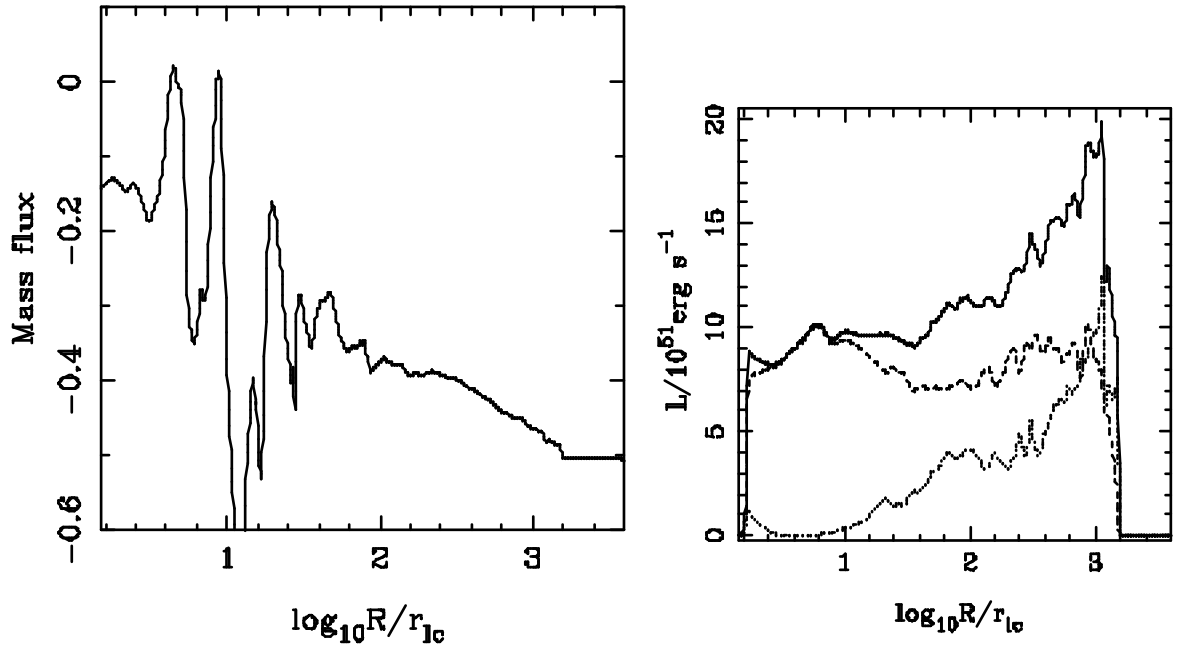


Рис. 3.9. Модель $C_1 = 9$, $B_p = 3 \times 10^{10}$ Гс, в момент времени $t = 0.31$ с. Левая панель: интегральный поток массы барионного вещества в единицах $M_\odot \text{с}^{-1}$ как функция сферического радиуса; Правая панель: интегральный поток полной энергии (сплошная линия), электромагнитной энергии (штриховая линия), и гидродинамический поток энергии (пунктирная линия).

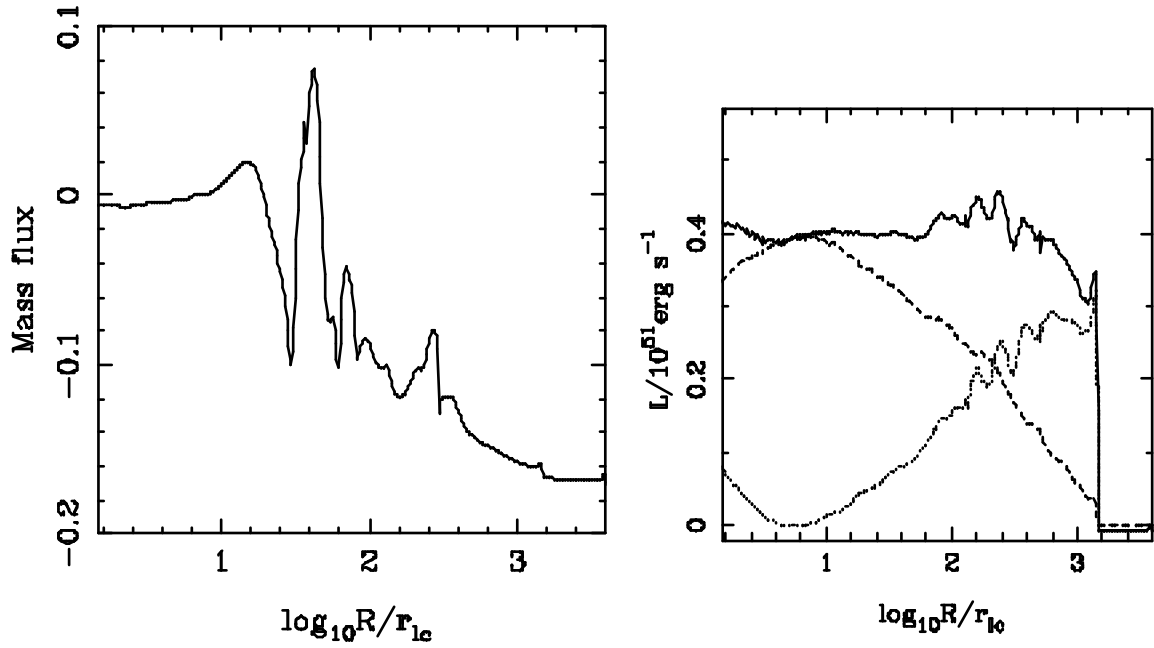


Рис. 3.10. Модель $C_1 = 3$, $B_p = 10^{10}$ Гс, в момент времени $t = 0.75$ с. Левая панель: интегральный поток массы барионного вещества в единицах $M_{\odot} \text{с}^{-1}$ как функция сферического радиуса; Правая панель: интегральный поток полной энергии (сплошная линия), электромагнитной энергии (штриховая линия), и гидродинамический поток энергии (пунктирная

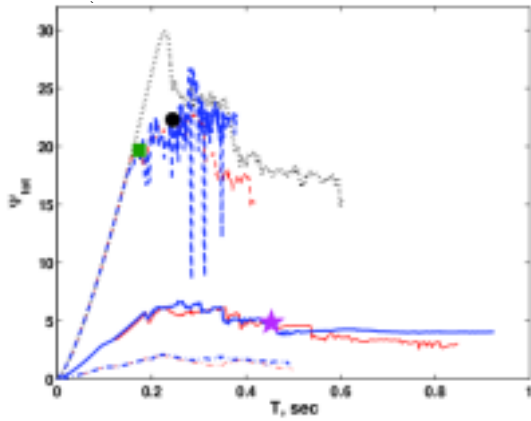


Рис. 3.11. Максимальный магнитный поток на горизонте ЧД с $a = 0.9$ $C = 3$ жирная линия, $C = 9$ тонкая линия; $B = 3 \times 10^{10}$ пунктирная линия, $B = 10^{10}$ сплошная линия, $B = 3 \times 10^9$ штрих-пунктирная линия и Шварцшильдовская ЧД $a = 0$ $C = 9$ $B = 3 \times 10^{10}$ штриховая линия. Старт взрыва отмечен закрашенным квадратом $C = 3$ $B = 3 \times 10^{10}$, кругом $C = 3$ $B = 9 \times 10^{10}$ и звездочкой $C = 3$ $B = 10^{10}$.

найти в работах [25, 169, 173, 300]. С другой стороны, полная энергия сохраняется, и соответственно, эти численные проблемы не оказывают сильное влияние на динамику головной ударной волны и формируемой струйными выбросами.

Не вращающаяся черная дыра $a = 0$ в дипольном поле.

Моделирование не вращающейся ЧД показывает роль аккреционного диска при взрыве гиперновой в модели коллапсара. Для этого проводился расчет дипольной модели $B_p = 3 \times 10^{10}$ Гс, $C_1 = 9$. Не вращающаяся ЧД приносит два основных различия: 1) аккреционный диск образуется позже, ЧД собирает больше магнитного потока; 2) Механизм Блэндфорда-Знаека не работает. Из-за первого фактора почти весь начальный магнитный поток, собирается ЧД до формирования диска (см. Рисунок 3.11), что могло бы упростить условия взрыва, но нет. Вокруг аккреционного диска образуются сильные ударные волны. После усиления B_ϕ -составляющей магнитного поля образуется замагниченная корона. Последнее увеличивает толщину короны размеров радиуса диска, см. Рисунок 3.12. При этом, не наблюдается сильного извлечения энергии, взрыва не последовало. В отсутствие нагрева нейтрино, вращение ЧД играет критическую роль в формировании ГВ.

Вращающаяся черная дыра $a = 0.9$ в магнитном дипольном поле: параметрическое исследование.

Таблица 3.1 описывает ключевые параметры шести моделей, исследованных в этом разделе, а также обобщает результаты моделирования. Одним из параметров, Ψ^{max} , является полный магнитный поток, проходящий через кольцо на экваторе равномерно намагниченной сферы в исходном решении. Очевидно, это дает максимальный магнитный поток, который может быть

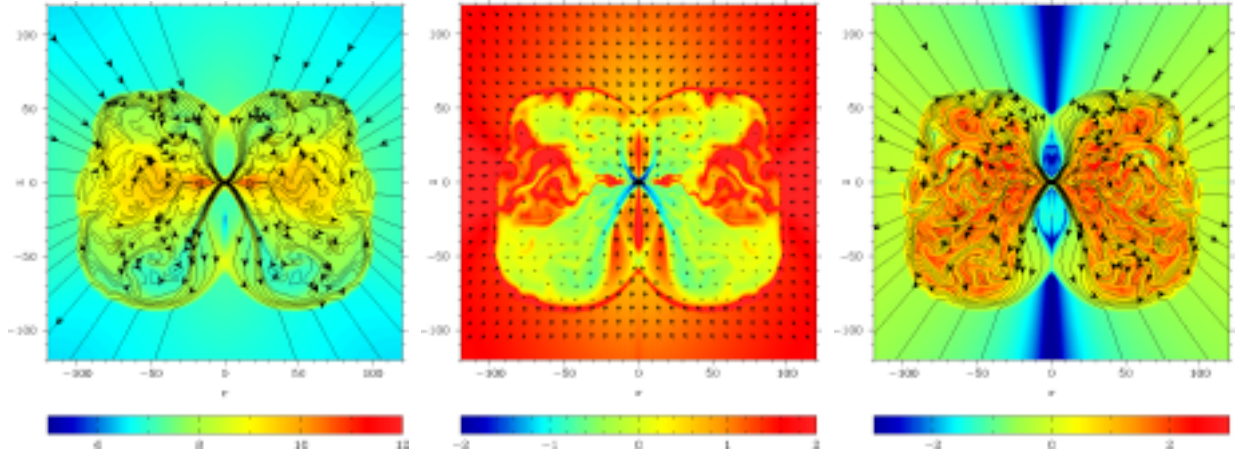


Рис. 3.12. Модели $a = 0$, $B_p = 3 \times 10^{10}$ и $C_1 = 9$ в момент времени $t = 0.60$ с. Левая панель: плотность барионного вещества, $\log_{10} \rho$, в единицах г/см^3 и линии магнитного поля; Средняя панель: отношение газового к магнитному давлению, $\log_{10} P/P_m$, а стрелками показано поле скоростей; Правая панель: отношение азимутального к полоидальному напряженностей магнитного поля, $\log_{10} B^\phi/B_p$, и линии магнитного поля.

накоплен черной дырой в симуляциях. Достигнуто ли это максимальное значение в какой-то момент, зависит от скорости вращения звезды прародителя. Для медленной вращающейся звезды все однородное намагниченное ядро может быть проглочено ЧД еще до того момента когда сформируется аккреционный диск. В этой точке Ψ_h будет равен Ψ^{max} , а затем магнитный поток начинает уменьшаться в результате адвекции противоположно направленных частей дипольных петель (эти петли хорошо видны на рис. 3.5). В случае быстрого вращения звезды, аккреционный диск формируется до того, как Ψ_h достигает Ψ^{max} , и после этого момента рост Ψ_h заметно замедляется, так как аккреция через диск намного медленнее по сравнению с аккрецией свободного падения. Как только противоположно направленные части магнитных петель начинают пересекать аккреционную стоячую ударную волну и попадают в область с развитой турбулентностью, которая окружает диск, аннигиляция полоидального магнитного поля в этой области становится важным фактором. В результате, максимальное значение магнитного потока, имеющегося в вычислительной области, начинает уменьшаться и Ψ_h не достигает Ψ^{max} .

Модель	$B_{0,10}$	C_1	Ψ_{27}^{max}	κ_{max}	Взрыв	$\Psi_{h,27}$	$\dot{E}_{51}$
A	3	3	19.1	1.07	Да	11.6	9.6
B	3	9	19.1	0.62	Да	13.1	12.7
C	1	3	6.67	0.36	Да	2.80	0.4
D	1	9	6.67	0.21	Нет		
E	0.3	3	1.91	0.11	Нет		
F	0.3	9	1.91	0.06	Нет		

Таблица 3.1. Краткое изложение численных моделей коллапсаров. $B_{0,10}$ - начальная напряженность магнитного поля в единицах 10^{10} Гс, C_1 - параметр плотности в уравнении 2.5, Ψ_{27}^{max} - максимальное значение магнитного потока, который может накапливаться черной дырой в единицах 10^{27} Гс см², κ_{max} значение κ , соответствующее Ψ_{27}^{max} , “Взрыв” - индикатор взрыва, $\Psi_{h,27}$ - фактический магнитный поток накопленный черной дырой к моменту взрыва, $\dot{E}_{51}$ представляет собой среднюю мощность механизма БЗ в единицах 10^{51} эрг/с.

κ_{max} - это значение параметра κ , вычисленное с использованием Ψ^{max} вместо фактического значения потока черной дыры в уравнении 3.5. Быстрый осмотр показывает, что критическое значение κ на основе значений κ_{max} составляет около $\kappa_c = 0.3$ (см. Модели C и D в таблице 3.1.), почти в пять раз ниже, чем в тестовых симуляциях сферического коллапса. Реальное, фактическое значение магнитного потока, накопленного черной дырой, Ψ_h , ко времени взрыва всегда заметно ниже, чем κ_{max} (см. таблицу 3.1). В модели C она в 2.4 раза ниже, что приводит к снижению фактического критического значения κ до значения около 0.1. Этот результат, несомненно, связан с сильно анизотропной природой потока в непосредственной близости от черной дыры, которая развивается при моделировании. Что наиболее важно, существует четкое разделение массы и магнитных потоков: в то время как большая часть массы проходит через аккреционный диск, основная часть линий магнитного поля, соединенных с горизонтом черной дыры, занимает

пространство над (и под) диском (см. рис. 3.13).

Все модели, рассматриваемые в этом разделе, сначала проходят через пассивную фазу почти сферической аккреции. Во время этой фазы черная дыра накапливает магнитный поток, но, поскольку Ψ^{max} недостаточно велик, механизм Блэндфорда-Знаека остается отключенным. Затем, когда удельный угловой момент плазмы, приближающейся к черной дыре, превышает удельный угловой момент на последней условно-связанной орбите, аккреционный диск образуется в экваториальной плоскости, а аккреционная стоячая ударная волна отрывается от его поверхности. Эта ударная волна лучше всего видна на графике плотности на рис. 3.13, где она выглядит как резкая круговая граница между светло-синей и темно-синей областями радиуса $\simeq 30r_g \simeq 135$ км. Фактически, аккреционная ударная волна колеблется таким образом, что напоминает колебания, обнаруженные ранее при моделировании сверхновых [например 67, 81, 274], а также при моделировании аккреционных потоков на черные дыры [232] и приписывается к так называемой неустойчивости возникающей на стационарной аккреционной ударной волне (SASI). Скорее всего, физическое происхождение колебаний ударной волны в представленных симуляциях сходно с SASI, но этот вопрос подробно не исследовался.

Во время этой второй фазы дифференциальное вращение приводит к намотке магнитного поля в диске и его короне, где азимутальная составляющая магнитного поля начинает доминировать (верхняя правая и нижняя левая панели на рис. 3.13). Корона действует как “магнитный щит”, отклоняющий плазму, идущую под промежуточными полярными углами к экваториальной плоскости или полярной оси (см. Рис. 3.13). В моделях D, E и F вторая фаза продолжается до конца симуляции, и процесс Блэндфорда-Знаека оказывается постоянно отключен. Нет четких указаний на то, что эта фаза может скоро закончиться, хотя аккреционный диск монотонно увеличивается в радиусе, и

это может в конечном итоге привести к взрыву.

В моделях А, В, С после нескольких колебаний расчет входит в третью фазу, которая характеризуется непрерывным расширением аккреционной ударной волны, которая затем превращается во взрывную волну. Во время этого перехода черная дыра развивает магнитосферу с низкой массовой плотностью, которая занимает осевой канал, через которую энергия вращения черной дыры переносится в виде потока Пойтинга и толкает взрывную волну (головную ударную волну). Типичная крупномасштабная структура решения во время третьей фазы показана на рисунках 3.5 и 3.14 (см. также [26]). Она довольно похожа на структуру, наблюдаемую при моделировании сферической аккреции в случае расщепленного монополярного магнитного поля (см. Раздел 3.2.2).

Рисунок 3.13 показывает решение для модели В в момент времени $t = 237$ мс, что близко к концу второй фазы, и помогает понять, как именно механизм БЗ активируется в представленных моделях. На этом этапе аккреционный диск хорошо развит и на его долю приходится 50 – 60% потока массы через горизонт событий, тогда как большинство линий магнитного поля, пронизывающих горизонт, убегают как из диска, так и короны, окружающей диск, которая содержит преимущественно азимутальное магнитное поле. Сильное турбулентное движение в диске и его короне должно быть причиной такого убегания магнитного потока [264, 298, 350]. В любом случае наблюдаемое разделение магнитного потока и потока вещества приводит к довольно неоднородной намагниченности плазмы вблизи черной дыры. Самое главное, что есть регионы, которые имеют гораздо выше намагниченность по сравнению со случаем сферической аккреции с тем же значением интегрального параметра κ .

Кроме того, действие “магнитного щита” короны диска может способствовать дальнейшему локальному увеличению магнетизации. Действитель-

но, корона может отклонять плазму, проходящую через аккреционную ударную волну на промежуточных широтах в направлении, которое не обязательно совпадает с локальным направлением магнитного поля. Например, на рисунке 3.13 точка остановки течения за фронтом ударной волны в верхней полусфере расположена в $(r, z) \simeq (25, 20)r_g$, тогда как разделение между линиями магнитного поля связанных с ЧД и диском оказывается на гораздо более низкой широте, около $(r, z) = (28, 10)r_g$. Таким образом, прямая загрузка веществом силовых линий, проходящих через ударную волну между этими точками, в данный момент приостанавливается. С другой стороны, на другом конце этих силовых линий, где они проникают через горизонт событий, их разгрузка продолжается, как обычно. В результате намагниченность вдоль этих линий увеличивается, что позволяет достичь критического условия локально, $\beta_\rho < 1$ (см. интенсивные синие области на левой панели рис. 3.13). Как только это условие выполнено, включается механизм БЗ, только в этой точке, а в остальных областях скорость вращения силовых линий остается значительно ниже, чем $0.5\Omega_h$. Однако теперь дополнительная магнитная энергия закачивается в область пространства под ударной волной через механизм БЗ, способствуя расширению ударной волны и повышая эффективность в качестве дефлектора потока. Это вызывает дальнейшее увеличение намагниченности у горизонта, дальнейшее увеличение скорости вращения магнитосферы и, следовательно, увеличение мощности БЗ и т.д.. Процесс развивается стремительным образом.

На рисунке 3.15 показан параметр намагниченности β_ρ на $r = 2r_g$ как функция полярного угла для модели В (одновременно с рис. 3.13) и для модели D в то же время. Видно, что для модели D намагниченность ниже. Фактически, условие локальной критичности, $\beta_\rho < 1$, нигде не выполняется для этой модели, и это объясняет, почему взрыв не производится в этой

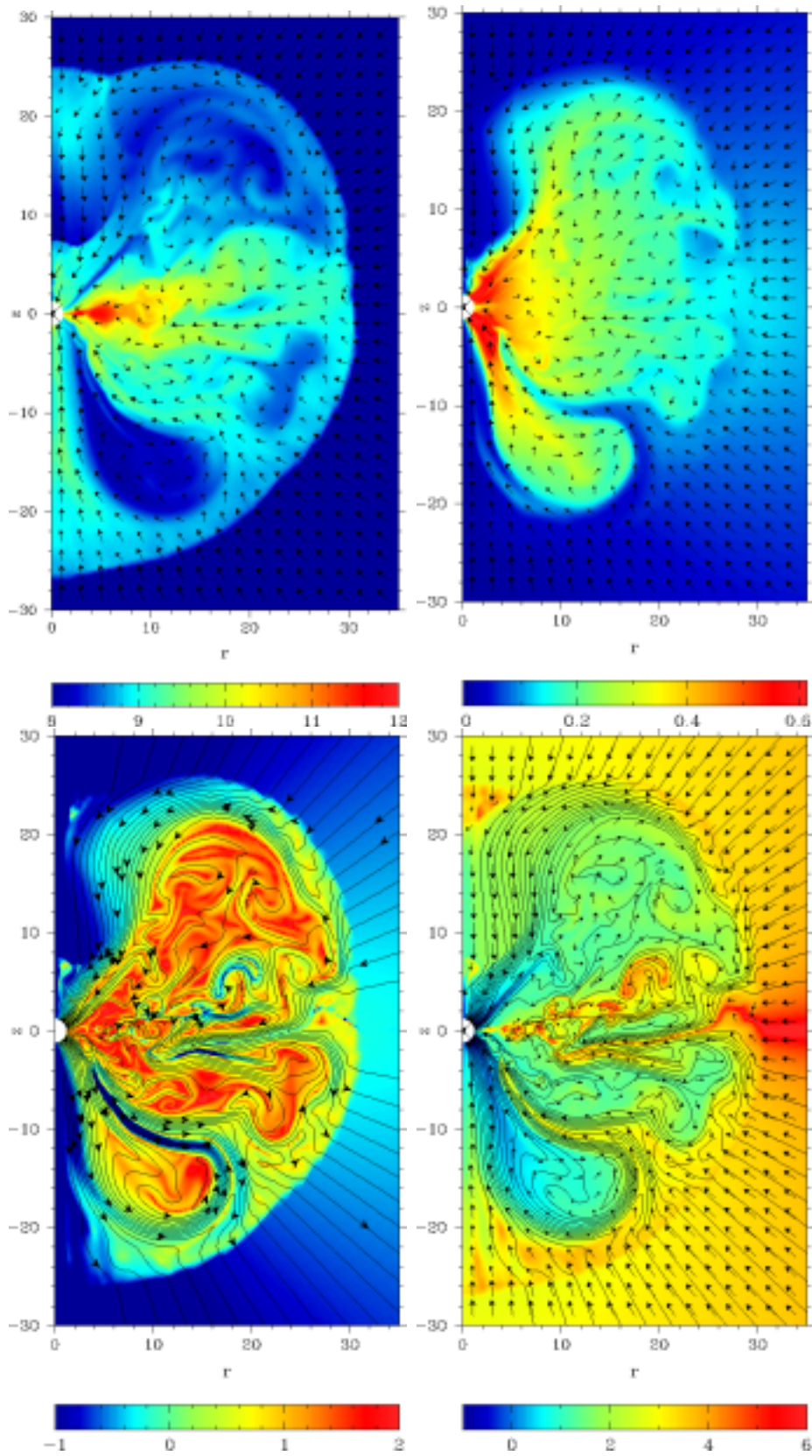


Рис. 3.13. Модель В в момент близкий ко взрыву, при $t = 237$ мс. Слева сверху: $\log_{10} \rho$ и полоидальная скорость; Справа сверху: угловая скорость плазмы и полоидальная скорость; Слева внизу: соотношение азимутальной и полоидальной составляющих магнитного поля, $\log_{10}(|B_\phi| / |B_p|)$ и силовые линии магнитного поля; Справа внизу: магнетизация $\log_{10} \beta_\rho$, силовые линии магнитного поля и полоидальное поле скоростей. Длина векторов пропорциональна квадратному корню из скорости.

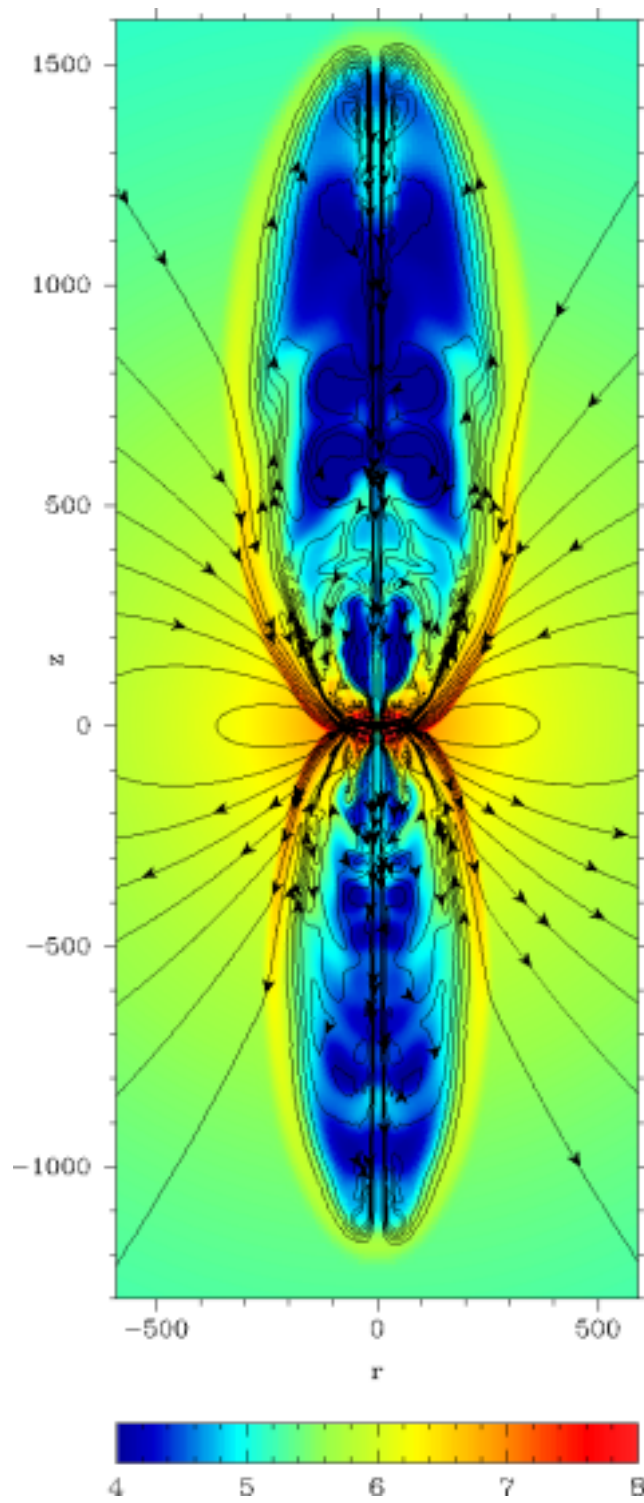


Рис. 3.14. Модель В вскоре после взрыва. На рисунке показано решение в момент времени $t = 332$ мс. Цветом показан $\log_{10} \rho$, а контуры показывают линии магнитного поля.

