



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 36 за 2009 г.



Галанин М.П., Лукин В.В.,
Чечеткин В.М.

К постановке задачи
моделирования
астрофизических струйных
выбросов

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Галанин М.П., Лукин В.В., Чечеткин В.М. К постановке задачи моделирования астрофизических струйных выбросов // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2009. № 36. 30 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2009-36>

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ
МАТЕМАТИКИ им. М.В. КЕЛДЫША

М.П. Галанин, В.В. Лукин, В.М. Чечеткин

К постановке задачи моделирования астрофизических
струйных выбросов

Москва — 2009

М.П. Галанин, В.В. Лукин, В.М. Чечеткин

К постановке задачи моделирования астрофизических струйных выбросов

Аннотация

Приведен обзор основных математических моделей, предлагаемых для описания процесса формирования джета. Показано, что магнитогидродинамические модели позволяют объяснить лишь механизм коллимации потока, в то время как эффективное ускорение вещества должно описываться как результат давления излучения центрального объекта. Обсуждены вопросы, связанные с описанием поля излучения, создаваемого горячими центральными объектами и тонкими аккреционными дисками в системах, порождающих струи.

M.P. Galanin, V.V. Lukin, V.M. Chechetkin

On the problem of astrophysical jet outflows modelling

Abstract

The overview of main mathematical models used for simulating of jets forming process is given. It is shown that the magnetohydrodynamic models can only explain the mechanism of flow collimation, while the effective acceleration of the substance must be described as a result of the central object radiation pressure. Questions relating to the modelling of radiation field generated by hot central objects and thin accretion disks in jets rising systems are discussed.

Содержание

1	Введение	3
2	Основные модели формирования струйных выбросов	4
2.1	МГД-модели. Формирование канализированного выброса	5
2.2	Радиационное ускорение плазмы	12
3	Описание процесса переноса излучения	15
3.1	Описание излучения с помощью системы уравнений Максвелла	15
3.2	Приближения радиационной магнитной гидродинамики	18
3.2.1	Полная система уравнений РМГД	18
3.2.2	Квазистационарность уравнения