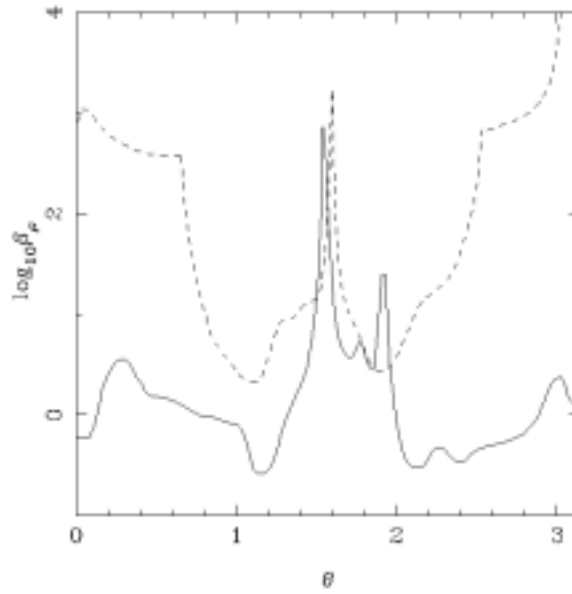


Рис. 3.15. Параметр магнетизации $\beta_\rho = B^2/4\pi\rho c^2$ на $r = 2r_g$ для модели В в момент времени $t = 237$ мс (сплошная линия) и D в момент времени $t = 360$ мс (штриховая линия).

модели ⁴.

Вращающаяся черная дыра $a = 0.9$ в однородном поле.

Коллапсарная модель струйные выбросы которой запускаются механизмом БЗ может быть чувствительной к магнитному потоку и угловому моменту звездной оболочки. В этом разделе проверяется данное предположение. Для этого напряженность магнитного поля принимается $B_p = 3 \times 10^9$ Гс. В случае дипольной топологии (см. Разделы 3.3.5 и таб. 3.1) этого поля недостаточно для инициирования взрыва. Первоначально однородное магнитное поле с той же силой может изменить ситуацию К тому же момент импульса звездной оболочки может изменить условия взрыва. Для этого расчет про-

⁴ Эти результаты также указывают на то, что численная диффузия и численное удельное сопротивление уменьшают шансы на успешный взрыв в численном моделировании посредством сглаживания распределений массы и магнитного поля и, следовательно, уменьшения неоднородности β_ρ .

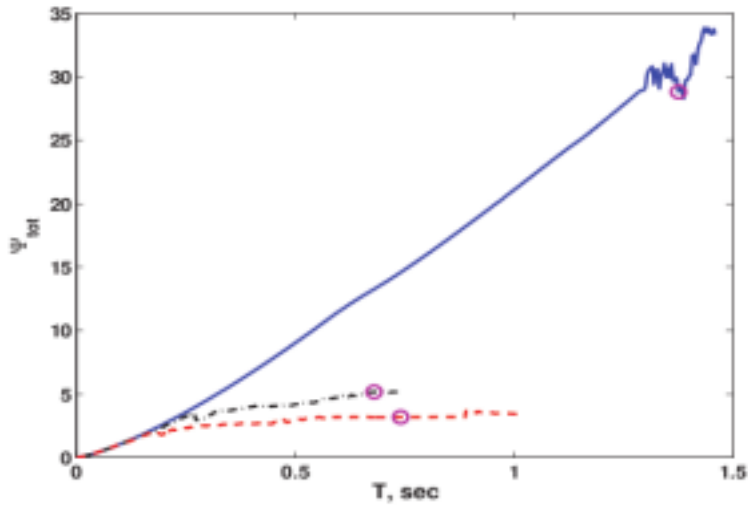


Рис. 3.16. Максимальный магнитный поток на горизонте керовской ЧД с $a = 0.9$ $C_1 = 3$ и однородным магнитным полем $B = 3 \times 10^9$ для различных удельных угловых моментов в коллапсирующей оболочке: $l = l_0$ – штриховая линия, $l = 0.6 l_0$ – штрих-пунктирная линия и $l = 0.0$ – сплошная линия. Кружки отмечают время начала взрывов.

водился с 3 различными значениями углового момента в звездной оболочке $l_{e1} = l_0$, $l_{e06} = 0.6 \times l_0$ и $l_{e0} = 0$.

Для простоты фиксируем угловой момент ЧД $a = 0.9$ и магнитное поле, меняем удельный угловой момент оболочки звезды. Равномерное магнитное поле имеет неограниченный магнитный поток. Если гипотеза о поведении ГВ вызываемого механизмом БЗ верна, то взрыв в случае (не ограниченного) однородного магнитного поля и относительно быстро вращающейся ЧД, рано или поздно должен происходить всегда!

Как и в дипольном случае, наблюдается сферическая аккрецию и накопление магнитного поля на горизонте ЧД. Когда угловой момент вещества аккрецируемого из оболочки становится достаточно большим, чтобы образовать диск. Рост магнитного потока существенно замедляется и определяется вязким временем аккреционного диска, см. Рисунок 3.16. Почти монотонный рост магнитного потока на горизонте сильно отличается от дипольного случая. В дипольном случае, на поздних стадиях аккреция вещества с противоположным направлением магнитных силовых линий приводит к аннигиляции

Таблица 3.2. Однородное магнитное поле.

l	Ψ_{27}	t_{expl}	$\dot{M}_{BH}$	$\dot{E}_{51}$	$\dot{E}/\dot{M}_{BH}c^2$
l_0	1.9	0.74	0.007	0.22	0.016
$0.6 l_0$	3.1	0.68	0.018	0.40	0.012
$0.0 l_0$	17	1.37	0.11	16	0.08

l – удельный угловой момент аккрецируемого вещества; Ψ_{27} – магнитный поток на горизонте ЧД в момент начала взрыва в единицах 10^{27} ; t_{expl} – время начала взрыва после начала расчета в секундах; $\dot{M}_{BH}$ – аккреционный темп на ЧД в единицах $M_\odot \text{ с}^{-1}$; $\dot{E}_{51}$ – выделяемая мощность в струйных выбросах в единицах $10^{51} \text{ эргс}^{-1}$; $\dot{E}/\dot{M}_{BH}c^2$ – безразмерная эффективность аккреции.

магнитного поля в диске, что приводит к уменьшению магнитного потока на горизонте.

Образование аккреционного диска уменьшает необходимый магнитный поток для начала взрыва, но раннее образование диска уменьшает магнитный поток, собираемый во время сферической фазы аккреции, в дальнейшем скорость сбора магнитного потока значительно уменьшается (см. Рис. 3.16 и Таб. 3.2. Тем не менее, взрыв получается во всех 3 случаях.

В случае звездной оболочки без углового момента, угловой момент который сообщает магнитное поле на горизонте керровской ЧД должен перебороть динамическое давление аккрецируемого вещества. Центробежные силы могут остановить аккрецию в экваториальной плоскости и снизить скорость аккреции в полярной области, что помогает начать взрыв. Отсутствие этих факторов приводит к гораздо более длительной фазе накопления магнитного потока.

Энергия, выделяемая в коллапсарной модели, управляется изначально накопленным до взрыва магнитным потоком. Все проведенные моделирования хорошо согласуются с темпами извлечения энергии механизмом БЗ (3.17)

и Таб. 3.2. В случае керровской ЧД и наличия достаточно большого магнитного потока всегда можно ожидать мощный взрыв.

3.4. Начальные условия возникающие при коллапсе массивной звезды.

В этом разделе обсуждаются реалистичные начальные условия характерные для ГВ вызванных механизмом БЗ. На основе полученных начальных условий проводится моделирование, которое позволяет сделать вывод о свойствах магнитного поля в звездах прародителях.

3.4.1. Формирование аккреционного диска.

С типичной скоростью вращения 200 км/с на главной последовательности нулевого возраста [например 141, 250] стандартные эволюционные модели одиночных звезд предсказывают очень быстрое вращение звездных ядер ко времени коллапса [133, 138, 139]. В соответствии с этими моделями типичные периоды рождения новорожденных пульсаров в успешных сверхновых составляют около одной миллисекунды, а «неудавшиеся сверхновые» образуют быстро вращающиеся черные дыры с аккреционными дисками, как это требуется для ГВ. Эти результаты, однако, противоречат наблюдениям, которые указывают на то, что молодые миллисекундные пульсары и гамма-всплески встречаются очень редко.

Когда в эволюционные модели включена передача углового момента из-за относительно слабого магнитного поля, создаваемого динамо Тейлера-Спрута [289, 299], она приводят к значительному замедлению звездных ядер во время фазы красного гиганта и во время интенсивной потери массы, характерной для массивных звезд в фазе Вольфа-Райе [135]. В результате про-

гнозируемые скорости вращения новорожденных пульсаров согласуются с наблюдениями, но, с другой стороны, вращение ядра становится слишком медленным по сравнению с тем, что требуется для коллапсарной модели ГВ [135]. Недавно было высказано предположение, что низкая металличность может быть фактором, позволяющим снизить эффективность магнитного торможения в прародителях ГВ [349, 354]. С одной стороны, скорость потери массы WR-звезд значительно уменьшается с металличностью. С другой стороны, эволюционные модели [349] показывают, что звезды с низкой металличностью, вращающиеся максимально возможной скоростью, могут стать полностью конвективными, что приводит однородному распределению химических элементов по радиусу, а это позволяет обойти фазу красного гиганта. Этот результат был подтвержден в [352], но их модели также показывают, что даже звезды с металличностью в две тысячи раз ниже солнечной раздуваются до 50 солнечных радиусов на стадии горения углерода. Для потенциального прародителя ГВ, даже большой длительности, соответствующее время прохождения света слишком велико, $t_{\text{ls}} > 120$ с, не говоря уже о времени прожигания звезды струйным выбросом. Действительно, это очень затрудняет объяснение большой наблюдаемой доли длинных ГВ с длительностью гамма-всплеска всего 3-30 секунд. Интересный факт заключается в том, что высокие темпы потери массы массивных звезд с солнечной металличностью долгое время считались важным фактором в эволюции прародителей ГВ, поскольку это может привести к образованию компактной гелиевой звезды (WR-звезды) за счет полной потери протяженной водородной оболочки [346]. Очевидно, что эти осложнения не характерны для стандартной модели ГВ связанных с нагревом нейтрино. Фактически, магнитное поле магнитных звезд намного сильнее, чем предсказанное теорией звездного динамо Тейлора-Спрута, и, следовательно, магнитное торможение прародителей ГВ является более сильным в нашей магнитной модели центральной машины ГВ, которая основана

на сильном начальном магнитном поле.⁵

В значительной степени вышеуказанные осложнения характерны для одиночных звезд и их можно избежать в тесных двойных системах. Во-первых, в тесных двойных системах сильное расширение оболочки одной из звезд ограничена гравитационным влиянием второй компоненты. Заполнение полости Роша приводит к перетеканию вещества на второй компаньон, выбросу вещества из системы, преимущественно в плоскости орбиты, или к фазе с общей оболочкой [296]. Во-вторых, даже в случае высокой металличности и/или сильного магнитного поля скорость вращения звезды может оставаться высокой из-за синхронизации вращения и орбитальных движений. Действительно, в синхронизированной двойной системе приливные моменты заставляют компоненты вращаться с той же скоростью, что и орбитальное вращение

$$\Omega_s^2 = GM_s(1 + q)/L^3, \quad (3.18)$$

где L – орбитальное расстояние, M_s – масса рассматриваемой звезды, а величина $q = M_{com}/M$, где M_{com} – масса звезды-спутника. Так как орбитальная частота уменьшается с L , максимальная скорость вращения достигается, когда орбитальное разделение минимально. Это соответствует случаю, когда радиус звезды равен размеру ее полости Роша. Соотношение между минимальным расстоянием L_{min} , радиусом звезды R_s и q может быть аппроксимировано с достаточной точностью для $1/100 < q < 100$ [256] в виде

$$L_{min} = 2.64q^{0.2084}R_s. \quad (3.19)$$

Во время коллапса звезды центробежная сила остановит свободное падение внешних слоев и будет способствовать развитию аккреционного диска при условии, что удельный угловой момент на звездном экваторе превышает

⁵ Магнитное поле магнитных звезд, скорее всего, будет захвачено еще из межзвездной среды во время стадии коллапса мелекулярного облака [10, 73, 231].

таковой на последней условно связанной орбите для черной дыры с той же массой и моментом вращения как у звезды прародителя. Момент вращения Керровской черных дыр определяется выражением

$$J_h = a \frac{GM_h^2}{c},$$

где $-1 < a < 1$ – безразмерный параметр вращения, а M_h – масса черной дыры. Удельный угловой момент пробных массивных частиц на круговых орбитах в экваториальной плоскости

$$l = \frac{(r^2 - 2ar^{1/2} + a^2)}{r^{3/4}(r^{3/2} - 3r^{1/2} + 2a)^{1/2}} \frac{GM_h}{c}, \quad (3.20)$$

где $r = R/R_g$ и $R_g = GM_h/c^2$, и радиус последней условно связанной орбиты

$$r_{mb} = \{2 - a + 2(1 - a)^{1/2}\} \quad (3.21)$$

[13]. Как будет показано позже, во время формирования диска a довольно мало. Сохраняя только первые два члена разложения Тейлора, находим, что

$$l_{mb} \simeq (4 - a) \frac{GM_h}{c}. \quad (3.22)$$

Это показывает, что можно безопасно использовать результаты, полученные для черной дыры Шварцшильда. Тогда условие формирования диска,

$$\Omega_s R_s^2 > l_{mb}(M_s), \quad (3.23)$$

имеют вид

$$\left(\frac{L}{R_s}\right)^3 < \frac{1+q}{16} r_s, \quad (3.24)$$

где $r_s = R_s/R_{gs}$ и $R_{gs} = GM_s/c^2$. Для типичных параметров звезд WR это соответствует

$$L < 14R_s(1+q)^{1/3} \left(\frac{R_s}{R_\odot}\right)^{1/3} \left(\frac{M_s}{10M_\odot}\right)^{-1/3}. \quad (3.25)$$

Сравнение с уравнением 3.19 показывает, что коллапс звезд WR в тесных двойных системах действительно может привести к образованию аккреционных дисков [60, 257]. Можно переписать вышеупомянутое условие в терминах периода двойной системы, T_b , как

$$T_b < \frac{1}{4} T_k r_s^{-1/2} \simeq 48 \text{ часов} \left(\frac{M_s}{10M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{R_s}{R_\odot} \right)^2, \quad (3.26)$$

где T_k – кеплеровский период при $R = R_s$. Этот верхний предел примерно в пять раз выше, чем тот, который был получен в [257], который требовал, чтобы диск образовался сразу после распада железного ядра.

Аккреционные диски с эффективным охлаждением остаются геометрически тонкими, а их внутренний радиус определяется радиусом последней устойчивой круговой орбиты.

$$r_{ms} = \{3 + Z_2 - [(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)]^{1/2}\}, \quad (3.27)$$

где $r_{ms} = R_{ms}/R_g$ и

$$\begin{aligned} Z_1 &\equiv 1 + (1 - a^2)^{1/3} [(1 + a)^{1/3} + (1 - a)^{1/3}], \\ Z_2 &\equiv (3a^2 + Z_1^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

[13]. Соответствующий удельный угловой момент l_{ms} определяется изменением скорости вращения черной дыры за счет дисковой аккреции.⁶

Внешний радиус диска, R_d , определяется удельным угловым моментом на экваторе звезды⁷, $l_s = \Omega_s R_s^2$. Предполагая, что $r_d = R_d/R_{gs} \gg 1$, угловой момент на внешней кромке диска равен $l_d = (GM_s R_d)^{-1/2}$. Сопоставляя l_d и l_s и используя уравнение 3.18, можно найти, что

$$r_d = r_s (1 + q) \left(\frac{L}{R_s} \right)^{-3}. \quad (3.29)$$

⁶ Для простоты можно игнорировать влиянием магнитного торможения на эволюцию скорости вращения черной дыры.

⁷ Фактически, различные механизмы могут перераспределять угловой момент в аккреционном диске и, следовательно, расположение внешнего края, но этот эффект относительно незначительный [91, 279].

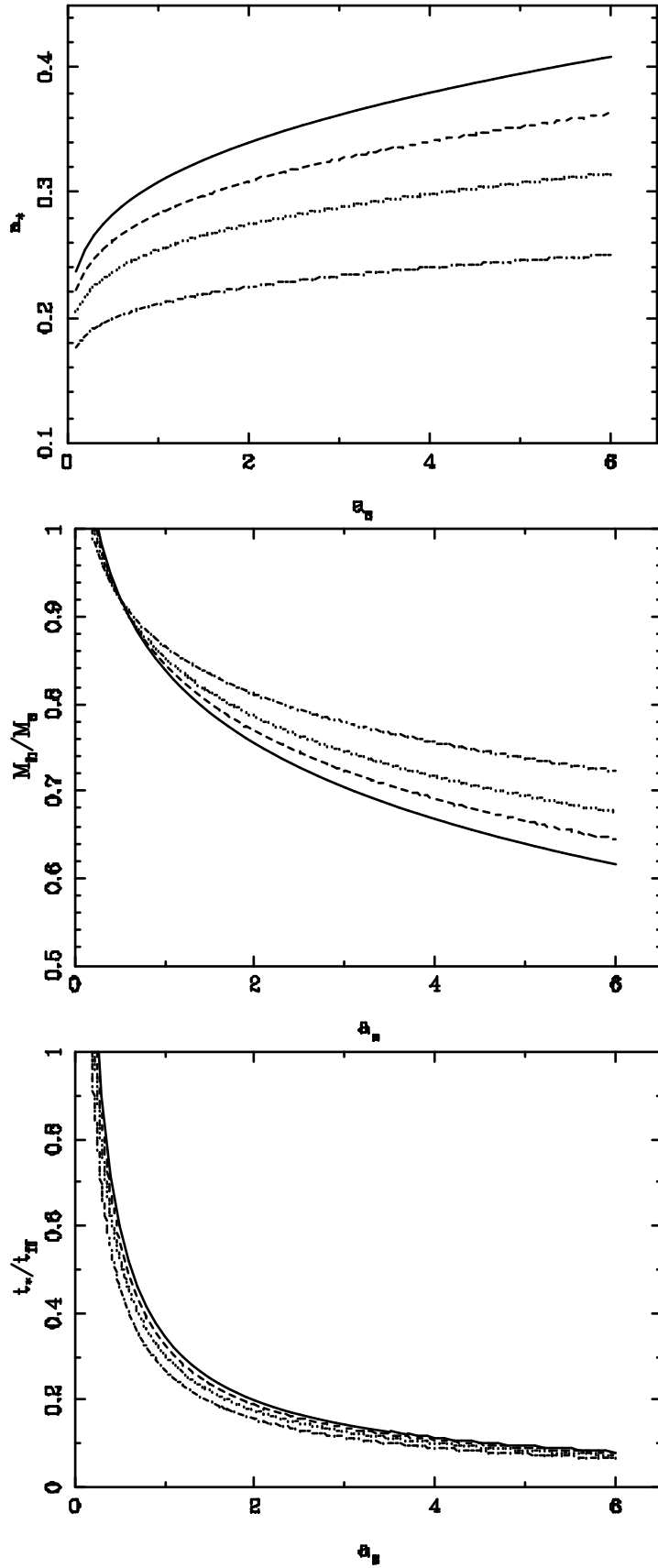


Рис. 3.17. Скорость вращения черной дыры (верхняя панель) и масса (средняя панель) на момент времени формирования диска, t_* (нижняя панель) в зависимости от скорости вращения прародителя для $M_c/M_s = 1/3$ (штрих-пунктирная линия), $1/5$ (пунктирная линия), $1/9$ (штриховая линия) и $1/31$ (сплошная линия).

Таким образом

$$r_d \sim 47 \left(\frac{R_s}{R_\odot} \right) \left(\frac{M_s}{10M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{\tilde{L}}{10} \right)^{-3} \quad (3.30)$$

где $\tilde{L} = (1 + q)^{-1/3}(L/R_s)$. Для самого широкого орбитального разделения, которое все еще допускает формирование диска (см. Уравнение 3.25), это уравнение дает $r_d \leq 17$, тогда как для ближайшего (см. Уравнение 3.19) получаем $r_d \leq 5 \times 10^3$. Таким образом, модель прогнозирует широкий диапазон размеров аккреционных дисков. Компактные диски и внутренние области больших дисков будут охлаждаться посредством излучения нейтрино, тогда как внешние области больших дисков будут оставаться толстыми (адиабатическими). Время аккреции нейтрино охлаждаемых дисков

$$t_d \approx 2.6 \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{-6/5} \left(\frac{r_d}{100} \right)^{4/5} \left(\frac{M_h}{10M_\odot} \right)^{6/5} \text{ с} \quad (3.31)$$

[259] значительно меньше чем время свободного падения

$$t_{ff} \approx 240 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{3/2} \left(\frac{M_s}{10M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ с}. \quad (3.32)$$

Время аккреции больших дисков можно оценить с помощью α -модели для тонких дисков ($\delta = H_d \simeq R_d \simeq 0.3$)

$$t_d \approx 250 \left(\frac{\alpha \delta^2}{0.01} \right)^{-1} \left(\frac{r_d}{10^3} \right)^{3/2} \left(\frac{M_h}{10M_\odot} \right) \text{ с} \quad (3.33)$$

[279]. Таким образом, за исключением самых больших дисков, временная шкала аккреции диска короче по сравнению с временной шкалой свободного падения, и, следовательно, скорость роста массы черной дыры определяется непосредственно скоростью свободной аккреции.

Чтобы оценить массу и скорость вращения черной дыры во время образования диска, необходимо знать распределение массы прародителя в начале коллапса. Здесь принималась модель оболочки коллапсирующей звезды в

виде степенного распределения вещества по радиусу, такая модель использовалась в работе [50], где в аналитических моделях сверхновых с коллапсом ядра, плотность задавалась как

$$\rho(R) = \rho_c \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-3}, \quad R > R_c, \quad (3.34)$$

где R_c – радиус железного ядра. Простое интегрирование позволяет найти выражение для распределения массы

$$M(R) = 4\pi\rho_c R_c^3 \ln(R/R_c) \quad (3.35)$$

и для момента инерции оболочки

$$I(R) = \frac{1}{3} \frac{M(R)R^2}{\ln(R/R_c)} \quad (3.36)$$

здесь проводилось интегрирование между железным ядром и радиусом R .

По аналогии с черной дырой, удобно описать скорость вращения коллапсирующей звезды с помощью безразмерного параметра вращения

$$a_s = \frac{J_s c}{GM_s^2}. \quad (3.37)$$

В модели Бете он соотносится с Ω_s посредством следующего выражения

$$\Omega_s = a_s \frac{3GM_s(1+\eta)^2}{R_s^2 c} \ln y_s \quad (3.38)$$

где $y_s = R_s/R_c$, $\eta = M_c/M_s$, и здесь игнорируется небольшой вклад компактного железного ядра в общий момент вращения звезды. Условие (3.19) с $q = 1$ подразумевает, что

$$a_s \leq \frac{1}{9 \ln y_s} r_s^{1/2} \simeq 5.2 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{10M_\odot} \right)^{-1/2}, \quad (3.39)$$

где использовалось значение $y_s = 100$.

Предположим, что диск впервые образовался в момент времени t^* и что к этому времени черная дыра поглотила звезду до начального радиуса

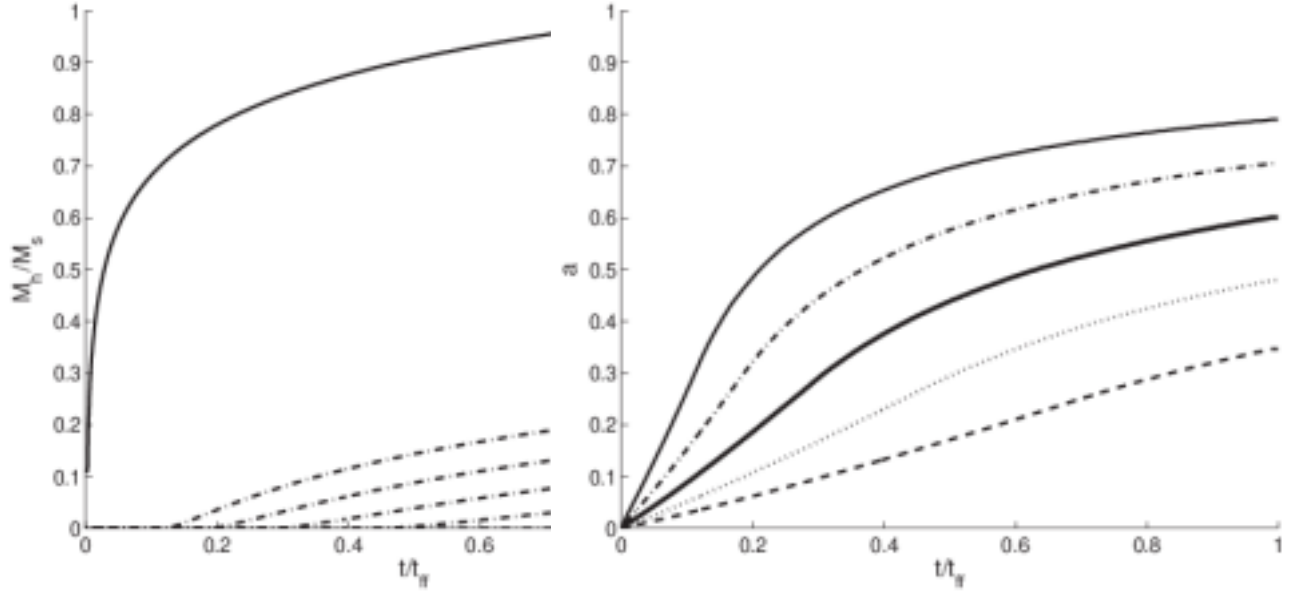


Рис. 3.18. Эволюция массы и вращения черной дыры в модели Бете с $M_c/M_s = 1/9$. Левая панель: Общая масса черной дыры (сплошная линия) и масса, накопленная через аккреционный диск (штрихпунктирные линии) для скорости вращения прародителя $a_s = 0.33, 0.58, 1.0, 1.7$ и 3 . Более высокое значение a_s соответствует более высокой доле массы аккрецируемой через диск. Правая панель: Параметр вращения a черной дыры для параметра вращения прародителя $a_s = 0.33$ (штриховая линия), 0.58 (пунктирная линия), 1.0 (жирная сплошная линия), 1.7 (штрих-пунктирная линия) и 3.0 (тонкая сплошная линия). Время эволюции дано в единицах времени свободного падения, указанного в уравнении 3.32.

$R = R_*$. Предполагая, что параметр вращения черной дыры в этой точке мал, $a_* \ll 1$, имеем

$$\Omega_s R_*^2 = (4 - a_*) \frac{G(M_* + \eta M_s)}{c}, \quad (3.40)$$

где $M_* = M(R_*)$. Используя уравнения (3.35) и (3.38) это условие может быть переписано в форме алгебраического уравнения для $y_* = R_*/R_c$

$$y_*^2 = \frac{(4 - a_*)y_s^2}{3(1 + \eta)^2 a_s \ln y_s} \left[\frac{\ln y_*}{\ln y_s} + \eta \right], \quad (3.41)$$

где

$$a_* = \frac{4}{1 + 3(\ln y_* + \eta \ln y_s)}. \quad (3.42)$$

Это уравнение решается численно, и результаты представлены на рисунке 3.17. Видно, что диск сформирован относительно поздно, с типичным временем $t_* > 0.1 t_{ff}$, когда более половины звезды уже было поглощено черной дырой. Скорость вращения черной дыры в этот момент относительно низкая, $0.2 < a_* < 0.4$.

3.4.2. Рост черной дыры.

Чтобы исследовать эволюцию скорости вращения черной дыры для более сложных моделей прародителей длинных ГВ, а также ее эволюцию в модели Бете после образования диска, нужно интегрировать следующую систему динамических уравнений ⁸

$$\frac{dM_h}{dR} = 4\pi R^2 \rho(R), \quad (3.43)$$

$$\frac{dJ_h}{dR} = 4\pi R^2 \rho(R) \int_0^{\pi/2} \tilde{l}(R, \theta) \sin \theta d\theta. \quad (3.44)$$

⁸ Аналогичный подход использовался в [147].

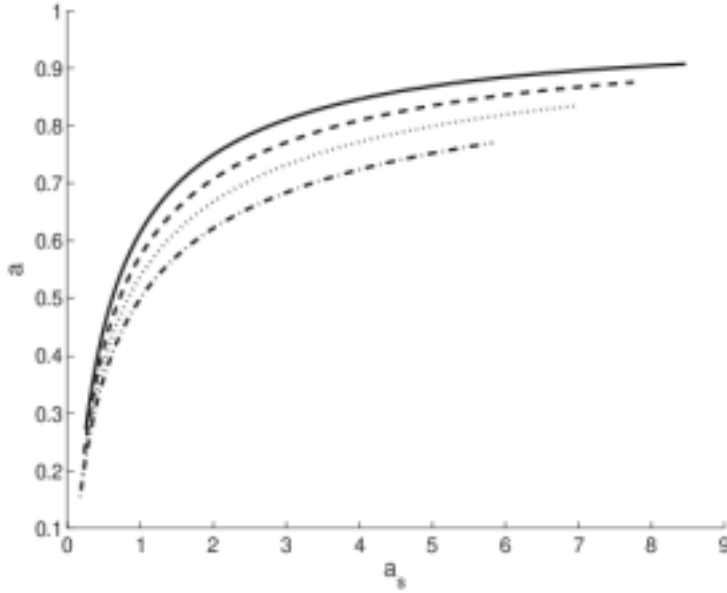


Рис. 3.19. Окончательное значение параметра вращения черной дыры в модели Бете с параметром вращения прародителя для моделей с $M_c/M_{star} = 1/3$ (штрих-пунктирная линия), $1/5$ (пунктирная линия), $1/9$ (штриховая линия) и $1/31$ (сплошная линия).

Здесь $\rho(R)$ - плотность звездного вещества в оболочке до коллапса, а $\tilde{l}(R, \theta)$ - удельный угловой момент, сохраняемый элементом вещества, первоначально находящимся в точке с координаты $\{R, \theta\}$ к тому времени, когда он пересекает горизонт событий. $R(t)$ - начальный радиус оболочки, поглощенной дырой в момент t ; в модели свободного падения на этот раз

$$t^2 = \frac{2R^3}{9GM(R)}. \quad (3.45)$$

Оставшийся удельный угловой момент определяется как

$$\tilde{l} = \begin{cases} l(R, \theta) & \text{если } l < l_{mb}(M_h, J_h) \\ l_{ms}(M_h, J_h) & \text{если } l > l_{mb}(M_h, J_h) \end{cases}, \quad (3.46)$$

где $l(R, \theta)$ - распределение момента импульса прародителя. Начальные условия для уравнений (3.43, 3.44) соответствуют железному ядру звезды WR

$$M_h(R_c) = M_c, \quad J_h(R_c) = 0, \quad (3.47)$$

где M_c и R_c - масса и радиус ядра соответственно.

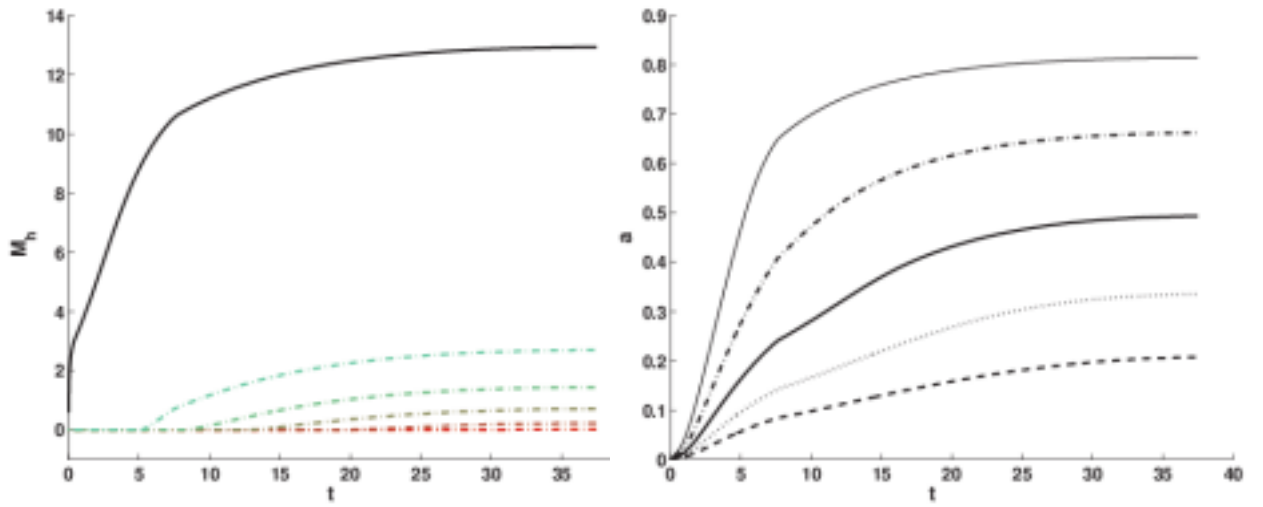


Рис. 3.20. Эволюция массы и параметра вращения черной дыры в численной модели В. Левая панель: Общая масса черной дыры (сплошная линия) и масса, накопленная через аккреционный диск (штрихпунктирные линии) для параметра вращения прародителя $a_s = 0.20, 0.33, 0.57, 0.96$ и 1.6 . Более высокое значение a_s соответствует более высокой доле массы, аккрецируемой через диск. Правая панель: Параметр вращения a черной дыры для параметра вращения прародителя $a_s = 0.20$ (штриховая линия), 0.33 (пунктирная линия), 0.57 (жирная сплошная линия), 0.96 (штрихпунктирная линия) и 1.6 (тонкая сплошная линия).

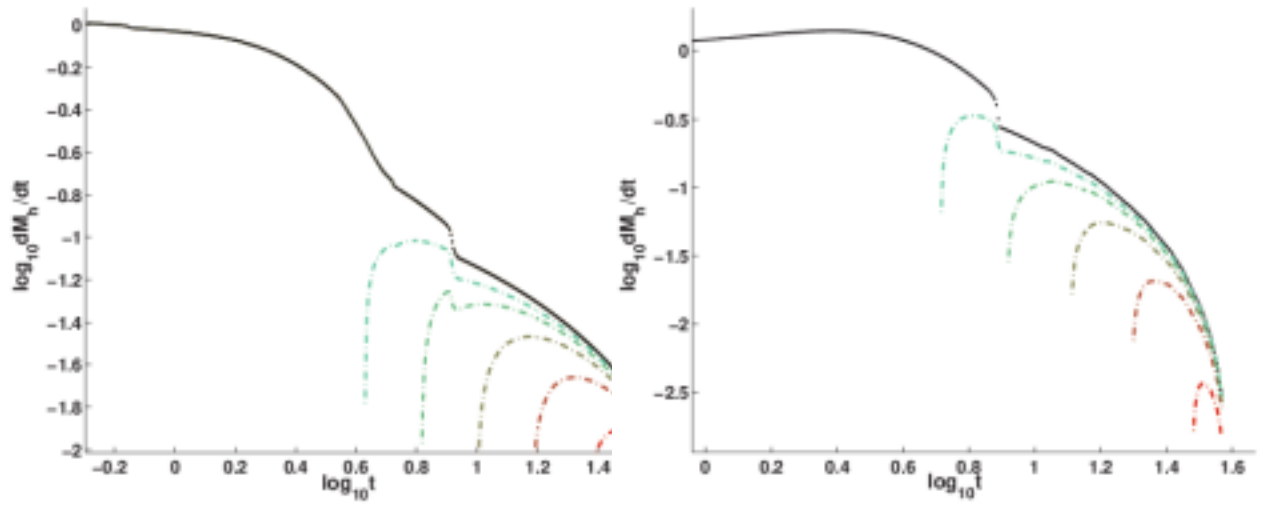


Рис. 3.21. Темп аккреции (в единицах $M_{\odot} \text{с}^{-1}$) для модели А (левая панель) и модели В (правая панель). Сплошные линии показывают общую скорость аккреции, в то время как пунктирные линии показывают скорости аккреции через диск для различных скоростей вращения прародителя; $a_s = 0.32, 0.54, 0.90, 1.52$ и 2.55 для модели А и $a_s = 0.20, 0.33, 0.57, 0.96$ и 1.6 для модели В. Более высокие значения a_s соответствуют более раннему образованию аккреционного диска более высокие темпы накопления на диске.

Тот же подход был использован в [146] при поиске профиля вращения, которые подходили бы для коллапсарной модели длинных ГВ. Они не рассматривали модель с вращением твердого тела⁹ И предполагали, что изначально черная дыра быстро вращается с $a = 0.85$. Они также использовали модель геометрически толстого и радиационно неэффективного диска на внутреннем крае, расположенным на радиусе минимально связанной орбиты, тогда как здесь использовалось приближение тонкого диска.

3.4.3. Модель предсверхновой Бете.

На рисунке 3.18 показана типичная эволюция массы черной дыры, в частности, доли массы, накопленной через дисковую аккрецию, и параметра вращения ЧД, как описано уравнениями 3.43, 3.44, для модели Бете. Видно, что параметр вращения значительно возрастает по сравнению со значением, достигнутым к моменту образования диска. В конце концов, он достигает относительно высоких значений $a = 0.3 - 0.8$, конечный параметр вращения зависит в основном от скорости вращения предшественника и меньшей мере от массовой доли железного ядра (см. Рис. 3.19). Более высокие значения a позволяют достичь более высоких значений эффективности как в процессах аннигиляции нейтрино, так и механизма Блэндфорда-Знаека при формировании струи ГВ [26, 259, 356].

Вскоре после формирования аккреционного диска в общей скорости аккреции преобладает диск. Эта скорость может быть легко получена из распределения массы и времени свободного падения (см. Уравнение 3.45):

$$\dot{M} = \frac{2}{3} \frac{M_s}{\ln y_s} t^{-1} \simeq 1.45 \left(\frac{M_s}{10M_\odot} \right) \left(\frac{t}{1\text{с}} \right)^{-1} M_\odot \text{ с}^{-1}, \quad (3.48)$$

где t – время с начала коллапса.

⁹ Закон вращения твердого тела изучался в [147], но там предполагалось, что черная дыра не вращалась.

3.4.4. Модели предсверхновых полученных в результате расчетов звездной эволюции.

Хотя модель Бете обеспечивает разумное приближение нулевого порядка для структуры звезд до сверхновой звезды, более сложные модели, основанные на численном интегрировании уравнений эволюции звезд, дают несколько другую звездную структуру с множеством более мелких деталей. Следующие результаты основаны на структуре до коллапса массивных звезд главной последовательности нулевого возраста (ZAMS) с массами $M_s = 20M_\odot$ и $35M_\odot$, описанной в [134]. Предполагая, что в тесной двойной системе звезды потеряют свои протяженные оболочки, в данном исследовании ограничивалось распределение масс в пределах C/O ядра. Это приводит к появлению прародителей с массами $M_s = 6.15M_\odot$ (модель А) и $M_s = 12.88M_\odot$ (модель В) соответственно и радиусом $R_s \simeq 0.3R_\odot$ ¹⁰. Моменты инерции моделей А и В составляют $I \simeq 0.065M_s R_s^2$ и $0.074M_s R_s^2$ соответственно. Учитывая эти параметры, уравнения 3.18 и 3.19 подразумевают параметры скорости вращения прародителя $a_s < 2.6$ и $a_s < 1.7$ для моделей А и В соответственно; несколько меньше, чем в модели Бете.

Рисунок 3.20 показывает эволюцию массы и параметра вращения черной дыры в модели В для различных предполагаемых значений скоростей вращения прародителя. Сравнение с результатами, полученными для модели Бете, показывает лишь относительно небольшие различия, что позволяет предположить, что модель Бете достаточно точна. На рисунке 3.21 показаны скорости аккреции, как из диска, так и полного темпа, для разных скоростей вращений прародителя в моделях А и В. Можно видеть, что первоначально скорость

¹⁰ Этот радиус довольно мал, в два раза меньше по сравнению с моделями звезд WR, построенных в [273], и в 10-20 раз меньше по сравнению с наблюдаемыми радиусами [92, 101]. Не удастся дать четкого объяснения этому расхождению, но, возможно, искусственное «удаление» расширенной оболочки Н/Не не является особенно точной процедурой.

аккреции через диск быстро растет, и вскоре она составляет большую часть полного темпа аккреции. Затем он начинает затухать, примерно как t^{-1} в модели А и t^{-3} в модели В. Для случаев с более быстрым вращением звезды максимальная скорость дисковой аккреции оказывается достаточно высока, чтобы обеспечить эффективное нейтринное охлаждение диска [91].

3.4.5. Политропная модель.

Наконец, рассмотрим политропную модель с индексом $n = 3$, который можно использовать для описания ядер большинства массивных звезд в фазе перед сверхновой [315]. В этой модели концентрация массы к центру намного слабее, что приводит к более высокому моменту инерции и большему угловому моменту по сравнению с моделью Бете с той же массой, радиусом и частотой вращения. Даже если бы рассматривались модели с одинаковым параметром скорости вращения a_s , политропа дает в целом более высокую долю массы, аккрецируемой через аккреционный диск, и более быстро вращающиеся черные дыры (см. Рисунок 3.22). Как и в других моделях, конечное значение параметра вращения черной дыры не показывает сильной зависимости от массовой доли железного ядра, по крайней мере для $M_c/M_s \in (1/3, 1/31)$ (см. Рисунок 3.23).

Политропная модель также использовалась для проверки наших расчетов по сравнению с полностью релятивистским моделированием (в ОТО) [283]. Для политропной звезды с угловым моментом $a_s = 1$ наша модель дает черную дыру с $M_b = 0.90M_s$ и $a = 0.76$ к моменту образования диска. Это отлично согласуется с численным моделированием, которое дает $M_b = 0.90$ и $a = 0.75$.

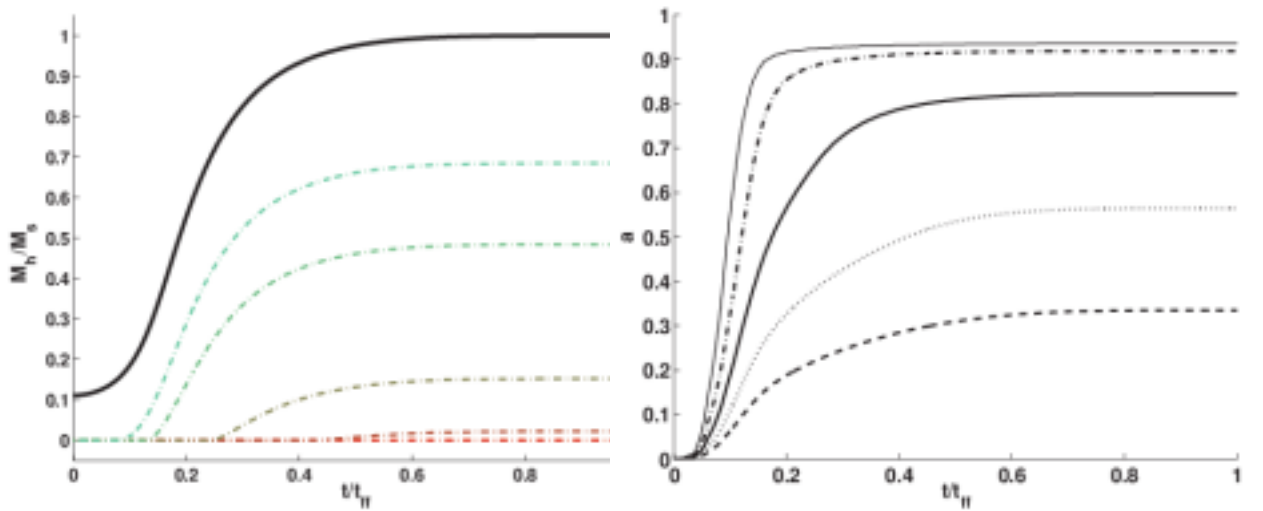


Рис. 3.22. Эволюция массы и скорости вращения черной дыры в политропной модели прародителя с начальной массой черной дыры $M_c = M_s/9$. Левая панель: показана общая масса черной дыры (жирная сплошная линия), а также масса, аккрецированная через диск для различных скоростей вращения прародителя, $a_s = Jc/GM_s^2 = 0.33, 0.58, 1.0, 1.7, 3.0$ (штрих-пунктирные линии). Более быстрый рост кривых соответствуют более высокой скорости вращения. Правая панель: показывает параметр вращения черной дыры, a , для тех же значений a_s .

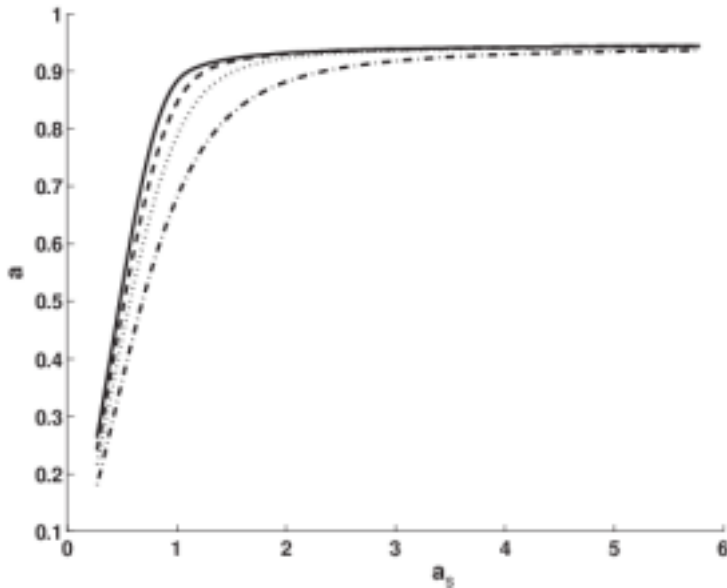


Рис. 3.23. Эволюция скорости вращения черной дыры для политропных моделей с $a_s = 3$ и $M_c/M = 1/3$ (штрих-пунктирная линия), $1/5$ (пунктирная линия), $1/9$ (штриховая линия) и $1/31$ (сплошная линия).

3.5. Численные расчеты формирования струйных выбросов, основанные на реалистичных начальных условиях.

Анализ, проведенный в разделах 3.4.1 и 3.4.2, позволяет предположить, что при коллапсе звезды WR в очень тесной двойной системе могут оказаться благоприятные условия для образования струйных выбросов длинных ГВ либо посредством нагрева нейтрино, либо механизм Блэндфорда-Знаека. Хотя производство струй по механизму Блэндфорда-Знаека уже численно изучалось в нескольких предыдущих работах, условия, предложенные сценарии в тесных двойных системах, отличаются от тех, которые изучались до данной работы. К моменту образования аккреционного диска черная дыра становится гораздо более массивной по сравнению с обычно предполагаемой $M_h \simeq 2M_\odot$. Его скорость вращения заметно ниже по сравнению с $a = 0.9$, принятыми в прошлом. Наконец, вращение прародителя не дифференциальное, а твердотельное. Эти различия требуют дополнительного численного моделирования для исследования новой области пространства параметров.

3.5.1. Начальные условия

Модель прародителя описывает компактную звезду WR радиуса $R_s = 3 \times 10^{10}$ см и с периодом вращения $T_s = 1.4$ ч; соответствующий удельный угловой момент на звездном экваторе равен $l_s = 1.13 \times 10^{18} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Предполагается, что магнитное поле прародителя является чисто полоидальным и однородным, с напряженностью $B_0 = 1.4 - 8.4 \times 10^7$ Гс. Такого типа моделирование вычислительно дорого даже в 2D. С другой стороны, ранние стадии коллапса очень просты и могут быть проанализированы аналитически с достаточной точностью. По этим причинам можно начинать моделирование вскоре после ожидаемого времени формирования диска, $t_s = 17$ с. Основываясь на анализе, приведенном в предыдущих разделах, масса черной дыры установлена в

$M_h = 10M_\odot$, а скорость роста массы равна $0.14M_\odot\text{c}^{-1}$. Радиальные распределения массы и радиальной скорости соответствуют распределению модели Бете:

$$\rho \propto R^{-3/2}, \quad v^r = (2GM_h/R)^{1/2}. \quad (3.49)$$

Начальные распределения углового момента и магнитного поля являются распределениями прародителя, искаженные коллапсом свободного падения за время t_s :

$$l(R, \theta) = \Omega_s(R \sin \theta)^2 \left(1 + \frac{t_s}{t_{ff}(R)}\right)^{4/3}, \quad (3.50)$$

$$B^r = \frac{B_0 \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{\gamma}} R^2 (1 + t/t_{ff}(R))^{4/3}, \quad (3.51)$$

$$B^\theta = \frac{B_0 \sin^2 \theta}{2\sqrt{\gamma}} 2R (1 + t/t_{ff}(R))^{1/3}, \quad (3.52)$$

где $t_{ff}(R) = \sqrt{2R^3/9GM_h}$ – локальная шкала времени свободного падения, а γ является определителем метрического тензора пространства (см. Приложение А.4). В этих симуляциях изучались три разных случая, параметры переменных которых показаны в таблице 3.3.

Моделирование проводилось с использованием двумерного осесимметричного кода GRMHD [159, 163]. Пространство-время описывается метрикой Керра с фиксированными параметрами; координаты Керра-Шильда используются во избежание сингулярности координат на горизонте. Вычислительная сетка является равномерной по полярному углу, θ , где она имеет 180 ячеек, и логарифмической по сферическому радиусу, R , где она имеет 445 ячеек. Внутренняя граница расположена непосредственно внутри горизонта событий и принимает граничные условия для свободного потока. Внешняя

Таблица 3.3. Numerical models.

Модель	a	B_0	Ψ_{28}	L	$\dot{M}_h$	$L/\dot{M}_h c^2$
М1	0.6	1.4	0.46	—	—	—
М2	0.6	4.2	1.5	0.44	0.017	0.0144
М3	0.45	8.4	3.1	1.1	0.012	0.049

a - параметр вращения черной дыры; B_0 - начальная напряженность магнитного поля в единицах 10^7 Гс; Ψ_{28} - магнитный поток, накопленный черной дырой к моменту взрыва в единицах 10^{28} Гс см²; L - полная мощность БЗ-механизма в единицах 10^{51} эрг/с; $\dot{M}_h$ - скорость роста массы черной дыры ВН в единицах $M_\odot$ с⁻¹.

граница расположена при $R = 8.3 \times 10^9$ см, и на этой границе течение задается в соответствии с моделью Бете.

В этих моделях использовалось реалистичное уравнение состояния (EOS), которое учитывает вклады излучения, лептонного газа, включая электрон-позитронную плазму, и невырожденных ядер (водорода, гелия и кислорода). Это достигается за счет включения кода EOS HELM [309]. Охлаждение нейтрино вычисляется в оптически тонком режиме и учитывает URCA-процессы [144], аннигиляцию пар, фотопродукцию и плазменные процессы [275], а также синхротронное излучение нейтрино [51]. На самом деле URCA-процессы сильно доминируют над другими механизмами в этой проблеме. Фото-распад ядер включается посредством модификации EOS в соответствии с методикой описанной в [11]. Уравнение для массовой доли свободных нуклонов взято из [347]. Не учитывался радиационный нагрев вследствие аннигиляции нейтрино и антинейтрино, образующихся в аккреционном диске, главным образом потому, что это требует сложных и трудоемких расчетов переноса нейтрино.

3.5.2. Результаты.

В целом результаты этого моделирования согласуются с предыдущими исследованиями [24, 26, 167]. Из-за измененных начальных условий, которые соответствуют более поздним стадиям коллапса звезды, аккреционный диск формируется сразу. В то же время ударная волна в аккрецируемом веществе отделяется от поверхности диска и быстро расширяется до $R \simeq 100 - 200R_g$. В модели М1 ударная волна начинает колебаться, и к концу моделирования ($t = 19.5$ с) струйных выбросов, приводимых в движение черной дырой, не возникает. Напротив, обе модели М2 и М3 в конечном итоге формируют выбросы релятивистской плазмы в полярном направлении, которые приводятся в действие механизмом Блэндфорда-Знаека (см. Рис. 3.24 и 3.25). Эти результаты соответствуют условию активации БЗ $\kappa \geq 0.2$, где

$$\kappa = \frac{\Psi}{4\pi r_g \sqrt{\dot{M}c}}, \quad (3.53)$$

параметр активации, Ψ - магнитный поток, пронизывающий черную дыру, а $\dot{M}$ - аккреционный темп коллапсирующей звезды [167]. Для параметров текущего моделирования у нас есть $\kappa \simeq 0.07\Psi_{28}$, где магнитный поток дан в единицах 10^{28}Гс см^2 . Согласно критерию, описанному в предыдущих разделах, ожидалось, что механизм БЗ будет активирован, когда $\Psi_{28} > 3$, что действительно имело место (см. Таблицу 3.3).

Согласно простой монополярной модели магнитосферы черной дыры, мощность механизма БЗ равна

$$\dot{E}_{\text{БЗ}} = 1.4 \times 10^{51} f_2(a) \Psi_{28}^2 \left(\frac{M_b}{10M_\odot} \right)^{-2} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (3.54)$$

где $f_2(a) = a^2 (1 + \sqrt{1 - a^2})^{-2}$ [26]. Как и в предыдущем моделировании, прямые измерения потока энергии через горизонт ЧД примерно согласуются с этим результатом (см. Таблицу 3.3).

Одно существенное отличие от результатов предыдущих симуляций - это формирование одностороннего струйного выброса, который наблюдался в модели M2. Хотя заметные отклонения от экваториальной симметрии наблюдались прежде, в частности, асимметричные колебания ударной волны в аккрецируемом веществе, такое сильное отклонение наблюдается впервые. Исходное решение не является точно симметричным из-за ошибок округления, но они крошечные (уровня 10^{-7}), и наблюдаемое нарушение экваториальной симметрии должно быть связано с нелинейной динамикой течения. Представляется, что аккреционный поток, который отклоняется в сторону экваториальной плоскости на косо ударной волне, вызванной коконом вокруг северного выброса, проникает в южное полушарие. Там он сталкивается с аккреционным потоком южного полушария, и вместе они движутся к южному полюсу черной дыры. Тем самым, увеличивая аккреционный темп в южном полушарии и подавляя возможность запуска струйного выброса в южной полусфере.

Если односторонний выброс будет устойчивым, то такой односторонний струйный выброс может вызвать сильное влияние на черную дыру и двойную систему, вызвать “кик”, что существенно изменит ее движение в родительской галактике [117]. Стоит отметить, что при таком механизме кик будет направлен по нормали к орбитальной плоскости. Максимальная скорость кика может быть оценена как

$$v_{kick} = \frac{E_{jet}}{cM_h} \approx 170 \left(\frac{E_{jet}}{10^{52} \text{эрг}} \right) \left(\frac{10M_{\odot}}{M_h} \right) \text{ км с}^{-1}, \quad (3.55)$$

величина скорости и ее направление согласуется с наблюдениями рентгеновского двойного ХТЕJ1118+480 [131]. Однако в настоящее время трудно сказать, может ли такая одноструйность сохраняться в течение жизни длинного ГВ, или это просто временное явление.

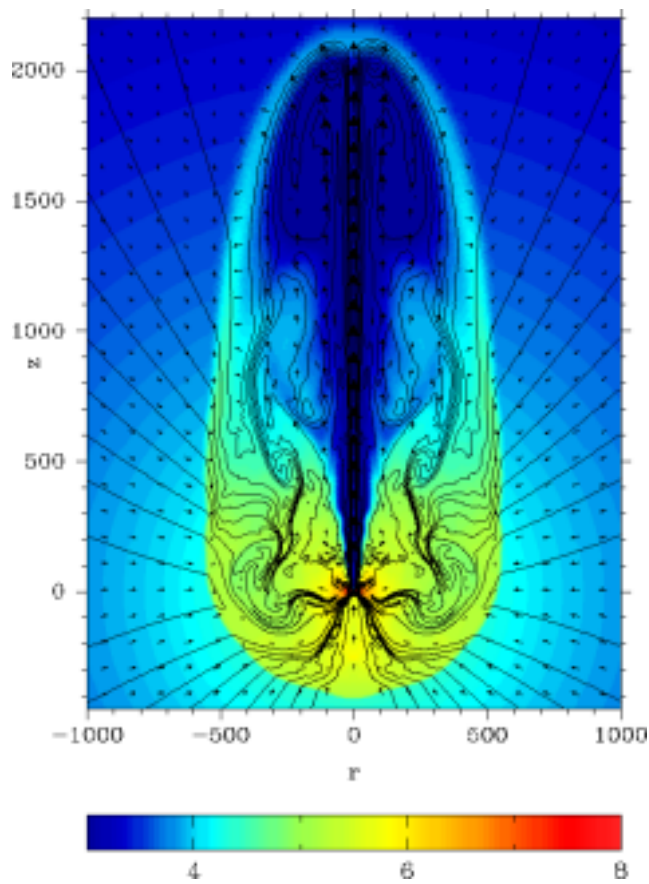


Рис. 3.24. Модель M2 ($B_0 = 2.2 \times 10^7$ ГС, $a = 0.6$) в момент времени $t = 1.35$ с с момента начала моделирования или через 18,3 с после начала звездного коллапса. Цветом показана плотность массы покоя барионного вещества $\log_{10} \rho$, в единицах CGS, контуры показывают линии магнитного поля, а стрелки показывают поле скорости.

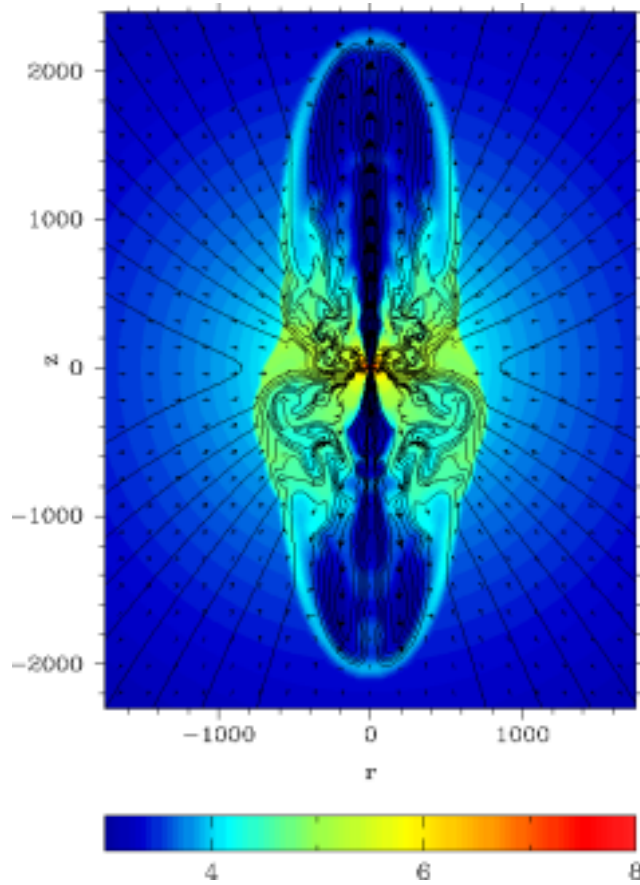


Рис. 3.25. Модель М3 ($B_0 = 8.8 \times 10^7$ Гс, $a = 0.45$) при $t = 1.35$ с начала моделирования или через 18.3 с после начала коллапса. Цветом показана плотность массы покоя барионного вещества $\log_{10} \rho$, в единицах CGS, контуры показывают линии магнитного поля, а стрелки показывают поле скоростей.

3.6. Рентгеновское послесвечение гамма-всплесков, как результат длительной активности центральной машины, при слиянии нормальной звезды и компактного объекта.

Выше был рассмотрен случай тесных двойных систем с приливной синхронизацией вращения компаньонов и с орбитальным разделением, очень близким к размеру полости Роша звезд WR. Можно пойти еще дальше и рассмотреть случай с еще меньшим разделением, который может привести к формированию стадии с общей оболочкой, которая ведет к слиянию компаньонов двойной системы [316] и взрыву ГВ [359]. Такое слияние можно разделить на три этапа. На первом этапе компактный объект вращается по спирали внутри расширенной оболочки нормальной звезды и раскручивает ее благодаря перекачки в нее своего орбитального углового момента. Компактная звезда также увеличивает свою массу и вращение посредством аккреции типа Бонди. Согласно моделированию [359], в течение последних 500 с момента вдоха компактная звезда может накапливать до $3.5M_{\odot}$ ¹¹. Таким образом, средняя скорость аккреции составляет менее $10^{-2}M_{\odot}$ с, что подразумевает неэффективный нагрев нейтрино.

Второй этап начинается, когда компактная звезда приближается к центру своего спутника WR и скорость аккреции увеличивается. В работе [359] авторы обнаружили, что в случае спутника $16M_{\odot}$ механизм аннигиляции нейтрино может работать около 60 секунд и высвободить около 10^{52} эрг. Этого более чем достаточно, чтобы сформировать взрыв сверхновой. Для массы спутника ниже $8M_{\odot}$ нагрев нейтрино слишком слабый, а вторая фаза отсутствует.

Третья фаза возникает, если возможный взрыв во время второй фазы

¹¹ В действительности процесс слияния очень сложный и он может приводить к довольно неожиданным последствиям [см. например 28]

сильно несферический (или полностью отсутствует) и не удаляет вещество спутника в экваториальной зоне. Во время этой фазы компактный объект, уже черная дыра, накапливает эти слои, которые были раскручены во время первой фазы. Предполагая, что масса компактной звезды мала по сравнению с массой ее спутника WR , ее орбитальный момент импульса можно найти по закону Кеплера

$$J_c(R) = M_c \sqrt{GM(R)R},$$

где $M(R)$ – масса WR внутри радиуса R . Когда компактный компаньон движется от радиуса R до $R+dR$, он передает угловой момент $dJ_c(R)$ фрагменту массы dM оболочки, расположенному между R и $R+dR$. Таким образом, удельный угловой момент оболочки после слияния можно оценить как

$$l \simeq \frac{dJ_c}{dM} = \frac{dJ_c/dR}{dM/dR}.$$

Для модели Бете, где $M(R)$ задается уравнением (3.35), имеем

$$l \simeq \frac{M_c}{2} \left(\frac{GR}{M(R)} \right)^{1/2} (1 + \ln(R/R_c)). \quad (3.56)$$

Этот угловой момент меньше локального кеплерова, если $M(R) > M_c(1 + \ln R/R_c)/2$. Таким образом, при условии, что $M(R_s) \gg M_c$, только небольшая часть общей оболочки будет потеряна в результате слияния. Для $R = R_s$ это уравнение дает

$$l \simeq 5.2 \times 10^{18} \left(\frac{M_c}{2M_\odot} \right) \left(\frac{R_s}{R_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{10M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}. \quad (3.57)$$

В α -модели шкала времени аккреционного диска с таким угловым моментом может быть оценена как

$$t_d \simeq \frac{1}{\alpha \delta^2} \frac{l^3}{(GM_s)^2} = \quad (3.58)$$

$$\simeq 8000 \left(\frac{\alpha \delta^2}{0.01} \right)^{-1} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{3/2} \left(\frac{M_c}{2M_\odot} \right)^2 \left(\frac{M_s}{10M_\odot} \right)^{-7/2} \text{ с}. \quad (3.59)$$

Это значительно больше, чем продолжительность звездного коллапса, определяемая временем свободного падения (см. Уравнение 3.32). Фактически, такой большой временной масштаб предполагает возможность объяснения фазы с замедленным ослаблением и поздних вспышек на рентгеновских кривых блеска длинных ГВ, обнаруженных Swift [93, 358].

Чтобы найти аккреционный темп как функцию времени, отметим, что

$$\dot{M} = \frac{dM}{dt_d} = \frac{dM/dR}{dt_d/dR}.$$

Используя уравнения (3.35, 3.59, 3.56) для оценки dM/dR и dt_d/dR , можно получить ¹²

$$\dot{M} \simeq \frac{2}{3} \frac{M_s}{\ln(R_s/R_c)} \frac{1}{t} \simeq 1.45 \left(\frac{M_s}{10M_\odot} \right) \left(\frac{t}{1 \text{ с}} \right)^{-1} M_\odot \text{ с}^{-1}. \quad (3.60)$$

Таким образом, на временной шкале $10^3 - 10^4$ с аккреционный темп очень мал, $\dot{M} \simeq 10^{-3} \div 10^{-4} M_\odot \text{ с}^{-1}$, что полностью исключает механизм нагрева аннигиляцией нейтрино и оставляя механизм БЗ в качестве явного фаворита. Действительно, максимально возможное количество магнитного потока, которое может накапливаться черной дырой, определяется балансом магнитного давления и давления газа аккреционного диска,

$$\frac{B_{max}^2}{8\pi} \simeq P_g \simeq \rho c_a^2, \quad (3.61)$$

где c_a - скорость звука. Если использовать модель α -диска и оценивать напряженность магнитного поля на гравитационном радиусе, то соответствующий магнитный поток будет

$$\Psi_{max} \simeq 3 \times 10^{29} \left(\frac{\alpha \delta}{0.03} \right)^{-1/2} \left(\frac{M_b}{10M_\odot} \right) \dot{M}_1^{1/2} \text{ Гс см}^2, \quad (3.62)$$

где $\dot{M}_1$ - аккреционный темп в единицах $M_\odot/\text{с}$. Даже для $\dot{M}_1$, равного 10^{-4} , это уравнение дает существенное значение $\Psi_{max} \simeq 3 \times 10^{27} \text{ Гс см}^2$ и согласно

¹² Это уравнение совпадает с уравнением 3.48, но t охватывает другой диапазон временных масштабов, который теперь определяется временем дисковой аккреции.

уравнению 3.54 мощность БЗ, $\dot{E} \simeq 2.2 \times 10^{49}$ эрг с⁻¹, более чем достаточно для объяснения рентгеновских наблюдений, позволяя магнитному полю быть еще слабее, чем получается из уравнения 3.61.

3.7. Обсуждение полученных результатов.

Одним из основных вопросов данного исследования было изучение достаточности приливного механизма в тесных массивных двойных системах для раскрутки звездных оболочек в контексте коллапсарной модели длинных ГВ. В частности, хотелось узнать типичные массы и скорости вращения черных дыр. Оказывается, скорость вращения ЧД в этой модели довольно скромный. В наиболее оптимистичном случае для двойных систем с наименьшим возможным орбитальным разделением находим, что параметр вращения черной дыры $a \simeq 0.4$ в момент образования аккреционного диска и $a \simeq 0.8$ к концу коллапса звезды. Это значительно ниже максимально возможного значения $a = 1$, несмотря на то, что параметр вращения предшественника в этом случае относительно высок, $a_s \simeq 6$. Это происходит главным образом из-за значительной потери углового момента, вызванного процессом дисковой аккреции; угловой момент либо накапливается во внешних частях аккреционного диска, либо, возможно, уносится ветром. Действительно, как только аккреционный диск сформирован, скорость роста углового момента черной дыры значительно замедляется. Во-вторых, к моменту образования диска масса черной дыры уже достаточно высока, превышая половину массы прародителя до момента коллапса. Таким образом, из-за влияния этих факторов, у черной дыры просто прекращается аккреция вещества до того, как ее скорость вращения достигнет максимально возможной скорости [см. 308].

Темп дисковой аккреции в этом сценарии также довольно низкий, $\dot{M} \leq 0.03 M_{\odot} \text{ с}^{-1}$, намного ниже по сравнению с $\dot{M} = (0.1 \div 1) M_{\odot} \text{ с}^{-1}$, возника-

ющие в стандартной коллапсарной модели с сильным дифференциальным вращением прародителя [206]. Это делает механизм нейтрино менее привлекательным по сравнению с магнитными механизмами в целом и БЗ-механизмом в частности. На самом деле очень быстрое снижение эффективности нейтринного механизма ниже $\dot{M} \leq 0.02 - 0.05 M_{\odot} \text{ с}^{-1}$ [259, 357] делает объяснение гамма-всплесков с длительностью $\geq 100/\text{с}$ довольно проблематичным даже в рамках стандартной модели коллапсара из-за низкой скорости аккреции вещества, ожидаемой на таком масштабе времени (см. уравнения 3.60 и рис.3.21).

Однако механизм БЗ может иметь свои трудности в этом сценарии. Действительно, требуется, чтобы черная дыра накапливала очень сильное упорядоченное магнитное поле, чтобы объяснить наблюдаемую мощность длинных ГВ (и связанных с ним сверхновых), и даже более сильное магнитное поле для его активации вскоре после образования аккреционного диска. Например, чтобы обеспечить мощность $10^{50} \text{ эрг с}^{-1}$ для черной дыры с массой $10 M_{\odot}$ и $a = 0.6$ должен накапливать магнитный поток порядка $\Psi = 8 \times 10^{27} \text{ Гс см}^2$. Магнитный поток обязательно для активации механизма БЗ еще выше. Согласно Таблице 3.3, он должен быть порядка нескольких $\times 10^{28} \text{ Гс см}^2$. Возможно, скорость аккреции свободного падения, установленная в представленном моделировании, слишком высока и могла бы быть уменьшена в 10 раз. Однако, согласно уравнению (3.53), это уменьшило бы критическое значение для магнитного потока только в 3 раза.

Происхождение такого поля не совсем ясно. Наиболее очевидными источниками являются динамо в аккреционном диске [например 74], динамо в конвективном ядре прародителя [90] или реликтовое поле, унаследованное прародителем из межзвездной среды (ISM) во время образования звезды [например 73]. Современное состояние теории звездного и дискового динамо на самом деле не позволяет сделать надежные выводы. Однако, появляются на-

блюдательные данные показывающие, что в горячих звездах магнитное поле должно быть реликтовым [86].

Одним из возможных источников магнитного поля является динамо-процесс в турбулентном аккреционном диске. В этом случае напряженность равновесного магнитного поля в фазе насыщения можно оценить используя аргумент энергетического равнораспределения

$$\frac{B_t^2}{8\pi} \simeq \rho \frac{v_t^2}{2}, \quad (3.63)$$

где B_t и v_t – турбулентное магнитное поле и скорость соответственно. Однако типичный масштаб этого поля довольно мал, порядка высоты диска, h_g . Когда магнитные петли такого маленького масштаба адвектируются на черную дыру, можно ожидать быстрого, на масштабе времени r_g/c , пересоединения и аннигиляции магнитного поля, что приведет к низкому остаточному магнитному потоку, пронизывающему черную дыру. Авторы работы [311] утверждают, что подобные процессы пересоединения в короне диска могут привести к обратному каскаду магнитной энергии на масштабы, превышающие h . Ожидаемый спектр в этом диапазоне составляет $B_\lambda \propto 1/\lambda$, и, таким образом, на масштабе r_g можно найти регулярное магнитное поле напряженности

$$B_p \simeq \frac{h}{r_g} B_t.$$

Стандартная теория α -дисков дает

$$v_t \simeq \alpha \Omega_k h,$$

где Ω – кеплерова частота, h – полутолщина диска, а $\alpha = 0.1 \div 0.01$ – свободный параметр в этой теории. Согласно теории тонких нейтрино охлаждаемых аккреционных дисков от [259]

$$\frac{h}{r} = 0.09 \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{0.1} \left(\frac{M_h}{M_\odot} \right)^{-0.1} \left(\frac{r}{r_g} \right)^{0.35}$$

и

$$\rho = 2.4 \times 10^{15} \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{-1.3} \left(\frac{M_h}{M_\odot} \right)^{-1.7} \left(\frac{r}{r_g} \right)^{-2.55} \left(\frac{\dot{M}_c}{M_\odot} \right) \frac{\text{г}}{\text{см}^3}.$$

Собрав все эти уравнения вместе, находим типичный магнитный поток черной дыры

$$\Psi_h = 3 \times 10^{26} \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{0.55} \left(\frac{M_h}{M_\odot} \right)^{0.95} \left(\frac{\dot{M}_c}{M_\odot} \right)^{0.5} \text{ Гс см}^2. \quad (3.64)$$

Соответствующая мощность механизма БЗ равна

$$\dot{E}_{\text{БЗ}} \simeq 1.3 \times 10^{50} f_2(a) \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{1.1} \left(\frac{\dot{M}_c}{M_\odot} \right) \text{ эрг с}^{-1} \quad (3.65)$$

почти независимо от массы черной дыры. Видно, что даже для максимально вращающихся черных дыр не следует ожидать намного больше, чем 10^{51} эрг при коллапсе прародителя с массой $10M_\odot$. С другой стороны, в этой модели следует ожидать гораздо более мощный магнитный ветер от аккреционного диска [192]. Загрузка веществом этого ветра, вероятно, будет намного выше из-за процессов, аналогичных солнечным корональным выбросам, когда финальный лоренц-фактор не должны быть такими высокими, как этого требуют наблюдения ГВ. Тем не менее, диск может быть ответственным за $\sim 10^{52}$ эрг, необходимых для формирования гиперновой. Сказав это, следует предупредить, что приведенные выше уравнения являются чисто ньютоновскими и, следовательно, их применение в непосредственной близости от черной дыры может привести к большим ошибкам. Более того, нынешнюю теорию магнитного динамо в аккреционных дисках трудно назвать хорошо развитой, и поэтому можно ожидать, что по мере улучшения нашего понимания динамо можно ожидать не мало сюрпризов. Наконец, приведенная выше картина противоречит представленным численным моделям, особенно тем, которые не показывают взрывы, вызванных механизмом БЗ. Трудно определить точные причины этого, но ключевыми вопросами, вероятно, будут условие осесимметрии и численного разрешения.

Прямое применение интегрального условия (3.5) для активации механизма Блэндфорда-Знаека дает критическое значение магнитного потока, накопленного черной дырой

$$\Psi_{h,c} = 4.3 \times 10^{28} \left(\frac{M_h}{3M_\odot} \right) \left(\frac{\dot{M}_c}{M_\odot} \right)^{1/2} \text{ Гс см}^2.$$

Хотя напряженность магнитного поля внутри массивных звезд, которые в итоге оказываются неудавшимися сверхновыми, не известна, она является необычайно высокой по сравнению с величинами, полученными из наблюдений «магнитных звезд», и вызывает сомнения относительно основания гипотезы. Однако фактические значения критического магнитного потока, найденные в наших моделях, значительно ниже. Как уже упоминалось в разделе 3.3, это связано с анизотропией аккреции в модели коллапсара. Ожидается, что эта анизотропия будет увеличиваться со временем, поскольку более отдаленные части прародителя с более высоким угловым моментом пересекают аккреционную ударную волну (не удалось изучить эту позднюю фазу коллапса, $t \gg 1$ с, из-за различных технических проблем.). Из-за более высокого углового момента преобладающее движение вниз по течению от ударной волны будет в направлении экватора, и это должно привести к (i) дальнейшему снижению потока массы и динамического давления аккрецируемой плазмы в полярной области и (ii) большей эффективной разгрузки линий магнитного поля, входящих в черную дыру от вещества (см. раздел 3.3.5). Оба эффекта способствуют более высокой замагниченности плазмы в полярной области вокруг черной дыры, которая может в конечном итоге превысить условие локальной критичности (3.4) даже в моделях с $\Psi_h < 10^{27}$ Гс см², что делает представленную гипотезу более правдоподобной.

Представленные результаты противоречат ньютоновским симуляциям [263], которые получают магнитные взрывы, приводимые в действие дисковым ветром, уже в течение 300 мс в физическом времени с момента начала

симуляции для модели с аналогичной скоростью аккреции вещества, $\dot{M} \simeq 0.29 M_{\odot}/\text{с}$, но со значительно меньшим магнитным полем, $\Psi \simeq 10^{26} \text{Гс см}^2$. Поскольку их первоначальная модель аналогична модели [206], эту разницу нельзя объяснить развитием сильно разреженного полярного канала, наблюдаемого при моделировании [206], поскольку это происходит только через несколько секунд. Другие возможные причины включаются различиях в общей структуре, деталях начальных условий, разрешении, реализации процессов микрофизики¹³ и т. д. Остается надеяться, что моделирование другими группами вскоре прояснит этот вопрос.

Другим фактором, который может уменьшить ограничение на напряженность реликтового поля, причем последний полностью игнорируется в представленных моделях, является нагрев плазмы из-за аннигиляции нейтрино-антинейтрино. В наиболее экстремальном сценарии этот нагрев полностью подавляет аккрецию в полярном направлении и приводит в движение релятивистских струйных выбросов ГВ [206]. Хотя сама по себе это привлекательная модель взрывов ГВ, отметим также, что создание в этой модели канала низкой плотности помогает активировать механизм БЗ вдоль линий магнитного поля, которые адвектируются внутри этого канала. Таким образом нейтринный нагрев и механизм БЗ могут работать рука об руку при формировании ГВ и гиперновых.

Связанный вопрос заключается в том, может ли значительная часть магнитного потока, имеющегося в прародителе, накапливаться черной дырой. Традиционная точка зрения заключается в том, что внутренняя адвекция магнитного поля в аккреционном диске эффективна и может привести к накоплению полоидального магнитного поля вплоть до эквивалентного с давлением газа в диске [35, 57, 58, 65, 205]. С другой стороны, также утвер-

¹³ В частности, [263] заявляют, что в охлаждении нейтрино преобладает аннигиляция пар, тогда как в представленных решениях, за это отвечает захват лептонов свободными нуклонами.

ждается, что в стандартном вязком аккреционном диске, турбулентная диффузия полоидального поля наружу может легко нейтрализовать внутреннюю адвекцию задолго до того, как она достигнет величины газового давления [54, 125, 137, 192, 197]. Тем не менее, угловой момент диска также может быть унесен магнитными напряжениями посредством взаимодействия с короной диска и ветром, и это может изменить баланс в пользу внутренней аккреции полоидального магнитного потока [269, 290]. Это было продемонстрировано в недавнем трехмерном ньютоновском моделировании радиационно неэффективных аккреционных дисков, где полоидальное магнитное поле достигло силы равного распределения вблизи центральной “черной дыры” [143]. В представленных моделях значительная часть магнитного потока черной дыры накапливается до формирования аккреционного диска. Тем не менее, поток не выходит после формирования диска. Напротив, он продолжает расти, пока противоположно направленные линии магнитного поля не начнут входить в аккреционную ударную волну. Таким образом, представленные результаты согласуются с результатами [143] и предполагают сильное магнитное взаимодействие между диском и его короной/ветром.

По своей конструкции проведенное численное моделирование не может решить проблему генерации магнитного поля в аккреционных дисках и строго говоря касается только модели с реликтовым магнитным полем. Численные результаты [73] показывают, что сильное реликтовое поле может релаксировать до простой упорядоченной конфигурации с дипольным полоидальным полем на относительно коротком временном масштабе, что делает сделанные предположения не такими уж нереальными. Однако для проверки этой модели необходимы дальнейшие исследования. Современные данные наблюдений массивных звезд не показывают величины магнитного потока порядка 10^{28} Гс см^2 и выше. Текущим рекордсменом является $\theta^1 \text{ Ori C}$, чей дипольный магнитный поток $\Psi \simeq 2 \times 10^{27} \text{ Гс см}^2$, [108]). Можно предположить, что

магнитный поток внутри массивных молодых звезд намного выше, чем видимый на поверхности. Действительно, резистивный временной масштаб для переноса магнитного поля через протяженные радиационно доминированные внешние слои массивных звезд на много порядков выше по сравнению с их временем жизни [73]. Тот факт, что магнитный поток нейтронных звезд также меньше 10^{27} G cm^2 , похоже, работает против этой гипотезы. Однако нейтронная звезда представляет собой сжатое компактное железное ядро, поперечное сечение которого на несколько порядков меньше, чем у всей звезды, и, таким образом, вполне может удерживать лишь небольшую долю магнитного потока, скрытого внутри прародителя сверхновой.

Хозяйские галактики длинны ГВ наглядно свидетельствуют об усилении звездообразования [68, 119, 287]. Интересно, что недавние наблюдения таких галактик со вспышками звездообразования также указывают на сильное магнитное поле ISM, фактически в десять раз более сильное по сравнению с Млечным путем [32, 33]. Это говорит о том, что молодые звезды в таких галактиках могут быть замагничены сильнее, чем в Млечном Пути.

Другое интересное предложение вытекает из теории магнитной активности Солнца, предложенной [320]. В частности, он утверждал, что быстрое пересоединение может работать только в бесстолкновительной плазме, а при столкновительном режиме скорость пересоединения снижается до гораздо более медленной скорости Свит-Паркера. В случае центральных машин длинных ГВ плазма фактически должна быть столкновительной. Еще одним неисследованным фактором в контексте длинных ГВ является влияние квантовой физики на магнитное пересоединение. Действительно, ожидаемая напряженность магнитного поля намного выше квантового значения $B_q = m_e^2 c^3 / \hbar e = 4 \times 10^{13} \text{ Гс}$. Можно предположить, что в этих условиях скорость пересоединения становится еще медленнее. В этом случае черная дыра должна создавать сильное магнитное поле путем сбора магнитного по-

ля с переменной полярностью, генерируемого в аккреционном диске. Поскольку магнитные напряжения инвариантны относительно изменения магнитной полярности, такая полосатая структура магнитного поля не влияет на эффективность процесса БЗ. Далее по течению струи ГВ, где его плазма становится бесстолкновительной или магнитное поле становится достаточно слабым, пересоединение ускоряется. Однако до тех пор, пока это происходит за пределами альфвеновской поверхности, которая для черной дыры с разумной скоростью вращения не сильно превышает гравитационный радиус, таким образом это не возмущает ближнюю магнитосферу черной дыры и не влияет на эффективность механизма БЗ. Более того, такое заторможенное пересоединение может способствовать ускорению потока струйных выбросов ГВ [110].

Наконец, нейтринный нагрев полярной области, не включенный в приведенный анализ и моделирование, также может играть очень важную роль, инициируя запуск струйных выбросов ГВ и создавая канал низкой плотности в полярном направлении на ранней стадии, в то время как скорость аккреции все еще достаточно высока для эффективной аннигиляции нейтрино-антинейтрино. Это позволило бы активировать механизм БЗ вдоль силовых линий, заполняющих канал, даже если магнитный поток черной дыры был бы значительно ниже по сравнению со значениями, приведенными в этой главе. В дальнейшем, когда скорость аккреции массы падает, а механизм нейтрино уже не может обеспечить достаточную мощность, БЗ-механизм может взять на себя роль основного источника струйных выбросов ГВ. Можно даже рассмотреть сценарий, в котором прекурсоры ГВ связаны с нейтринным механизмом, а основные взрывы - с магнитным механизмом формирования струй от ЧД, вылетающими в пространство, очищенное нейтринным взрывом. Задержка между двумя фазами может быть связана с нарушением аккреционного потока взрывом сверхновой [339]. Из-за эффектов вращения разрушение

может быть не столь эффективным в экваториальном направлении, как в одномерных вычислениях [59, 207], что приводит к более коротким временным масштабам восстановления. Магнитные струи, хотя и очень мощные, могут быть менее разрушительными по сравнению с нейтринными струями из-за магнитного пинча, что приводит к гораздо более высокому давлению в ядре струи по сравнению с давлением на ее стенках.

Наиболее интересным, с учетом недавних наблюдений Swift за послесвечениями длинных ГВ, сценарием для прародителей длинных ГВ, является модель включающая тесные двойные системы со стадией общей оболочки, где компактная звезда, которая может быть черной дырой с самого начала или изначально нейтронной звездой, которая в конечном итоге коллапсирует в черную дыру, движется по спирали внутри нормальной звезды WR. Большой угловой момент, передаваемый внешним слоям звезды WR, вполне закономерно приводит к длительным масштабам аккреции, $\simeq 10^4$ с. Таким образом, центральная машина длинного ГВ, возникающая в этом сценарии, может работать достаточно долго, чтобы объяснить фазу медленного угасания на рентгеновских кривых блеска, обнаруженных Swift [358]. Вспышки рентгеновского излучения, которые часто наблюдаются на этом этапе, могут быть результатом гравитационной неустойчивости, развивающейся в массивном аккреционном диске [251]. Хотя механизм БЗ не так чувствителен к скорости роста массы, как механизм нейтрино, некоторая зависимость все же ожидается. Например, уравнения (3.54, 3.62) показывают, что мощность механизма БЗ может быть пропорциональна аккреционному темпу. Это может объяснить, почему гамма-излучение становится необнаружимым на временной шкале после стадии медленного затухания рентгеновского послесвечения.

Глава 4

Заключение

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Впервые в результате численного моделирования в рамках релятивистской МГД получено ускорение релятивистской струи до лоренц-фактора $\Gamma > 300$; причем эффективность конверсии магнитной энергии в кинетическую составила более 50%.
2. В результате численного моделирования показано, что ускорение происходит относительно медленно на шкалах $R \propto \Gamma^2 r_{lc}$, где r_{lc} это – радиус светового цилиндра, а лоренц-фактор пропорционален цилиндрическому радиусу $\Gamma = \omega/r_{lc}$. Такой результат является подтверждением более ранних результатов, полученных аналитически.
3. Показано, что коллапс ядра массивной звезды с образованием молодой протонейтронной звезды с сильным магнитным полем может привести к взрыву гиперновой и формированию мощного струйного выброса характерного для гамма-всплеска.
4. Показано, что коллапс ядра очень массивной звезды с образованием вращающейся черной дыры и последующей дисковой аккрецией замагниченной оболочки может привести к формированию релятивистского струйного выброса, который, в свою очередь, приводит к взрыву гиперновой и формированию гамма-всплеска.
5. Найден критерий для активации механизма Блэндфорда-Знаека. С его помощью были найдены значения для начального магнитного поля,

необходимого для формирования гамма-всплеска.

6. Показано, что при проникновении компактного объекта (НЗ или ЧД) в оболочку звезды Вольфа-Райе, может образоваться долгоживущий аккреционный диск. Аккреция этого диска может объяснить длительное рентгеновское плато в послесвечении, наблюдаемое у ряда гамма-всплесков в течении $\sim 10^4$ с.

Полученные в диссертации результаты имеют широкий спектр применения в области современной релятивистской астрофизики. Профили пространственно-растянутого ускорения необходимы для объяснения радио-данных, полученных на телескопе Радиоастрон и других инструментах для радиогалактик типа M87. Возможность и условия запуска струйного выброса магнитным полем необходимы для интерпретации данных наблюдений длинных гамма-всплесков с прекурсорами или для объяснения очень длинных гамма-всплесков с длительностью более 100 сек. Полученные в диссертации результаты позволили связать мощность струйного выброса и аккреционный темп вещества, что позволяет делать аналитические оценки мощности струйного выброса не прибегая к сложным и дорогостоящим численным расчетам.

Приложение А

Дополнительные материалы.

А.1. Эллиптические координаты.

Примем, что внешняя граница струи описывается степенным законом

$$z \propto r^a, \quad (\text{A.1})$$

где $\{r, z\}$ цилиндрические координаты. Тогда предполагая, что граница струи является поверхностью координат, мы выбираем

$$\xi = rz^{-1/a}, \quad (\text{A.2})$$

как одну из пространственных координат. Другую координату, η , определим из условия ортогональности координатной системы. Условие ортогональности

$$\nabla \xi \cdot \nabla \eta = 0 \quad (\text{A.3})$$

приводит к системе в частных производных для η ,

$$\frac{\partial \eta}{\partial r} - \frac{1}{a} \frac{r}{z} \frac{\partial \eta}{\partial z} = 0, \quad (\text{A.4})$$

которое позволяет разделяемое решение. Требование $\eta = 0$ для $(r, z) = (0, 0)$ приводит к решению

$$\eta^2 = \frac{r^2}{a} + z^2. \quad (\text{A.5})$$

Таким образом, координатные линии для η являются эллипсами, с полуосями η и $\sqrt{a}\eta$. Оставшаяся пространственной координатой является обычный азимутальный угол ϕ .

Обратное преобразование из эллиптических координат в цилиндрические требует решения трансцендентного уравнения для z :

$$z^2 + \frac{\xi^2}{a} z^{2/a} - \eta^2 = 0. \quad (\text{A.6})$$

В общем виде уравнение не имеет аналитического решения, но в ряде случаев величин индекса a оно принимает форму простого уравнения:

$$a = 3/2, \quad y^3 + \frac{2}{3}\xi^2 y^2 - \eta^2 = 0, \text{ где } y = z^{3/2}; \quad (\text{A.7})$$

$$a = 1, \quad z^2 + \xi^2 z^2 - \eta^2 = 0; \quad (\text{A.8})$$

$$a = 2, \quad z^2 + \frac{\xi^2}{2} z - \eta^2 = 0; \quad (\text{A.9})$$

$$a = 3, \quad y^3 + \frac{\xi^2}{3} y - \eta^2 = 0, \text{ где } y = z^{2/3}. \quad (\text{A.10})$$

Метрический тензор в этих координатах диагональный и имеет следующие компоненты

$$g_{\xi\xi} = \frac{a^2 z^{2(1+a)/a}}{D}, \quad (\text{A.11})$$

$$g_{\eta\eta} = \frac{a^2 \eta^2}{D}, \quad (\text{A.12})$$

$$g_{\phi\phi} = r^2, \quad (\text{A.13})$$

$$g_{tt} = -1, \quad (\text{A.14})$$

где $D = a^2 z^2 + r^2$. Определитель имеет значение

$$g = -\frac{a^4 r^2 \eta^2 z^{2(1+a)/a}}{D^2}. \quad (\text{A.15})$$

Не нулевые производные компонент тензора имеют следующий вид

$$g_{\xi\xi,\xi} = -\frac{1}{D^3} 2a^2 r z^{(3+2a)/a} [2a^2 z^2 + r^2(1+a)], \quad (\text{A.16})$$

$$g_{\xi\xi,\eta} = \frac{1}{D^3} 2a^5 \eta^3 z^{(2+2a)/a}, \quad (\text{A.17})$$

$$g_{\eta\eta,\xi} = \frac{1}{D^3} 2a^4 (a-1) r z^{(1+2a)/a} \eta^2, \quad (\text{A.18})$$

$$g_{\eta\eta,\eta} = -\frac{1}{D^3}2a^3(a-1)^2r^2z^2\eta, \quad (\text{A.19})$$

$$g_{\phi\phi,\xi} = \frac{1}{D}2a^2rz^{(1+2a)/a}, \quad (\text{A.20})$$

$$g_{\phi\phi,\eta} = \frac{1}{D}2ar^2\eta. \quad (\text{A.21})$$

А.2. Аккреция пыли в координатах Керр-Шилда.

Проблема аккреции пыли на вращающуюся черную дыру была рассмотрена в работе [223]. рассмотрение проводилось в координатах Boyer-Lindquist, $\{\partial/\partial x^{\nu'}\}$ компоненты 4-скорости пылевых частичек аккрецируемых с бесконечности и имеющих нулевой угловой момент имеют вид

$$\begin{aligned} u^{t'} &= 1 + \zeta(r^2 + a^2)/\Delta; \\ u^{\phi'} &= 2a\zeta/\Delta; \\ u^{r'} &= -\zeta\eta; \\ u^{\theta'} &= 0, \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

где $\eta = \sqrt{(r^2 + a^2)/2r}$. Для того чтобы найти компоненты 4-скорости в координатном базисе координат Kerr-Schild просто воспользуемся соответствующим законом преобразования описанном в работе [162]:

$$\begin{aligned} dt &= dt' + (2r/\Delta)dr'; \\ d\phi &= d\phi' + (a/\Delta)dr'; \\ dr &= dr'; \\ d\theta &= d\theta'. \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Что дает

$$\begin{aligned} u^t &= 1 + \zeta\eta/(1 + \eta); \\ u^\phi &= -a/(A(1 + \eta)); \\ u^r &= -\zeta\eta; \\ u^\theta &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Отметим, что в обеих координатных системах частицы движутся по коническим поверхностям, $\theta = \text{const}$. Их вращение вокруг оси симметрии связано с эффектом Лензе-Тирринга (эффектов увлечения системы отсчета).

Для того чтобы найти распределение плотности рассмотрим стационарную версию уравнения неразрывности:

$$\partial_r(\sqrt{-g}\rho u^r) = 0,$$

где $g = -\sin^2\theta A^2$ является определителем метрического тензора в координатах Kerr-Schild (и Boyer-Lindquist). Это показывает что

$$\sqrt{-g}\rho u^r = C(\theta),$$

где $C(\theta)$ это произвольная функция и тогда

$$\rho(r, \theta) = \frac{C(\theta)}{\sin\theta\sqrt{2r(r^2 + a^2)}}.$$

На бесконечности эта функция не зависит от полярного угла только если $C \propto \sin\theta$, что подразумевает ρ не зависит от θ для произвольного r . Примем как ρ_+ плотность массы покоя на поверхности внешнего горизонта, тогда мы можем записать

$$\rho = \rho_+ \left(\frac{r_+}{r}\right) \frac{1}{\eta}. \quad (\text{A.25})$$

А.3. Начальное магнитное поле.

В этом приложении мы используем 3+1 формализм для разделение уравнений электромагнитного поля описанный в [162]. Электромагнитное поле представлено четырьмя 3-векторами, $\mathbf{D}$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$, и $\mathbf{H}$, определенными как

$$B^i = \alpha {}^*F^{it}, \quad (\text{A.26})$$

$$E_i = \frac{\alpha}{2} e_{ijk} {}^*F^{jk}, \quad (\text{A.27})$$

$$D^i = \alpha F^{ti}, \quad (\text{A.28})$$

$$H_i = \frac{\alpha}{2} e_{ijk} F^{jk}, \quad (\text{A.29})$$

где ${}^*F^{\mu\nu}$ тензор Фарадея, $F^{\mu\nu}$ тензор Максвелла, e_{ijk} тензор Леви-Чивиты для 3-х мерного пространства и α функция потока. В стационарной метрике, $\partial_t g_{\nu\mu} = 0$, изменение этих векторов описывается уравнениями Максвелла в среде. Эффект искривленного пространства через не Евклидову пространственную метрику и уравнения

$$\mathbf{E} = \alpha \mathbf{D} + \beta \times \mathbf{B}, \quad (\text{A.30})$$

$$\mathbf{H} = \alpha \mathbf{B} - \beta \times \mathbf{D}. \quad (\text{A.31})$$

где α опять функция потока и β вектор смещения. В терминах этих векторов, условие идеальной проводимости ($F_{\nu\mu} u^\mu = 0$) принимает простой вид

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (\text{A.32})$$

где $v^i = dx^i/dt$ обычный вектор 3-скорости.

И в координатах Boyer-Lindquist и в координатах Kerr-Schild полоидальная компонента потока Умова-Пойтинга ($S^i = -\alpha T_t^i$) принимает форму

$$\mathbf{S}_p = \mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_\phi + \mathbf{E}_\phi \times \mathbf{H}_p. \quad (\text{A.33})$$

В свою очередь, полоидальная компонента потока углового момента ($L^i = \alpha T_\phi^i$) принимает вид

$$\mathbf{L}_p = -(\mathbf{E} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{D}_p - (\mathbf{H} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{B}_p, \quad (\text{A.34})$$

где $\mathbf{m} = \partial/\partial\phi$.

Предположим, что в координатах Boyer-Lindquist магнитное поле имеет только радиальную компоненту ($\mathbf{B}'_\theta = \mathbf{B}'_\phi = 0$). Тогда из $\beta \parallel \mathbf{m}$ и ур. A.31 следует, что

$$\mathbf{H}'_\phi = \alpha \mathbf{B}'_\phi = 0.$$

Из условия, что это магнитное поле заморожено в поток описывается ур. A.22, мы также находим, что

$$\mathbf{E}' = -\mathbf{v}'_\phi \times \mathbf{B}'_r.$$

Подставляя полученные результаты в уравнение A.34 и A.33, убеждаемся что

$$\mathbf{S}'_p = \mathbf{L}'_p = 0.$$

Для того чтобы найти электромагнитное поле в координатах Kerr-Schild, просто применим закон преобразования A.23). Находим что

$$\mathbf{S}_p = \mathbf{L}_p = 0 \quad (\text{A.35})$$

и

$$B^\theta = 0, \quad B^\phi = B^r \frac{a(A + 2r)}{A\Delta + 2r(r^2 + a^2)}. \quad (\text{A.36})$$

Условие бездивергентности поля требует

$$\partial_r(\sqrt{\gamma} B^r) = 0$$

в следствии чего получаем

$$B^r = \frac{f(\theta)}{\sqrt{\gamma}}$$

где γ определитель пространственной части метрики. Учитывая то что на бесконечности (где $\gamma \propto \sin^2 \theta$) B^r не зависит от полярного угла, получаем

$$B^r = B_0 \frac{\sin \theta}{\sqrt{\gamma}}. \quad (\text{A.37})$$

А.4. Эволюция углового момента и магнитного поля в модели предсверхновой “Бетте”.

Звездный коллапс в приближении свободного падения [50] описывается моделью:

$$\frac{dR}{dt} = \begin{cases} 0 & \text{if } t \leq 0, \\ -(2GM(R)/R)^{-1/2} & \text{if } t > 0, \end{cases}$$

где R это радиус коллапсирующей оболочки и $M(R)$ это масса внутри этого радиуса. Вследствие того что $dM/dt = 0$, может быть легко проинтегрировано

$$R_0(R, t) = R(1 + t/t_{ff}(R))^{2/3} = \text{const},$$

где $R_0 = R(0)$ и $t_{ff}(R) = \sqrt{2R^3/9GM(R)}$ локальное время свободного падения. При заданном начальном распределении углового момента, $l_0 = \Omega(R_0 \sin \theta^2)$, используя закон сохранения углового момента, мы можем получить

$$l(R, t) = l_0(R_0(R, T)) = \Omega_s(R \sin \theta)^2(1 + t/t_{ff}(R))^{4/3}.$$

По аналогии, можно получить распределение магнитного потока из условия его сохранения и условия вмороженности магнитного поля

$$\Psi(R, \theta, t) = \Psi_0(R_0(R, t), \theta).$$

Для изначально однородного распределения магнитного поля получаем,

$$\Psi_0(R_0, \theta) = \pi B_0 \sin^2 \theta R_0^2.$$

Таким образом,

$$\Psi(R, \theta, t) = \pi B_0 \sin^2 \theta R^2(1 + t/t_{ff}(R))^{4/3}.$$

Зная функцию распределения магнитного потока, получаем полоидальное магнитное поле в виде

$$B_p^i = \frac{1}{2\pi} e^{ij\varphi} \partial_j \Psi,$$

где e^{ijk} тензор Levi-Civita. Откуда получаем

$$B^r = \frac{B_0 \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{\gamma}} R^2 \left(1 + \frac{t}{t_{ff}(R)} \right)^{4/3} \quad (\text{A.38})$$

и

$$B^\theta = \frac{B_0 \sin^2 \theta}{\sqrt{\gamma}} R \left(1 + \frac{t}{t_{ff}(R)} \right)^{1/3}, \quad (\text{A.39})$$

где γ является определителем пространственного метрического тензора, компоненты вектора даны в ненормированном координатном базисе, $\partial/\partial x^i$. Подобный подход использовался в работах [57, 58].

Список литературы

1. Ackermann M., et al. Fermi Observations of GRB 090510: A Short-Hard Gamma-ray Burst with an Additional, Hard Power-law Component from 10 keV TO GeV Energies // *ApJ*. 2010. — Jun. Vol. 716. Pp. 1178–1190.
2. Aharonian F., Akhperjanian A. G., Bazer-Bachi A. R. et al. An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304 // *ApJ*. 2007. — Aug. Vol. 664. Pp. L71–L74. 0706.0797.
3. Akiyama S., Wheeler J. C. The Nonmonotonic Dependence of Supernova and Compact Remnant Formation on Progenitor Rotation // *ApJ*. 2005. — Aug. Vol. 629. Pp. 414–421. arXiv:astro-ph/0504563.
4. Akiyama S., Wheeler J. C., Meier D. L., Lichtenstadt I. The Magnetorotational Instability in Core-Collapse Supernova Explosions // *ApJ*. 2003. — Feb. Vol. 584. Pp. 954–970. arXiv:astro-ph/0208128.
5. Aloy M. A., Ibáñez J. M. ., Martí J. M. . et al. High-Resolution Three-dimensional Simulations of Relativistic Jets // *ApJ*. 1999. — Oct. Vol. 523. Pp. L125–L128. arXiv:astro-ph/9906428.
6. Aloy M. A., Müller E., Ibáñez J. M. et al. Relativistic Jets from Collapsars // *ApJ*. 2000. — Mar. Vol. 531. Pp. L119–L122. arXiv:astro-ph/9911098.
7. Anderson J. M., Li Z., Krasnopolsky R., Blandford R. D. Magnetocentrifugal Winds in Three Dimensions: A Nonaxisymmetric Steady State // *ApJ*. 2006. — Dec. Vol. 653. Pp. L33–L36. arXiv:astro-ph/0610630.
8. Anderson M., Hirschmann E. W., Liebling S. L., Neilsen D. Relativistic MHD with adaptive mesh refinement // *Classical and Quantum Gravity*. 2006. — Nov. Vol. 23. Pp. 6503–6524. arXiv:gr-qc/0605102.
9. Antón L., Zanotti O., Miralles J. A. et al. Numerical 3+1 General Relativistic Magnetohydrodynamics: A Local Characteristic Approach // *ApJ*. 2006. — Jan. Vol. 637. Pp. 296–312. arXiv:astro-ph/0506063.

10. Ardeljan N. V., Bisnovatyi-Kogan G. S., Moiseenko S. G. 2D Calculations of the Collapse of Magnetized Gas Cloud // *Ap&SS*. 1996. — May. Vol. 239. Pp. 1–13.
11. Ardeljan N. V., Bisnovatyi-Kogan G. S., Moiseenko S. G. Magnetorotational supernovae // *MNRAS*. 2005. — May. Vol. 359. Pp. 333–344. arXiv:astro-ph/0410234.
12. Balbus S. A., Hawley J. F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution // *ApJ*. 1991. — Jul. Vol. 376. Pp. 214–233.
13. Bardeen J. M., Press W. H., Teukolsky S. A. Rotating Black Holes: Locally Nonrotating Frames, Energy Extraction, and Scalar Synchrotron Radiation // *ApJ*. 1972. — Dec. Vol. 178. Pp. 347–370.
14. Barkov M. V. Hyper-accreting tori of Gamma Ray Bursters // *American Institute of Physics Conference Series* / Ed. by M. Axelsson. Vol. 1054 of *American Institute of Physics Conference Series*. 2008. — Sep. Pp. 79–85. 0805.0414.
15. Barkov M. V. Hyper-accreting tori of Gamma Ray Bursters // *American Institute of Physics Conference Series* / Ed. by M. Axelsson. Vol. 1054 of *American Institute of Physics Conference Series*. 2008. — Sep. Pp. 79–85. 0805.0414.
16. Barkov M. V. Magnetic Acceleration of Relativistic Jets // *Numerical Modeling of Space Plasma Flows* / Ed. by N. V. Pogorelov, E. Audit, G. P. Zank. Vol. 385 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 2008. — Apr. P. 79.
17. Barkov M. V. Hard X-Ray bursts in collapse of supermassive stars // *Astrophysical Bulletin*. 2010. — Jul. Vol. 65. Pp. 217–222. arXiv:astro-ph.HE/1003.4379.
18. Barkov M. V. Close Binary Progenitors of Hypernovae // *International*

- Journal of Modern Physics Conference Series. Vol. 8 of International Journal of Modern Physics Conference Series. 2012. Pp. 209–219.
19. Barkov M. V. MHD Models of Central Engines of Gamma Ray Bursts: Angular Momentum Influence // Twelfth Marcel Grossmann Meeting on General Relativity / Ed. by A. H. Chamseddine. 2012. Pp. 1098–1110.
 20. Barkov M. V., Aharonian F. A., Bogovalov S. V. et al. Rapid TeV Variability in Blazars as a Result of Jet-Star Interaction // ApJ. 2012. — Apr. Vol. 749. P. 119. arXiv:astro-ph.HE/1012.1787.
 21. Barkov M. V., Aharonian F. A., Bosch-Ramon V. Gamma-ray Flares from Red Giant/Jet Interactions in Active Galactic Nuclei // ApJ. 2010. — Dec. Vol. 724. Pp. 1517–1523. arXiv:astro-ph.HE/1005.5252.
 22. Barkov M. V., Baushev A. N. Accretion of a massive magnetized torus on a rotating black hole // New Astronomy. 2011. — Jan. Vol. 16. Pp. 46–56. arXiv:astro-ph.HE/0905.4440.
 23. Barkov M. V., Komissarov S. S. Central engines of Gamma Ray Bursts. Magnetic mechanism in the collapsar model. // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, F. Rieger. Vol. 1085 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. — Dec. Pp. 608–611. 0809.1402.
 24. Barkov M. V., Komissarov S. S. Central engines of Gamma Ray Bursts. Magnetic mechanism in the collapsar model. // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger. Vol. 1085 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. — Dec. Pp. 608–611. 0809.1402.
 25. Barkov M. V., Komissarov S. S. Magnetic Acceleration of Ultrarelativistic GRB and AGN Jets // International Journal of Modern Physics D. 2008. Vol. 17. Pp. 1669–1675. 0801.4861.
 26. Barkov M. V., Komissarov S. S. Stellar explosions powered by the Blandford-

- Znajek mechanism // MNRAS. 2008. — Mar. Vol. 385. Pp. L28–L32. 0710.2654.
27. Barkov M. V., Komissarov S. S. Close binary progenitors of gamma-ray bursts // MNRAS. 2010. — Jan. Vol. 401. Pp. 1644–1656. 0908.0695.
 28. Barkov M. V., Komissarov S. S. Recycling of Neutron Stars in Common Envelopes and Hypernova Explosions // ArXiv e-prints. 2010. — Dec. arXiv:astro-ph.HE/1012.4565.
 29. Barkov M. V., Komissarov S. S. Recycling of neutron stars in common envelopes and hypernova explosions // MNRAS. 2011. — Jul. Vol. 415. Pp. 944–958. arXiv:astro-ph.HE/1012.4565.
 30. Barkov M. V., Pozanenko A. S. Model of the extended emission of short gamma-ray bursts // MNRAS. 2011. — Nov. Vol. 417. Pp. 2161–2165. arXiv:astro-ph.HE/1103.4246.
 31. Barzilay Y., Levinson A. Structure and nuclear composition of general relativistic, magnetohydrodynamic outflows from neutrino-cooled disks // New Astronomy. 2008. — Aug. Vol. 13. Pp. 386–394. 0708.2996.
 32. Beck R. Galactic and Extragalactic Magnetic Fields // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger. Vol. 1085 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. — Dec. Pp. 83–96. 0810.2923.
 33. Beck R., Krause M. Revised equipartition and minimum energy formula for magnetic field strength estimates from radio synchrotron observations // Astronomische Nachrichten. 2005. — Jul. Vol. 326. Pp. 414–427. arXiv:astro-ph/0507367.
 34. Begelman M. C. Instability of Toroidal Magnetic Field in Jets and Plerions // ApJ. 1998. — Jan. Vol. 493. Pp. 291–+. arXiv:astro-ph/9708142.
 35. Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J. Theory of extragalactic radio sources // Reviews of Modern Physics. 1984. — Apr. Vol. 56. Pp. 255–351.

36. Begelman M. C., Fabian A. C., Rees M. J. Implications of very rapid TeV variability in blazars // MNRAS. 2008. — Feb. Vol. 384. Pp. L19–L23. 0709.0540.
37. Begelman M. C., Li Z. An axisymmetric magnetohydrodynamic model for the Crab pulsar wind bubble // ApJ. 1992. — Sep. Vol. 397. Pp. 187–195.
38. Begelman M. C., Li Z. Asymptotic domination of cold relativistic MHD winds by kinetic energy flux // ApJ. 1994. — May. Vol. 426. Pp. 269–278.
39. Berger E., Kulkarni S. R., Frail D. A. A Standard Kinetic Energy Reservoir in Gamma-Ray Burst Afterglows // ApJ. 2003. — Jun. Vol. 590. Pp. 379–385. arXiv:astro-ph/0301268.
40. Berger E., Kulkarni S. R., Frail D. A. The Nonrelativistic Evolution of GRBs 980703 and 970508: Beaming-independent Calorimetry // ApJ. 2004. — Sep. Vol. 612. Pp. 966–973. arXiv:astro-ph/0405431.
41. Beskin V. S. Magnetohydrodynamic models of astrophysical jets // Physics Uspekhi. 2010. — Dec. Vol. 53. Pp. 1199–1233.
42. Beskin V. S. Magnetohydrodynamic models of astrophysical jets // Physics Uspekhi. 2010. — Dec. Vol. 53. Pp. 1199–1233. arXiv:astro-ph.HE/1103.3375.
43. Beskin V. S., Istomin Y. N., Parev V. I. Filling the Magnetosphere of a Supermassive Black-Hole with Plasma // Soviet Astronomy. 1992. — Dec. Vol. 36. Pp. 642–+.
44. Beskin V. S., Kuznetsova I. V., Rafikov R. R. On the MHD effects on the force-free monopole outflow // MNRAS. 1998. — Sep. Vol. 299. Pp. 341–348.
45. Beskin V. S., Malyshkin L. M. On the Internal Structure of Relativistic Jets // Astronomy Letters. 2000. — Apr. Vol. 26. Pp. 208–218. arXiv:astro-ph/0006105.
46. Beskin V. S., Nokhrina E. E. The effective acceleration of plasma outflow in the paraboloidal magnetic field // MNRAS. 2006. — Mar. Vol. 367.

- Pp. 375–386.
47. Beskin V. S., Nokhrina E. E. On the central core in MHD winds and jets // MNRAS. 2009. — Aug. Vol. 397. Pp. 1486–1497. 0810.4307.
 48. Beskin V. S., Nokhrina E. E. On the central core in MHD winds and jets // MNRAS. 2009. — Aug. Vol. 397. Pp. 1486–1497. 0810.4307.
 49. Beskin V. S., Zakamska N. L., Sol H. Radiation drag effects on magnetically dominated outflows around compact objects // MNRAS. 2004. — Jan. Vol. 347. Pp. 587–600. astro-ph/0209572.
 50. Bethe H. A. Supernova mechanisms // Reviews of Modern Physics. 1990. — Oct. Vol. 62. Pp. 801–866.
 51. Bezchastnov V. G., Haensel P., Kaminker A. D., Yakovlev D. G. Neutrino synchrotron emission from dense magnetized electron gas of neutron stars // åp. 1997. — Dec. Vol. 328. Pp. 409–418. arXiv:astro-ph/9708181.
 52. Birkel R., Aloy M. A., Janka H., Müller E. Neutrino pair annihilation near accreting, stellar-mass black holes // åp. 2007. — Feb. Vol. 463. Pp. 51–67. arXiv:astro-ph/0608543.
 53. Bisnovatyi-Kogan G. S. The Explosion of a Rotating Star As a Supernova Mechanism. // Sov. Astronomy. 1970. — Aug. Vol. 47. Pp. 813–+.
 54. Bisnovatyi-Kogan G. S., Lovelace R. V. E. Large-Scale B-Field in Stationary Accretion Disks // ApJ. 2007. — Oct. Vol. 667. Pp. L167–L169. 0708.2726.
 55. Bisnovatyi-Kogan G. S., Moiseenko S. G., Ardelyan N. V. Different magneto-rotational supernovae // Astronomy Reports. 2008. — Dec. Vol. 52. Pp. 997–1008.
 56. Bisnovatyi-Kogan G. S., Popov Y. P., Samochin A. A. The Magnetohydrodynamic Rotational Model of Supernova Explosion (In Russian) // Ap&SS. 1976. — Jun. Vol. 41. Pp. 321–+.
 57. Bisnovatyi-Kogan G. S., Ruzmaikin A. A. The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field // Ap&SS. 1974. —

- May. Vol. 28. Pp. 45–59.
58. Bisnovatyi-Kogan G. S., Ruzmaikin A. A. The accretion of matter by a collapsing star in the presence of a magnetic field. II - Selfconsistent stationary picture // *Ap&SS*. 1976. — Jul. Vol. 42. Pp. 401–424.
 59. Bisnovatyi-Kogan G. S., Silich S. A. Shock-wave propagation in the nonuniform interstellar medium // *Reviews of Modern Physics*. 1995. — Jul. Vol. 67. Pp. 661–712.
 60. Bisnovatyi-Kogan G. S., Tutukov A. V. Magnetorotational Supernova Explosions and the Formation of Neutron Stars in Close Binary Systems // *Astronomy Reports*. 2004. — Sep. Vol. 48. Pp. 724–732.
 61. Blandford R. D. Accretion disc electrodynamics - A model for double radio sources // *MNRAS*. 1976. — Sep. Vol. 176. Pp. 465–481.
 62. Blandford R. D. To the Lighthouse // *Lighthouses of the Universe: The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology* / Ed. by M. Gilfanov, R. Sunyeav, & E. Churazov. 2002. Pp. 381–+. arXiv:astro-ph/0202265.
 63. Blandford R. D., Payne D. G. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets // *MNRAS*. 1982. — Jun. Vol. 199. Pp. 883–903.
 64. Blandford R. D., Rees M. J. A 'twin-exhaust' model for double radio sources // *MNRAS*. 1974. — Dec. Vol. 169. Pp. 395–415.
 65. Blandford R. D., Znajek R. L. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // *MNRAS*. 1977. — May. Vol. 179. Pp. 433–456.
 66. Blinnikov S. I., Novikov I. D., Perevodchikova T. V., Polnarev A. G. Exploding neutron stars in close binaries // *Pis ma Astronomicheskii Zhurnal*. 1984. — Jun. Vol. 10. Pp. 422–428.
 67. Blondin J. M., Mezzacappa A., DeMarino C. Stability of Standing Accretion Shocks, with an Eye toward Core-Collapse Supernovae // *ApJ*. 2003. — Feb. Vol. 584. Pp. 971–980. arXiv:astro-ph/0210634.

68. Bloom J. S., Djorgovski S. G., Kulkarni S. R., Frail D. A. The Host Galaxy of GRB 970508 // *ApJ*. 1998.—Nov. Vol. 507. Pp. L25–L28. arXiv:astro-ph/9807315.
69. Bogovalov S. V. Formation of jets during the ejection of plasma by an axisymmetric rotator // *Astronomy Letters*. 1995.—Jul. Vol. 21. Pp. 565–571.
70. Bogovalov S. V. Acceleration of relativistic plasma in the magnetosphere of an axisymmetric rotator. // *Astronomy & Astrophysics*. 1997.—Nov. Vol. 327. Pp. 662–670.
71. Bogovalov S. V. Acceleration of relativistic plasma in the magnetosphere of an axisymmetric rotator. // *Astronomy & Astrophysics*. 1997.—Nov. Vol. 327. Pp. 662–670.
72. Bogovalov S. V. Acceleration and collimation of relativistic plasmas ejected by fast rotators // *åp*. 2001.—Jun. Vol. 371. Pp. 1155–1168. arXiv:astro-ph/0102415.
73. Braithwaite J., Spruit H. C. A fossil origin for the magnetic field in A stars and white dwarfs // *Nature*. 2004.—Oct. Vol. 431. Pp. 819–821. arXiv:astro-ph/0502043.
74. Brandenburg A., Nordlund A., Stein R. F., Torkelsson U. Dynamo-generated Turbulence and Large-Scale Magnetic Fields in a Keplerian Shear Flow // *ApJ*. 1995.—Jun. Vol. 446. Pp. 741–+.
75. Bromberg O., Levinson A. Hydrodynamic Collimation of Relativistic Outflows: Semianalytic Solutions and Application to Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 2007.—Dec. Vol. 671. Pp. 678–688. 0705.2040.
76. Bucciantini N., Quataert E., Arons J. et al. Magnetar-driven bubbles and the origin of collimated outflows in gamma-ray bursts // *MNRAS*. 2007.—Oct. Vol. 380. Pp. 1541–1553. 0705.1742.
77. Bucciantini N., Quataert E., Arons J. et al. Relativistic jets and long-

- duration gamma-ray bursts from the birth of magnetars // MNRAS. 2008. — Jan. Vol. 383. Pp. L25–L29. 0707.2100.
78. Bucciantini N., Quataert E., Arons J. et al. Relativistic jets and long-duration gamma-ray bursts from the birth of magnetars // MNRAS. 2008. — Jan. Vol. 383. Pp. L25–L29. 0707.2100.
 79. Bucciantini N., Quataert E., Metzger B. D. et al. Magnetized relativistic jets and long-duration GRBs from magnetar spin-down during core-collapse supernovae // MNRAS. 2009. — Jul. Vol. 396. Pp. 2038–2050. 0901.3801.
 80. Bucciantini N., Thompson T. A., Arons J. et al. Relativistic magnetohydrodynamics winds from rotating neutron stars // MNRAS. 2006. — Jun. Vol. 368. Pp. 1717–1734. arXiv:astro-ph/0602475.
 81. Buras R., Janka H., Rampp M., Kifonidis K. Two-dimensional hydrodynamic core-collapse supernova simulations with spectral neutrino transport. II. Models for different progenitor stars // *ap*. 2006. — Oct. Vol. 457. Pp. 281–308. arXiv:astro-ph/0512189.
 82. Burlon D., Ghirlanda G., Ghisellini G. et al. Precursors in Swift Gamma Ray Bursts with Redshift // *ApJ*. 2008. — Sep. Vol. 685. Pp. L19–L22. 0806.3076.
 83. Burrows A., Dessart L., Livne E. et al. Simulations of Magnetically Driven Supernova and Hypernova Explosions in the Context of Rapid Rotation // *ApJ*. 2007. — Jul. Vol. 664. Pp. 416–434. arXiv:astro-ph/0702539.
 84. Burrows A., Lattimer J. M. The birth of neutron stars // *ApJ*. 1986. — Aug. Vol. 307. Pp. 178–196.
 85. Burrows A., Livne E., Dessart L. et al. A New Mechanism for Core-Collapse Supernova Explosions // *ApJ*. 2006. — Apr. Vol. 640. Pp. 878–890. arXiv:astro-ph/0510687.
 86. Bychkov V. D., Bychkova L. V., Madej J. Catalogue of averaged stellar effective magnetic fields - II. Re-discussion of chemically peculiar A and B

- stars // MNRAS. 2009. — Apr. Vol. 394. Pp. 1338–1350.
87. Cardall C. Y., Fuller G. M. General Relativistic Effects in the Neutrino-driven Wind and r-Process Nucleosynthesis // ApJ. 1997. — Sep. Vol. 486. Pp. L111+. arXiv:astro-ph/9701178.
 88. Carpano S., Pollock A. M. T., Prestwich A. et al. A 33 hour period for the Wolf-Rayet/black hole X-ray binary candidate NGC 300 X-1 // åp. 2007. — May. Vol. 466. Pp. L17–L20. arXiv:astro-ph/0703270.
 89. Chandrasekhar S. The Stability of Non-Dissipative Couette Flow in Hydromagnetics // Proceedings of the National Academy of Science. 1960. — Feb. Vol. 46. Pp. 253–257.
 90. Charbonneau P., MacGregor K. B. Magnetic Fields in Massive Stars. I. Dynamo Models // ApJ. 2001. — Oct. Vol. 559. Pp. 1094–1107.
 91. Chen W., Beloborodov A. M. Neutrino-cooled Accretion Disks around Spinning Black Holes // ApJ. 2007. — Mar. Vol. 657. Pp. 383–399. arXiv:astro-ph/0607145.
 92. Cherepashchuk A. M., Moffat A. F. J. Cygnus X-3 as a benchmark for fundamental properties of Wolf-Rayet stars // ApJ. 1994. — Mar. Vol. 424. Pp. L53–L55.
 93. Chincarini G., Moretti A., Romano P., et al. The First Survey of X-Ray Flares from Gamma-Ray Bursts Observed by Swift: Temporal Properties and Morphology // ApJ. 2007. — Dec. Vol. 671. Pp. 1903–1920. arXiv:astro-ph/0702371.
 94. Chiueh T., Li Z., Begelman M. C. Asymptotic structure of hydromagnetically driven relativistic winds // ApJ. 1991. — Aug. Vol. 377. Pp. 462–466.
 95. Chiueh T., Li Z., Begelman M. C. A Critical Analysis of Ideal Magnetohydrodynamic Models for Crab-like Pulsar Winds // ApJ. 1998. — Oct. Vol. 505. Pp. 835–843.
 96. Clark J. S., Crowther P. A. On the Wolf-Rayet counterpart to IC 10 X-1 //

- åp. 2004. — Jan. Vol. 414. Pp. L45–L48.
97. Cohen M. H., Lister M. L., Homan D. C. et al. Relativistic Beaming and the Intrinsic Properties of Extragalactic Radio Jets // ApJ. 2007. — Mar. Vol. 658. Pp. 232–244. arXiv:astro-ph/0611642.
 98. Contopoulos I., Kazanas D. Toward Resolving the Crab σ -Problem: A Linear Accelerator? // ApJ. 2002. — Feb. Vol. 566. Pp. 336–342. arXiv:astro-ph/0110183.
 99. Contopoulos J. Magnetically driven relativistic jets and winds: Exact solutions // ApJ. 1994. — Sep. Vol. 432. Pp. 508–517.
 100. Corsi A., Guetta D., Piro L. High-energy Emission Components in the Short GRB 090510 // ApJ. 2010. — Sep. Vol. 720. Pp. 1008–1015. arXiv:astro-ph.CO/0911.4453.
 101. Crowther P. A. Physical Properties of Wolf-Rayet Stars // ARA&A. 2007. — Sep. Vol. 45. Pp. 177–219. arXiv:astro-ph/0610356.
 102. Dai Z. G., Gou L. J. Gamma-Ray Burst Afterglows from Anisotropic Jets // ApJ. 2001. — May. Vol. 552. Pp. 72–80. arXiv:astro-ph/0010261.
 103. De Villiers J., Hawley J. F., Krolik J. H., Hirose S. Magnetically Driven Accretion in the Kerr Metric. III. Unbound Outflows // ApJ. 2005. — Feb. Vol. 620. Pp. 878–888. arXiv:astro-ph/0407092.
 104. Del Zanna L., Bucciantini N., Londrillo P. An efficient shock-capturing central-type scheme for multidimensional relativistic flows. II. Magnetohydrodynamics // åp. 2003. — Mar. Vol. 400. Pp. 397–413. arXiv:astro-ph/0210618.
 105. Della Valle M. Supernovae and Gamma-Ray Bursts // Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement. 2006. — Dec. Vol. 6, no. 1. Pp. 010000–322.
 106. Derishev E. V., Kocharovsky V. V., Kocharovsky V. V. The Neutron Component in Fireballs of Gamma-Ray Bursts: Dynamics and Observable

- Imprints // ApJ. 1999. — Aug. Vol. 521. Pp. 640–649.
107. Di Matteo T., Perna R., Narayan R. Neutrino Trapping and Accretion Models for Gamma-Ray Bursts // ApJ. 2002. — Nov. Vol. 579. Pp. 706–715. arXiv:astro-ph/0207319.
 108. Donati J., Babel J., Harries T. J. et al. The magnetic field and wind confinement of θ^1 Orionis C // MNRAS. 2002. — Jun. Vol. 333. Pp. 55–70.
 109. Drenkhahn G. Acceleration of GRB outflows by Poynting flux dissipation // Åp. 2002. — May. Vol. 387. Pp. 714–724. arXiv:astro-ph/0112509.
 110. Drenkhahn G., Spruit H. C. Efficient acceleration and radiation in Poynting flux powered GRB outflows // Åp. 2002. — Sep. Vol. 391. Pp. 1141–1153. arXiv:astro-ph/0202387.
 111. Duez M. D., Liu Y. T., Shapiro S. L., Stephens B. C. Relativistic magnetohydrodynamics in dynamical spacetimes: Numerical methods and tests // Phys. Rev. D. 2005. — Jul. Vol. 72, no. 2. Pp. 024028–+. arXiv:astro-ph/0503420.
 112. Duncan R. C., Thompson C. Formation of very strongly magnetized neutron stars - Implications for gamma-ray bursts // ApJ. 1992. — Jun. Vol. 392. Pp. L9–L13.
 113. Eichler D., Levinson A. An Interpretation of the $h\nu_{\text{peak}}\text{-}E_{\text{iso}}$ Correlation for Gamma-Ray Bursts // ApJ. 2004. — Oct. Vol. 614. Pp. L13–L16. arXiv:astro-ph/0405014.
 114. Eichler D., Livio M., Piran T., Schramm D. N. Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars // Nature. 1989. — Jul. Vol. 340. Pp. 126–128.
 115. Fender R., Wu K., Johnston H. et al. An ultra-relativistic outflow from a neutron star accreting gas from a companion // Nature. 2004. — Jan. Vol. 427. Pp. 222–224. arXiv:astro-ph/0401290.
 116. Ferrario L., Wickramasinghe D. T. Magnetic fields and rotation in white

- dwarfs and neutron stars // MNRAS. 2005. — Jan. Vol. 356. Pp. 615–620.
117. Fragos T., Willems B., Kalogera V. et al. Understanding Compact Object Formation and Natal Kicks. II. The Case of XTE J1118 + 480 // ApJ. 2009. — Jun. Vol. 697. Pp. 1057–1070. 0809.1588.
 118. Frail D. A., Soderberg A. M., Kulkarni S. R. et al. Accurate Calorimetry of GRB 030329 // ApJ. 2005. — Feb. Vol. 619. Pp. 994–998. arXiv:astro-ph/0408002.
 119. Fruchter A. S., Levan A. J., Strolger L., et al. Long γ -ray bursts and core-collapse supernovae have different environments // Nature. 2006. — May. Vol. 441. Pp. 463–468. arXiv:astro-ph/0603537.
 120. Fujimoto S., Kotake K., Yamada S. et al. Magnetohydrodynamic Simulations of a Rotating Massive Star Collapsing to a Black Hole // ApJ. 2006. — Jun. Vol. 644. Pp. 1040–1055. arXiv:astro-ph/0602457.
 121. Gammie C. F., McKinney J. C., Tóth G. HARM: A Numerical Scheme for General Relativistic Magnetohydrodynamics // ApJ. 2003. — May. Vol. 589. Pp. 444–457. arXiv:astro-ph/0301509.
 122. Gavril F. P., Kaspi V. M., Woods P. M. Magnetar-like X-ray bursts from an anomalous X-ray pulsar // Nature. 2002. — Sep. Vol. 419. Pp. 142–144. astro-ph/0209202.
 123. Genet F., Daigne F., Mochkovitch R. Can the early X-ray afterglow of gamma-ray bursts be explained by a contribution from the reverse shock? // MNRAS. 2007. — Oct. Vol. 381. Pp. 732–740. arXiv:astro-ph/0701204.
 124. Georganopoulos M., Kazanas D. Relativistic and Slowing Down: The Flow in the Hot Spots of Powerful Radio Galaxies and Quasars // ApJ. 2003. — May. Vol. 589. Pp. L5–L8. arXiv:astro-ph/0304256.
 125. Ghosh P., Abramowicz M. A. Electromagnetic extraction of rotational energy from disc-fed black holes - The strength of the Blandford-Znajek process // MNRAS. 1997. — Dec. Vol. 292. Pp. 887–+.

126. Giannios D., Spruit H. C. The role of kink instability in Poynting-flux dominated jets // *Åp.* 2006. — May. Vol. 450. Pp. 887–898. arXiv:astro-ph/0601172.
127. Goldstein A., Veres P., Burns E., et al. An Ordinary Short Gamma-Ray Burst with Extraordinary Implications: Fermi-GBM Detection of GRB 170817A // *ApJ.* 2017. — Oct. Vol. 848. P. L14. arXiv:astro-ph.HE/1710.05446.
128. Granot J. Afterglow Light Curves from Impulsive Relativistic Jets with an Unconventional Structure // *ApJ.* 2005. — Oct. Vol. 631. Pp. 1022–1031. arXiv:astro-ph/0504254.
129. Granot J., Königl A., Piran T. Implications of the early X-ray afterglow light curves of Swift gamma-ray bursts // *MNRAS.* 2006. — Aug. Vol. 370. Pp. 1946–1960. arXiv:astro-ph/0601056.
130. Granot J., Königl A., Piran T. Implications of the early X-ray afterglow light curves of Swift gamma-ray bursts // *MNRAS.* 2006. — Aug. Vol. 370. Pp. 1946–1960. arXiv:astro-ph/0601056.
131. Gualandris A., Colpi M., Portegies Zwart S., Possenti A. Has the Black Hole in XTE J1118+480 Experienced an Asymmetric Natal Kick? // *ApJ.* 2005. — Jan. Vol. 618. Pp. 845–851. arXiv:astro-ph/0407502.
132. Hartman R. C., Böttcher M., Aldering G., et al. Multiepoch Multiwavelength Spectra and Models for Blazar 3C 279 // *ApJ.* 2001. — Jun. Vol. 553. Pp. 683–694. arXiv:astro-ph/0102127.
133. Heger A., Langer N., Woosley S. E. Presupernova Evolution of Rotating Massive Stars. I. Numerical Method and Evolution of the Internal Stellar Structure // *ApJ.* 2000. — Jan. Vol. 528. Pp. 368–396. arXiv:astro-ph/9904132.
134. Heger A., Woosley S. E., Langer N., Spruit H. C. Presupernova Evolution of Rotating Massive Stars and the Rotation Rate of Pulsars (Invited Review) // *Stellar Rotation* / Ed. by A. Maeder & P. Eenens. Vol. 215 of IAU

- Symposium. 2004. — Jun. Pp. 591–+.
135. Heger A., Woosley S. E., Spruit H. C. Presupernova Evolution of Differentially Rotating Massive Stars Including Magnetic Fields // ApJ. 2005. — Jun. Vol. 626. Pp. 350–363. arXiv:astro-ph/0409422.
 136. Heyvaerts J., Norman C. The collimation of magnetized winds // ApJ. 1989. — Dec. Vol. 347. Pp. 1055–1081.
 137. Heyvaerts J., Priest E. R., Bardou A. Magnetic Field Diffusion in Self-consistently Turbulent Accretion Disks // ApJ. 1996. — Dec. Vol. 473. Pp. 403–+.
 138. Hirschi R., Meynet G., Maeder A. Stellar evolution with rotation. XII. Pre-supernova models // Åp. 2004. — Oct. Vol. 425. Pp. 649–670. arXiv:astro-ph/0406552.
 139. Hirschi R., Meynet G., Maeder A. Stellar evolution with rotation. XIII. Predicted GRB rates at various Z // Åp. 2005. — Nov. Vol. 443. Pp. 581–591. arXiv:astro-ph/0507343.
 140. Homan D. C., Ojha R., Wardle J. F. C. et al. Parsec-Scale Blazar Monitoring: Proper Motions // ApJ. 2001. — Mar. Vol. 549. Pp. 840–861. arXiv:astro-ph/0009301.
 141. Howarth I. D., Siebert K. W., Hussain G. A. J., Prinja R. K. Cross-correlation characteristics of OB stars from IUE spectroscopy // MNRAS. 1997. — Jan. Vol. 284. Pp. 265–285.
 142. Hubbard A., Blackman E. G. Active galactic nuclei jet mass loading and truncation by stellar winds // MNRAS. 2006. — Oct. Vol. 371. Pp. 1717–1721. arXiv:astro-ph/0604585.
 143. Igumenshchev I. V. Magnetically Arrested Disks and the Origin of Poynting Jets: A Numerical Study // ApJ. 2008. — Apr. Vol. 677. Pp. 317–326. 0711.4391.
 144. Ivanova L. N., Imshennik V. S., Nadezhin D. K. Dynamics of supernova

- explosion // Nauchnye Informatsii. 1969. Vol. 13. Pp. 3–+.
145. Izzard R. G., Ramirez-Ruiz E., Tout C. A. Formation rates of core-collapse supernovae and gamma-ray bursts // MNRAS. 2004. — Mar. Vol. 348. Pp. 1215–1228. arXiv:astro-ph/0311463.
 146. Janiuk A., Moderski R., Proga D. On the Duration of Long GRBs: Effects of Black Hole Spin // ApJ. 2008. — Nov. Vol. 687. Pp. 433–442. 0807.2251.
 147. Janiuk A., Proga D. Low Angular Momentum Accretion in the Collapsar: How Long Can a Long GRB Be? // ApJ. 2008. — Mar. Vol. 675. Pp. 519–527. 0708.2711.
 148. Jin Z. P., Yan T., Fan Y. Z., Wei D. M. A Two-Component Jet Model for the X-Ray Afterglow Flat Segment in the Short Gamma-Ray Burst GRB 051221A // ApJ. 2007. — Feb. Vol. 656. Pp. L57–L60. arXiv:astro-ph/0610010.
 149. Jorstad S. G., Marscher A. P., Lister M. L., et al. Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array // AJ. 2005. — Oct. Vol. 130. Pp. 1418–1465. arXiv:astro-ph/0502501.
 150. Jorstad S. G., Marscher A. P., Mattox J. R. et al. Multiepoch Very Long Baseline Array Observations of EGRET-detected Quasars and BL Lacertae Objects: Superluminal Motion of Gamma-Ray Bright Blazars // ApJS. 2001. — Jun. Vol. 134. Pp. 181–240. arXiv:astro-ph/0101570.
 151. Katz J. I. Yet Another Model of Gamma-Ray Bursts // ApJ. 1997. — Dec. Vol. 490. Pp. 633–+. arXiv:astro-ph/9701176.
 152. Khangulyan D. V., Barkov M. V., Bosch-Ramon V. et al. Star-Jet Interactions and Gamma-Ray Outbursts from 3C454.3 // ApJ. 2013. — Sep. Vol. 774. P. 113. arXiv:astro-ph.HE/1305.5117.
 153. Khokhlov A. M., Höflich P. A., Oran E. S. et al. Jet-induced Explosions of Core Collapse Supernovae // ApJ. 1999. — Oct. Vol. 524. Pp. L107–L110.

- arXiv:astro-ph/9904419.
154. Kluźniak W., Ruderman M. The Central Engine of Gamma-Ray Bursters // *ApJ*. 1998. — Oct. Vol. 505. Pp. L113–L117. arXiv:astro-ph/9712320.
 155. Kobayashi S., Zhang B. The Onset of Gamma-Ray Burst Afterglow // *ApJ*. 2007. — Feb. Vol. 655. Pp. 973–979. arXiv:astro-ph/0608132.
 156. Koide S., Shibata K., Kudoh T. Relativistic Jet Formation from Black Hole Magnetized Accretion Disks: Method, Tests, and Applications of a General Relativistic Magnetohydrodynamic Numerical Code // *ApJ*. 1999. — Sep. Vol. 522. Pp. 727–752.
 157. Komissarov S. S. Mass-Loaded Relativistic Jets // *MNRAS*. 1994. — Jul. Vol. 269. P. 394.
 158. Komissarov S. S. Ram-Pressure Confinement of Extragalactic Jets // *MNRAS*. 1994. — Feb. Vol. 266. Pp. 649–+.
 159. Komissarov S. S. A Godunov-type scheme for relativistic magnetohydrodynamics // *MNRAS*. 1999. — Feb. Vol. 303. Pp. 343–366.
 160. Komissarov S. S. Direct numerical simulations of the Blandford-Znajek effect // *MNRAS*. 2001. — Sep. Vol. 326. Pp. L41–L44.
 161. Komissarov S. S. Time-dependent, force-free, degenerate electrodynamics // *MNRAS*. 2002. — Nov. Vol. 336. Pp. 759–766. arXiv:astro-ph/0202447.
 162. Komissarov S. S. Electrodynamics of black hole magnetospheres // *MNRAS*. 2004. — May. Vol. 350. Pp. 427–448. arXiv:astro-ph/0402403.
 163. Komissarov S. S. General relativistic magnetohydrodynamic simulations of monopole magnetospheres of black holes // *MNRAS*. 2004. — Jun. Vol. 350. Pp. 1431–1436. arXiv:astro-ph/0402430.
 164. Komissarov S. S. Magnetized tori around Kerr black holes: analytic solutions with a toroidal magnetic field // *MNRAS*. 2006. — May. Vol. 368. Pp. 993–1000. arXiv:astro-ph/0601678.
 165. Komissarov S. S., Barkov M., Lyutikov M. Tearing instability in relativistic

- magnetically dominated plasmas // MNRAS. 2007. — Jan. Vol. 374. Pp. 415–426. arXiv:astro-ph/0606375.
166. Komissarov S. S., Barkov M. V. Magnetar-energized supernova explosions and gamma-ray burst jets // MNRAS. 2007. — Dec. Vol. 382. Pp. 1029–1040. 0707.0264.
 167. Komissarov S. S., Barkov M. V. Activation of the Blandford-Znajek mechanism in collapsing stars // MNRAS. 2009. — Aug. Vol. 397. Pp. 1153–1168. 0902.2881.
 168. Komissarov S. S., Barkov M. V. Supercollapsars and their X-ray bursts // MNRAS. 2010. — Feb. Vol. 402. Pp. L25–L29. 0909.0857.
 169. Komissarov S. S., Barkov M. V., Vlahakis N., Königl A. Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets // MNRAS. 2007. — Sep. Vol. 380. Pp. 51–70. arXiv:astro-ph/0703146.
 170. Komissarov S. S., Falle S. A. E. G. The evolution of slab jets and self-similar models of extragalactic radio sources // MNRAS. 2003. — Aug. Vol. 343. Pp. 1045–1053.
 171. Komissarov S. S., Lyubarsky Y. E. Synchrotron nebulae created by anisotropic magnetized pulsar winds // MNRAS. 2004. — Apr. Vol. 349. Pp. 779–792.
 172. Komissarov S. S., Vlahakis N., Königl A. Rarefaction acceleration of ultrarelativistic magnetized jets in gamma-ray burst sources // MNRAS. 2010. — Sep. Vol. 407. Pp. 17–28. arXiv:astro-ph.HE/0912.0845.
 173. Komissarov S. S., Vlahakis N., Königl A., Barkov M. V. Magnetic acceleration of ultrarelativistic jets in gamma-ray burst sources // MNRAS. 2009. — Apr. Vol. 394. Pp. 1182–1212. 0811.1467.
 174. Kotake K., Sawai H., Yamada S., Sato K. Magnetorotational Effects on Anisotropic Neutrino Emission and Convection in Core-Collapse Supernovae // ApJ. 2004. — Jun. Vol. 608. Pp. 391–404.

175. Kumar P., Granot J. The Evolution of a Structured Relativistic Jet and Gamma-Ray Burst Afterglow Light Curves // *ApJ*. 2003. — Jul. Vol. 591. Pp. 1075–1085. arXiv:astro-ph/0303174.
176. Kumar P., McMahon E., Panaitescu A., et al. The nature of the outflow in gamma-ray bursts // *MNRAS*. 2007. — Mar. Vol. 376. Pp. L57–L61. arXiv:astro-ph/0702319.
177. Lazzati D., Begelman M. C. Universal GRB Jets from Jet-Cocoon Interaction in Massive Stars // *ApJ*. 2005. — Aug. Vol. 629. Pp. 903–907. arXiv:astro-ph/0502084.
178. LeBlanc J. M., Wilson J. R. A Numerical Example of the Collapse of a Rotating Magnetized Star // *ApJ*. 1970. — Aug. Vol. 161. Pp. 541–+.
179. Lee H. K., Brown G. E., Wijers R. A. M. J. Issues Regarding the Blandford-Znajek Process as a Gamma-Ray Burst Inner Engine // *ApJ*. 2000. — Jun. Vol. 536. Pp. 416–419. arXiv:astro-ph/9911401.
180. Levinson A. General Relativistic, Neutrino-assisted Magnetohydrodynamic Winds-Theory and Application to Gamma-Ray Bursts. I. Schwarzschild Geometry // *ApJ*. 2006. — Sep. Vol. 648. Pp. 510–522. arXiv:astro-ph/0602358.
181. Levinson A., Eichler D. Baryon Purity in Cosmological Gamma-Ray Bursts as a Manifestation of Event Horizons // *ApJ*. 1993. — Nov. Vol. 418. Pp. 386–+.
182. Levinson A., Eichler D. Hydrodynamic Collimation of Gamma-Ray-Burst Fireballs // *Physical Review Letters*. 2000. — Jul. Vol. 85. Pp. 236–239. arXiv:astro-ph/0001405.
183. Levinson A., Eichler D. Baryon Loading of Gamma-Ray Burst by Neutron Pickup // *ApJ*. 2003. — Sep. Vol. 594. Pp. L19–L22. arXiv:astro-ph/0302569.
184. Li Z. Jet Formation in Initially Spherical, Supermagnetosonic

- Magnetohydrodynamic Winds // ApJ. 1996. — Dec. Vol. 473. Pp. 873–+.
185. Li Z., Chiueh T., Begelman M. C. Electromagnetically driven relativistic jets - A class of self-similar solutions // ApJ. 1992. — Aug. Vol. 394. Pp. 459–471.
 186. Liang E., Racusin J. L., Zhang B. et al. A Comprehensive Analysis of Swift XRT Data. III. Jet Break Candidates in X-Ray and Optical Afterglow Light Curves // ApJ. 2008. — Mar. Vol. 675. Pp. 528–552. 0708.2942.
 187. LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration. LIGO/Virgo G298048: INTEGRAL detection of a prompt gamma-ray counterpart // LVC GRB Coordinates Network. 2017. Vol. 21505.
 188. Lipunov V., Gorbovskoy E. An Extra Long X-Ray Plateau in a Gamma-Ray Burst and the Spinar Paradigm // ApJ. 2007. — Aug. Vol. 665. Pp. L97–L100. 0705.1648.
 189. Lipunov V. M., Gorbovskoy E. S. Spinar paradigm and the central engine of gamma-ray bursts // MNRAS. 2008. — Feb. Vol. 383. Pp. 1397–1412.
 190. Lister M. L., Cohen M. H., Homan D. C. et al. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets // AJ. 2009. — Dec. Vol. 138. Pp. 1874–1892. arXiv:astro-ph.CO/0909.5100.
 191. Lithwick Y., Sari R. Lower Limits on Lorentz Factors in Gamma-Ray Bursts // ApJ. 2001. — Jul. Vol. 555. Pp. 540–545. arXiv:astro-ph/0011508.
 192. Livio M., Ogilvie G. I., Pringle J. E. Extracting Energy from Black Holes: The Relative Importance of the Blandford-Znajek Mechanism // ApJ. 1999. — Feb. Vol. 512. Pp. 100–104. arXiv:astro-ph/9809093.
 193. Livio M., Pringle J. E., King A. R. The Disk-Jet Connection in Microquasars and Active Galactic Nuclei // ApJ. 2003. — Aug. Vol. 593. Pp. 184–188. arXiv:astro-ph/0304367.
 194. Lobanov A. P., Roland J. A supermassive binary black hole in the quasar 3C 345 // ap. 2005. — Mar. Vol. 431. Pp. 831–846. arXiv:astro-ph/0411417.

195. Lobanov A. P., Zensus J. A. Spectral Evolution of the Parsec-Scale Jet in the Quasar 3C 345 // *ApJ*. 1999. — Aug. Vol. 521. Pp. 509–525. arXiv:astro-ph/9903318.
196. Lovelace R. V. E. Dynamo model of double radio sources // *Nature*. 1976. — Aug. Vol. 262. Pp. 649–652.
197. Lubow S. H., Papaloizou J. C. B., Pringle J. E. Magnetic field dragging in accretion discs // *MNRAS*. 1994. — Mar. Vol. 267. Pp. 235–240.
198. Lynden-Bell D. Magnetic collimation by accretion discs of quasars and stars // *MNRAS*. 1996. — Mar. Vol. 279. Pp. 389–401.
199. Lynden-Bell D. On why discs generate magnetic towers and collimate jets // *MNRAS*. 2003. — Jun. Vol. 341. Pp. 1360–1372. arXiv:astro-ph/0208388.
200. Lyubarsky Y. A New Mechanism for Dissipation of Alternating Fields in Poynting-dominated Outflows // *ApJ*. 2010. — Dec. Vol. 725. Pp. L234–L238. arXiv:astro-ph.HE/1012.1411.
201. Lyubarsky Y., Eichler D. The X-Ray Jet in the Crab Nebula: Radical Implications for Pulsar Theory? // *ApJ*. 2001. — Nov. Vol. 562. Pp. 494–498. arXiv:astro-ph/0204481.
202. Lyutikov M. Did Swift measure gamma-ray burst prompt emission radii? // *MNRAS*. 2006. — Jun. Vol. 369. Pp. L5–L8. arXiv:astro-ph/0601557.
203. Lyutikov M. The electromagnetic model of gamma-ray bursts // *New Journal of Physics*. 2006. — Jul. Vol. 8. Pp. 119–+. arXiv:astro-ph/0512342.
204. Lyutikov M., Blandford R. Gamma Ray Bursts as Electromagnetic Outflows // *ArXiv Astrophysics e-prints*. 2003. — Dec. arXiv:astro-ph/0312347.
205. MacDonald D., Thorne K. S. Black-hole electrodynamics - an absolute-space/universal-time formulation // *MNRAS*. 1982. — Jan. Vol. 198. Pp. 345–382.
206. MacFadyen A. I., Woosley S. E. Collapsars: Gamma-Ray Bursts and

- Explosions in “Failed Supernovae” // *ApJ*. 1999. — Oct. Vol. 524. Pp. 262–289. arXiv:astro-ph/9810274.
207. MacFadyen A. I., Woosley S. E., Heger A. Supernovae, Jets, and Collapsars // *ApJ*. 2001. — Mar. Vol. 550. Pp. 410–425. arXiv:astro-ph/9910034.
208. Maio U., Barkov M. V. Signatures of very massive stars: supercollapsars and their cosmological rate // *MNRAS*. 2014. — Apr. Vol. 439. Pp. 3520–3525. arXiv:astro-ph.HE/1401.7326.
209. Masada Y., Sano T., Shibata K. The Effect of Neutrino Radiation on Magnetorotational Instability in Proto-Neutron Stars // *ApJ*. 2007. — Jan. Vol. 655. Pp. 447–457. arXiv:astro-ph/0610023.
210. McKinney J. C. General relativistic magnetohydrodynamic simulations of the jet formation and large-scale propagation from black hole accretion systems // *MNRAS*. 2006. — Jun. Vol. 368. Pp. 1561–1582. arXiv:astro-ph/0603045.
211. McKinney J. C., Blandford R. D. Stability of relativistic jets from rotating, accreting black holes via fully three-dimensional magnetohydrodynamic simulations // *MNRAS*. 2009. — Mar. Vol. 394. Pp. L126–L130. 0812.1060.
212. McKinney J. C., Gammie C. F. A Measurement of the Electromagnetic Luminosity of a Kerr Black Hole // *ApJ*. 2004. — Aug. Vol. 611. Pp. 977–995. arXiv:astro-ph/0404512.
213. Meier D. L., Epstein R. I., Arnett W. D., Schramm D. N. Magnetohydrodynamic phenomena in collapsing stellar cores // *ApJ*. 1976. — Mar. Vol. 204. Pp. 869–878.
214. Melia F., Konigl A. The radiative deceleration of ultrarelativistic jets in active galactic nuclei // *ApJ*. 1989. — May. Vol. 340. Pp. 162–180.
215. Mészáros P. Gamma-ray bursts // *Reports on Progress in Physics*. 2006. — Aug. Vol. 69. Pp. 2259–2321. arXiv:astro-ph/0605208.

216. Meszaros P., Rees M. J. Poynting Jets from Black Holes and Cosmological Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 1997. — Jun. Vol. 482. Pp. L29+. arXiv:astro-ph/9609065.
217. Mészáros P., Rees M. J. Collapsar Jets, Bubbles, and Fe Lines // *ApJ*. 2001. — Jul. Vol. 556. Pp. L37–L40. arXiv:astro-ph/0104402.
218. Meszaros P., Rees M. J., Wijers R. A. M. J. Viewing Angle and Environment Effects in Gamma-Ray Bursts: Sources of Afterglow Diversity // *ApJ*. 1998. — May. Vol. 499. Pp. 301–+. arXiv:astro-ph/9709273.
219. Metzger B. D., Thompson T. A., Quataert E. Proto-Neutron Star Winds with Magnetic Fields and Rotation // *ApJ*. 2007. — Apr. Vol. 659. Pp. 561–579. arXiv:astro-ph/0608682.
220. Michel F. C. Relativistic Stellar-Wind Torques // *ApJ*. 1969. — Nov. Vol. 158. Pp. 727–+.
221. Mignone A., Bodo G. An HLLC Riemann solver for relativistic flows - II. Magnetohydrodynamics // *MNRAS*. 2006. — May. Vol. 368. Pp. 1040–1054. arXiv:astro-ph/0601640.
222. Miller-Jones J. C. A., Fender R. P., Nakar E. Opening angles, Lorentz factors and confinement of X-ray binary jets // *MNRAS*. 2006. — Apr. Vol. 367. Pp. 1432–1440. arXiv:astro-ph/0601482.
223. Misner C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A. Gravitation, Ed. by Misner, C. W., Thorne, K. S., & Wheeler, J. A. 1973.
224. Mizuno Y., Lyubarsky Y., Nishikawa K.-I., Hardee P. E. Three-Dimensional Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations of Current-Driven Instability. I. Instability of a Static Column // *ApJ*. 2009. — Jul. Vol. 700. Pp. 684–693. arXiv:astro-ph.HE/0903.5358.
225. Mizuno Y., Yamada S., Koide S., Shibata K. General Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations of Collapsars // *ApJ*. 2004. — May. Vol. 606. Pp. 395–412. arXiv:astro-ph/0404152.

226. Mizuno Y., Yamada S., Koide S., Shibata K. General Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations of Collapsars: Rotating Black Hole Cases // *ApJ*. 2004. — Nov. Vol. 615. Pp. 389–401. arXiv:astro-ph/0310017.
227. Mizuno Y., Yamada S., Koide S., Shibata K. General Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations of Collapsars: Rotating Black Hole Cases // *ApJ*. 2004. — Nov. Vol. 615. Pp. 389–401. arXiv:astro-ph/0310017.
228. Mizuta A., Yamasaki T., Nagataki S., Mineshige S. Collimated Jet or Expanding Outflow: Possible Origins of Gamma-Ray Bursts and X-Ray Flashes // *ApJ*. 2006. — Nov. Vol. 651. Pp. 960–978. arXiv:astro-ph/0607544.
229. Moiseenko S. G., Bisnovatyi-Kogan G. S., Ardeljan N. V. A magnetorotational core-collapse model with jets // *MNRAS*. 2006. — Jul. Vol. 370. Pp. 501–512.
230. Morsony B. J., Lazzati D., Begelman M. C. Temporal and Angular Properties of Gamma-Ray Burst Jets Emerging from Massive Stars // *ApJ*. 2007. — Aug. Vol. 665. Pp. 569–598. arXiv:astro-ph/0609254.
231. Moss D. On the magnetic flux distribution in magnetic CP stars // *MNRAS*. 1987. — May. Vol. 226. Pp. 297–307.
232. Nagakura H., Yamada S. The Standing Accretion Shock Instability in the Disk Around the Kerr Black Hole // *ApJ*. 2009. — May. Vol. 696. Pp. 2026–2035. 0901.4053.
233. Nagataki S., Takahashi R., Mizuta A., Takiwaki T. Numerical Study of Gamma-Ray Burst Jet Formation in Collapsars // *ApJ*. 2007. — Apr. Vol. 659. Pp. 512–529. arXiv:astro-ph/0608233.
234. Nakar E. Short-hard gamma-ray bursts // *Phys. Report*. 2007. — Apr. Vol. 442. Pp. 166–236. arXiv:astro-ph/0701748.
235. Nakar E., Granot J., Guetta D. Testing the Predictions of the Universal Structured Gamma-Ray Burst Jet Model // *ApJ*. 2004. — May. Vol. 606.

- Pp. L37–L40. arXiv:astro-ph/0311545.
236. Nakar E., Piran T. On-axis orphan afterglows // *New Astronomy*. 2003. — Feb. Vol. 8. Pp. 141–153. arXiv:astro-ph/0207400.
 237. Narayan R., Paczynski B., Piran T. Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars // *ApJ*. 1992. — Aug. Vol. 395. Pp. L83–L86. arXiv:astro-ph/9204001.
 238. Narayan R., Piran T., Kumar P. Accretion Models of Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 2001. — Aug. Vol. 557. Pp. 949–957. arXiv:astro-ph/0103360.
 239. Norman M. L. Structure and Dynamics of the 3D Supersonic Jet // *Energy Transport in Radio Galaxies and Quasars* / Ed. by P. E. Hardee, A. H. Bridle, & J. A. Zensus. Vol. 100 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 1996. Pp. 319–+.
 240. Obergaulinger M., Aloy M. A., Dimmelmeyer H., Müller E. Axisymmetric simulations of magnetorotational core collapse: approximate inclusion of general relativistic effects // *åp*. 2006. — Oct. Vol. 457. Pp. 209–222. arXiv:astro-ph/0602187.
 241. Obergaulinger M., Cerdá-Durán P., Müller E., Aloy M. A. Semi-global simulations of the magneto-rotational instability in core collapse supernovae // *åp*. 2009. — Apr. Vol. 498. Pp. 241–271. 0811.1652.
 242. Okamoto I. Relativistic centrifugal winds // *MNRAS*. 1978. — Oct. Vol. 185. Pp. 69–108.
 243. Okamoto I. Magnetohydrodynamic Acceleration of the Crab Pulsar Wind // *ApJ*. 2002. — Jul. Vol. 573. Pp. L31–L34.
 244. Okamoto I. Global Asymptotic Solutions for Magnetohydrodynamic Jets and Winds // *ApJ*. 2003. — May. Vol. 589. Pp. 671–676.
 245. Paczynski B. Gamma-ray bursters at cosmological distances // *ApJ*. 1986. — Sep. Vol. 308. Pp. L43–L46.
 246. Paczyński B., Wiita P. J. Thick accretion disks and supercritical

- luminosities // *Åp.* 1980. — Aug. Vol. 88. Pp. 23–31.
247. Panaitescu A. Jets, structured outflows and energy injection in gamma-ray burst afterglows: numerical modelling // *MNRAS*. 2005. — Nov. Vol. 363. Pp. 1409–1423. [arXiv:astro-ph/0508426](#).
 248. Panaitescu A. Swift gamma-ray burst afterglows and the forward-shock model // *MNRAS*. 2007. — Jul. Vol. 379. Pp. 331–342. [arXiv:astro-ph/0612170](#).
 249. Parker E. N. *Cosmical magnetic fields: Their origin and their activity*, Ed. by Parker, E. N. 1979.
 250. Penny L. R. Projected Rotational Velocities of O-Type Stars // *ApJ*. 1996. — Jun. Vol. 463. Pp. 737–+.
 251. Perna R., Armitage P. J., Zhang B. Flares in Long and Short Gamma-Ray Bursts: A Common Origin in a Hyperaccreting Accretion Disk // *ApJ*. 2006. — Jan. Vol. 636. Pp. L29–L32. [arXiv:astro-ph/0511506](#).
 252. Perucho M., Bosch-Ramon V., Barkov M. V. Impact of red giant/AGB winds on active galactic nucleus jet propagation // *Astronomy & Astrophysics*. 2017. — Oct. Vol. 606. P. A40. [arXiv:astro-ph.HE/1706.06301](#).
 253. Piner B. G., Unwin S. C., Wehrle A. E. et al. The Speed and Orientation of the Parsec-Scale Jet in 3C 279 // *ApJ*. 2003. — May. Vol. 588. Pp. 716–730. [arXiv:astro-ph/0301333](#).
 254. Piran T. The physics of gamma-ray bursts // *Reviews of Modern Physics*. 2004. — Oct. Vol. 76. Pp. 1143–1210. [arXiv:astro-ph/0405503](#).
 255. Piran T. The beaming factor and other open issues in GRB Jets // *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*. 2005. — May. Vol. 28. Pp. 373–+. [arXiv:astro-ph/0502473](#).
 256. Plavec M., Kratochvil P. Tables for the Roche model of close binaries // *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*. 1964. Vol. 15. Pp. 165–+.

257. Podsiadlowski P., Mazzali P. A., Nomoto K. et al. The Rates of Hypernovae and Gamma-Ray Bursts: Implications for Their Progenitors // *ApJ*. 2004. — May. Vol. 607. Pp. L17–L20. arXiv:astro-ph/0403399.
258. Pons J. A., Reddy S., Prakash M. et al. Evolution of Proto-Neutron Stars // *ApJ*. 1999. — Mar. Vol. 513. Pp. 780–804. arXiv:astro-ph/9807040.
259. Popham R., Woosley S., Fryer C. Hyperaccreting Black Holes and Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 1999. — Jun. Vol. 518. Pp. 356–374. arXiv:astro-ph/9807028.
260. Pozanenko A. S., Barkov M. V., Minaev P. Y. et al. GRB 170817A Associated with GW170817: Multi-frequency Observations and Modeling of Prompt Gamma-Ray Emission // *ApJ*. 2018. — Jan. Vol. 852. P. L30. arXiv:astro-ph.HE/1710.05448.
261. Prestwich A. H., Kilgard R., Crowther P. A., et al. The Orbital Period of the Wolf-Rayet Binary IC 10 X-1: Dynamic Evidence that the Compact Object Is a Black Hole // *ApJ*. 2007. — Nov. Vol. 669. Pp. L21–L24. 0709.2892.
262. Proga D. On Magnetohydrodynamic Jet Production in the Collapsing and Rotating Envelope // *ApJ*. 2005. — Aug. Vol. 629. Pp. 397–402. arXiv:astro-ph/0502509.
263. Proga D., MacFadyen A. I., Armitage P. J., Begelman M. C. Axisymmetric Magnetohydrodynamic Simulations of the Collapsar Model for Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 2003. — Dec. Vol. 599. Pp. L5–L8. arXiv:astro-ph/0310002.
264. Rädler K. H. On the Electrodynamics of Conducting Fluids in Turbulent Motion. II. Turbulent Conductivity and Turbulent Permeability // *Zeitschrift Naturforschung Teil A*. 1968. Vol. 23. Pp. 1851–1860.
265. Ramirez-Ruiz E., Celotti A., Rees M. J. Events in the life of a cocoon surrounding a light, collapsar jet // *MNRAS*. 2002. — Dec. Vol. 337. Pp. 1349–1356. arXiv:astro-ph/0205108.
266. Rebillot P. F., Badran H. M., Blaylock G., et al. Multiwavelength

- Observations of the Blazar Markarian 421 in 2002 December and 2003 January // *ApJ*. 2006. — Apr. Vol. 641. Pp. 740–751. arXiv:astro-ph/0512628.
267. Rhoads J. E. The Dynamics and Light Curves of Beamed Gamma-Ray Burst Afterglows // *ApJ*. 1999. — Nov. Vol. 525. Pp. 737–749. arXiv:astro-ph/9903399.
268. Rossi E., Lazzati D., Rees M. J. Afterglow light curves, viewing angle and the jet structure of γ -ray bursts // *MNRAS*. 2002. — Jun. Vol. 332. Pp. 945–950. arXiv:astro-ph/0112083.
269. Rothstein D. M., Lovelace R. V. E. Advection of Magnetic Fields in Accretion Disks: Not So Difficult After All // *ApJ*. 2008. — Apr. Vol. 677. Pp. 1221–1232. 0801.2158.
270. Ruffert M., Janka H. Gamma-ray bursts from accreting black holes in neutron star mergers // *åp*. 1999. — Apr. Vol. 344. Pp. 573–606. arXiv:astro-ph/9809280.
271. Sari R., Piran T., Halpern J. P. Jets in Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 1999. — Jul. Vol. 519. Pp. L17–L20. arXiv:astro-ph/9903339.
272. Sauty C., Tsinganos K. Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows III. A criterion for the transition from jets to winds // *Astronomy & Astrophysics*. 1994. — Jul. Vol. 287. Pp. 893–926.
273. Schaerer D., Maeder A. Basic relations between physical parameters of Wolf-Rayet stars // *åp*. 1992. — Sep. Vol. 263. Pp. 129–136.
274. Scheck L., Janka H., Foglizzo T., Kifonidis K. Multidimensional supernova simulations with approximative neutrino transport. II. Convection and the advective-acoustic cycle in the supernova core // *åp*. 2008. — Jan. Vol. 477. Pp. 931–952. 0704.3001.
275. Schinder P. J., Schramm D. N., Wiita P. J. et al. Neutrino emission by the pair, plasma, and photo processes in the Weinberg-Salam model // *ApJ*.

1987. — Feb. Vol. 313. Pp. 531–542.
276. Schmidt G. D., Harris H. C., Liebert J., et al. Magnetic White Dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey: The First Data Release // *ApJ*. 2003. — Oct. Vol. 595. Pp. 1101–1113. arXiv:astro-ph/0307121.
277. Schweickhardt J., Schmutz W., Stahl O. et al. Revised mass determination of the super massive Wolf-Rayet star WR 22 // *åp*. 1999. — Jul. Vol. 347. Pp. 127–136.
278. Sekiguchi Y., Shibata M. A Formation Mechanism of Collapsar Black Hole — Early Evolution Phase — // *Progress of Theoretical Physics*. 2007. — Jun. Vol. 117. Pp. 1029–1039. 0706.4154.
279. Shakura N. I., Sunyaev R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. // *Astronomy & Astrophysics*. 1973. Vol. 24. Pp. 337–355.
280. Shibata M., Liu Y. T., Shapiro S. L., Stephens B. C. Magnetorotational collapse of massive stellar cores to neutron stars: Simulations in full general relativity // *Phys. Rev. D*. 2006. — Nov. Vol. 74, no. 10. Pp. 104026–+. arXiv:astro-ph/0610840.
281. Shibata M., Sekiguchi Y. Magnetohydrodynamics in full general relativity: Formulation and tests // *Phys. Rev. D*. 2005. — Aug. Vol. 72, no. 4. Pp. 044014–+. arXiv:astro-ph/0507383.
282. Shibata M., Sekiguchi Y., Takahashi R. Magnetohydrodynamics of Neutrino-Cooled Accretion Tori around a Rotating Black Hole in General Relativity // *Progress of Theoretical Physics*. 2007. — Aug. Vol. 118. Pp. 257–302. 0709.1766.
283. Shibata M., Shapiro S. L. Collapse of a Rotating Supermassive Star to a Supermassive Black Hole: Fully Relativistic Simulations // *ApJ*. 2002. — Jun. Vol. 572. Pp. L39–L43. arXiv:astro-ph/0205091.
284. Shu F. H., Najita J., Ostriker E. C., Shang H. Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. V. Asymptotic Collimation into Jets //

- ApJ. 1995. — Dec. Vol. 455. Pp. L155+.
285. Sikora M., Begelman M. C., Madejski G. M., Lasota J. Are Quasar Jets Dominated by Poynting Flux? // ApJ. 2005. — May. Vol. 625. Pp. 72–77. arXiv:astro-ph/0502115.
 286. Silverman J. M., Filippenko A. V. On IC 10 X-1, the Most Massive Known Stellar-Mass Black Hole // ApJ. 2008. — May. Vol. 678. Pp. L17–L20. 0802.2716.
 287. Sokolov V. V., Fatkhullin T. A., Castro-Tirado A. J., et al. Host galaxies of gamma-ray bursts: Spectral energy distributions and internal extinction // åp. 2001. — Jun. Vol. 372. Pp. 438–455. arXiv:astro-ph/0104102.
 288. Spitkovsky A. Time-dependent Force-free Pulsar Magnetospheres: Axisymmetric and Oblique Rotators // ApJ. 2006. — Sep. Vol. 648. Pp. L51–L54. arXiv:astro-ph/0603147.
 289. Spruit H. C. Dynamo action by differential rotation in a stably stratified stellar interior // åp. 2002. — Jan. Vol. 381. Pp. 923–932. arXiv:astro-ph/0108207.
 290. Spruit H. C., Uzdensky D. A. Magnetic Flux Captured by an Accretion Disk // ApJ. 2005. — Aug. Vol. 629. Pp. 960–968. arXiv:astro-ph/0504429.
 291. Stern B. E., Poutanen J. A photon breeding mechanism for the high-energy emission of relativistic jets // MNRAS. 2006. — Nov. Vol. 372. Pp. 1217–1226. arXiv:astro-ph/0604344.
 292. Stern B. E., Poutanen J. A photon breeding mechanism for the high-energy emission of relativistic jets // MNRAS. 2006. — Nov. Vol. 372. Pp. 1217–1226. astro-ph/0604344.
 293. Stern B. E., Poutanen J. Radiation from relativistic jets in blazars and the efficient dissipation of their bulk energy via photon breeding // MNRAS. 2008. — Feb. Vol. 383. Pp. 1695–1712. 0709.3043.
 294. Stern B. E., Poutanen J. Radiation from relativistic jets in blazars and the

- efficient dissipation of their bulk energy via photon breeding // MNRAS. 2008. — Feb. Vol. 383. Pp. 1695–1712. 0709.3043.
295. Sympalysty E. M. D. Magnetorotational iron core collapse // ApJ. 1984. — Oct. Vol. 285. Pp. 729–746.
296. Taam R. E., Sandquist E. L. Common Envelope Evolution of Massive Binary Stars // ARA&A. 2000. Vol. 38. Pp. 113–141.
297. Takiwaki T., Kotake K., Nagataki S., Sato K. Magneto-driven Shock Waves in Core-Collapse Supernovae // ApJ. 2004. — Dec. Vol. 616. Pp. 1086–1094. arXiv:astro-ph/0408388.
298. Tao L., Proctor M. R. E., Weiss N. O. Flux expulsion by inhomogeneous turbulence // MNRAS. 1998. — Nov. Vol. 300. Pp. 907–914.
299. Tayler R. J. The adiabatic stability of stars containing magnetic fields-I. Toroidal fields // MNRAS. 1973. Vol. 161. Pp. 365–+.
300. Tchekhovskoy A., McKinney J. C., Narayan R. Simulations of ultrarelativistic magnetodynamic jets from gamma-ray burst engines // MNRAS. 2008. — Aug. Vol. 388. Pp. 551–572. 0803.3807.
301. Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C. Magnetohydrodynamic simulations of gamma-ray burst jets: Beyond the progenitor star // New Astronomy. 2010. — Nov. Vol. 15. Pp. 749–754. arXiv:astro-ph.HE/0909.0011.
302. Thompson C. A Model of Gamma-Ray Bursts // MNRAS. 1994. — Oct. Vol. 270. Pp. 480–+.
303. Thompson C., Duncan R. C. Neutron star dynamos and the origins of pulsar magnetism // ApJ. 1993. — May. Vol. 408. Pp. 194–217.
304. Thompson C., Duncan R. C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts // MNRAS. 1995. — Jul. Vol. 275. Pp. 255–300.
305. Thompson T. A. Assessing Millisecond Proto-Magnetars as GRB Central

- Engines // Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, vol. 27. Vol. 27 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series. 2007. — Mar. Pp. 80–90. arXiv:astro-ph/0611368.
306. Thompson T. A., Burrows A., Meyer B. S. The Physics of Proto-Neutron Star Winds: Implications for r-Process Nucleosynthesis // ApJ. 2001. — Dec. Vol. 562. Pp. 887–908. arXiv:astro-ph/0105004.
 307. Thompson T. A., Chang P., Quataert E. Magnetar Spin-Down, Hyperenergetic Supernovae, and Gamma-Ray Bursts // ApJ. 2004. — Aug. Vol. 611. Pp. 380–393. arXiv:astro-ph/0401555.
 308. Thorne K. S. Disk-Accretion onto a Black Hole. II. Evolution of the Hole // ApJ. 1974. — Jul. Vol. 191. Pp. 507–520.
 309. Timmes F. X., Swesty F. D. The Accuracy, Consistency, and Speed of an Electron-Positron Equation of State Based on Table Interpolation of the Helmholtz Free Energy // ApJS. 2000. — Feb. Vol. 126. Pp. 501–516.
 310. Tomimatsu A., Takahashi M. Relativistic Acceleration of Magnetically Driven Jets // ApJ. 2003. — Jul. Vol. 592. Pp. 321–331. arXiv:astro-ph/0303509.
 311. Tout C. A., Pringle J. E. Can a disc dynamo generate large-scale magnetic fields? // MNRAS. 1996. — Jul. Vol. 281. Pp. 219–225.
 312. Tsinganos K., Bogovalov S. Magnetic collimation of relativistic outflows in jets with a high mass flux // MNRAS. 2002. — Dec. Vol. 337. Pp. 553–558.
 313. Tutukov A. V., Cherepashchuk A. M. Wolf-Rayet Stars, Black Holes, and Gamma-Ray Bursters in Close Binaries // Astronomy Reports. 2003. — May. Vol. 47. Pp. 386–400.
 314. Tutukov A. V., Cherepashchuk A. M. Massive Close Binary Stars and Gamma-ray Bursts // Astronomy Reports. 2004. — Jan. Vol. 48. Pp. 39–44.
 315. Tutukov A. V., Fedorova A. V. Late stages of the evolution of close compact binaries: Type I supernovae, gamma-ray bursts, and supersoft X-ray

- sources // *Astronomy Reports*. 2007. — Apr. Vol. 51. Pp. 291–307.
316. Tutukov A. V., Yungelson L. R. On the influence of emission of gravitational waves on the evolution of low-mass close binary stars // *Acta Astronomica*. 1979. Vol. 29. Pp. 665–680.
317. Uhm Z. L., Beloborodov A. M. On the Mechanism of Gamma-Ray Burst Afterglows // *ApJ*. 2007. — Aug. Vol. 665. Pp. L93–L96. arXiv:astro-ph/0701205.
318. Unwin S. C., Wehrle A. E., Lobanov A. P. et al. Variability in the Inverse-Compton X-Ray Flux from the Jet in Quasar 3C 345 // *ApJ*. 1997. — May. Vol. 480. Pp. 596–+.
319. Usov V. V. Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of gamma-ray bursts // *Nature*. 1992. — Jun. Vol. 357. Pp. 472–474.
320. Uzdensky D. A. The Fast Collisionless Reconnection Condition and the Self-Organization of Solar Coronal Heating // *ApJ*. 2007. — Dec. Vol. 671. Pp. 2139–2153. 0707.1316.
321. Uzdensky D. A., MacFadyen A. I. Magnetar-Driven Magnetic Tower as a Model for Gamma-Ray Bursts and Asymmetric Supernovae // *ApJ*. 2007. — Nov. Vol. 669. Pp. 546–560. arXiv:astro-ph/0609047.
322. van den Heuvel E. P. J., Yoon S. Long gamma-ray burst progenitors: boundary conditions and binary models // *Ap&SS*. 2007. — Oct. Vol. 311. Pp. 177–183. 0704.0659.
323. van Kerkwijk M. H., Charles P. A., Geballe T. R., et al. Infrared helium emission lines from Cygnus X-3 suggesting a Wolf-Rayet star companion // *Nature*. 1992. — Feb. Vol. 355. Pp. 703–705.
324. Velikhov E. P. Stability of an Ideally Conducting Liquid Flowing Between Cylinders Rotating in a Magnetic Field // *Soviet Physics JETP*. 1959. — Feb. Vol. 36. Pp. 1398–1404.

325. Villata M., Raiteri C. M., Balonek T. J., et al. The unprecedented optical outburst of the quasar 3C 454.3. The WEBT campaign of 2004-2005 // *ApJ*. 2006. — Jul. Vol. 453. Pp. 817–822. arXiv:astro-ph/0603386.
326. Vlahakis N. Ideal Magnetohydrodynamic Solution to the σ Problem in Crab-like Pulsar Winds and General Asymptotic Analysis of Magnetized Outflows // *ApJ*. 2004. — Jan. Vol. 600. Pp. 324–337. arXiv:astro-ph/0309292.
327. Vlahakis N. The Efficiency of the Magnetic Acceleration in Relativistic Jets // *Ap&SS*. 2004. — Sep. Vol. 293. Pp. 67–74. arXiv:astro-ph/0401105.
328. Vlahakis N. The Efficiency of the Magnetic Acceleration in Relativistic Jets // *Ap&SS*. 2004. — Sep. Vol. 293. Pp. 67–74. arXiv:astro-ph/0401105.
329. Vlahakis N., Königl A. Magnetohydrodynamics of Gamma-Ray Burst Outflows // *ApJ*. 2001. — Dec. Vol. 563. Pp. L129–L132. arXiv:astro-ph/0111257.
330. Vlahakis N., Königl A. Relativistic Magnetohydrodynamics with Application to Gamma-Ray Burst Outflows. I. Theory and Semianalytic Trans-Alfvénic Solutions // *ApJ*. 2003. — Oct. Vol. 596. Pp. 1080–1103. arXiv:astro-ph/0303482.
331. Vlahakis N., Königl A. Magnetic Driving of Relativistic Outflows in Active Galactic Nuclei. I. Interpretation of Parsec-Scale Accelerations // *ApJ*. 2004. — Apr. Vol. 605. Pp. 656–661. arXiv:astro-ph/0310747.
332. Vlahakis N., Peng F., Königl A. Neutron-rich Hydromagnetic Outflows in Gamma-Ray Burst Sources // *ApJ*. 2003. — Sep. Vol. 594. Pp. L23–L26. arXiv:astro-ph/0306029.
333. Vlahakis N., Peng F., Königl A. Neutron-rich Hydromagnetic Outflows in Gamma-Ray Burst Sources // *ApJ*. 2003. — Sep. Vol. 594. Pp. L23–L26. arXiv:astro-ph/0306029.
334. Vlahakis N., Tsinganos K. Systematic construction of exact

- magnetohydrodynamic models for astrophysical winds and jets // MNRAS. 1998. — Aug. Vol. 298. Pp. 777–789. astro-ph/9812354.
335. Vlahakis N., Tsinganos K., Sauty C., Trussoni E. A disc-wind model with correct crossing of all magnetohydrodynamic critical surfaces // MNRAS. 2000. — Oct. Vol. 318. Pp. 417–428. arXiv:astro-ph/0005582.
336. Walker R. C., Benson J. M., Unwin S. C. et al. The Structure and Motions of the 3C 120 Radio Jet on Scales of 0.6-300 Parsecs // ApJ. 2001. — Aug. Vol. 556. Pp. 756–772. arXiv:astro-ph/0103379.
337. Wang L., Baade D., Höflich P., Wheeler J. C. Spectropolarimetry of the Type Ic Supernova SN 2002ap in M74: More Evidence for Asymmetric Core Collapse // ApJ. 2003. — Jul. Vol. 592. Pp. 457–466. arXiv:astro-ph/0206386.
338. Wang L., Wheeler J. C., Höflich P., et al. The Axisymmetric Ejecta of Supernova 1987A // ApJ. 2002. — Nov. Vol. 579. Pp. 671–677. arXiv:astro-ph/0205337.
339. Wang X., Mészáros P. GRB Precursors in the Fallback Collapsar Scenario // ApJ. 2007. — Dec. Vol. 670. Pp. 1247–1253. arXiv:astro-ph/0702441.
340. Weber E. J., Davis J. L. The Angular Momentum of the Solar Wind // ApJ. 1967. — Apr. Vol. 148. Pp. 217–+.
341. Wei D. M., Lu T. Are some breaks in GRB afterglows caused by their spectra? // âp. 2002. — Jan. Vol. 381. Pp. 731–735. arXiv:astro-ph/0107371.
342. Wheeler J. C., Meier D. L., Wilson J. R. Asymmetric Supernovae from Magnetocentrifugal Jets // ApJ. 2002. — Apr. Vol. 568. Pp. 807–819. arXiv:astro-ph/0112020.
343. Wheeler J. C., Yi I., Höflich P., Wang L. Asymmetric Supernovae, Pulsars, Magnetars, and Gamma-Ray Bursts // ApJ. 2000. — Jul. Vol. 537. Pp. 810–823. arXiv:astro-ph/9909293.
344. Willingale R., O’Brien P. T., Osborne J. P., et al. Testing the Standard

- Fireball Model of Gamma-Ray Bursts Using Late X-Ray Afterglows Measured by Swift // *ApJ*. 2007. — Jun. Vol. 662. Pp. 1093–1110. arXiv:astro-ph/0612031.
345. Woods P. M., Thompson C. Soft gamma repeaters and anomalous X-ray pulsars: magnetar candidates // *Compact stellar X-ray sources*, Ed. by Lewin, W. H. G. & van der Klis, M. 2006. — Apr. Pp. 547–586.
346. Woosley S. E. Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes // *ApJ*. 1993. — Mar. Vol. 405. Pp. 273–277.
347. Woosley S. E., Baron E. The collapse of white dwarfs to neutron stars // *ApJ*. 1992. — May. Vol. 391. Pp. 228–235.
348. Woosley S. E., Bloom J. S. The Supernova Gamma-Ray Burst Connection // *ARA&A*. 2006. — Sep. Vol. 44. Pp. 507–556. arXiv:astro-ph/0609142.
349. Woosley S. E., Heger A. The Progenitor Stars of Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 2006. — Feb. Vol. 637. Pp. 914–921. arXiv:astro-ph/0508175.
350. Ya.B. Z. // *Sov. Phys. JETP*. 1957. Vol. 4. Pp. 460–462.
351. Yamada S., Sawai H. Numerical Study on the Rotational Collapse of Strongly Magnetized Cores of Massive Stars // *ApJ*. 2004. — Jun. Vol. 608. Pp. 907–924.
352. Yoon S., Cantiello M., Langer N. Evolution of Massive Stars at Very Low Metallicity, Including Rotation and Binary Interactions // *First Stars III* / Ed. by B. W. O'Shea & A. Heger. Vol. 990 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. — Mar. Pp. 225–229. 0801.4373.
353. Yoon S., Langer N. Evolution of rapidly rotating metal-poor massive stars towards gamma-ray bursts // *åp*. 2005. — Nov. Vol. 443. Pp. 643–648. arXiv:astro-ph/0508242.
354. Yoon S., Langer N., Norman C. Single star progenitors of long gamma-ray bursts. I. Model grids and redshift dependent GRB rate // *åp*. 2006. — Dec. Vol. 460. Pp. 199–208. arXiv:astro-ph/0606637.

355. Zakamska N. L., Begelman M. C., Blandford R. D. Hot Self-similar Relativistic Magnetohydrodynamic Flows // *ApJ*. 2008. — Jun. Vol. 679. Pp. 990–999. 0801.1120.
356. Zalamea I., Beloborodov A. M. Efficiency of Neutrino Annihilation around Spinning Black Holes // *American Institute of Physics Conference Series* / Ed. by C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels. Vol. 1133 of American Institute of Physics Conference Series. 2009. — May. Pp. 121–123. 0812.4041.
357. Zalamea I., Beloborodov A. M. Neutrino heating near hyper-accreting black holes // *MNRAS*. 2011. — Feb. Vol. 410. Pp. 2302–2308. arXiv:astro-ph.HE/1003.0710.
358. Zhang B. Gamma-Ray Bursts in the Swift Era // *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*. 2007. — Feb. Vol. 7. Pp. 1–50. arXiv:astro-ph/0701520.
359. Zhang W., Fryer C. L. The Merger of a Helium Star and a Black Hole: Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 2001. — Mar. Vol. 550. Pp. 357–367. arXiv:astro-ph/0011236.
360. Zhang W., Woosley S. E., MacFadyen A. I. Relativistic Jets in Collapsars // *ApJ*. 2003. — Mar. Vol. 586. Pp. 356–371. arXiv:astro-ph/0207436.
361. Zou Y., Fan Y., Piran T. A Revised Limit of the Lorentz Factors of Gamma-ray Bursts with Two Emitting Regions // *ApJ*. 2011. — Jan. Vol. 726. Pp. L2+. arXiv:astro-ph.HE/1008.2253.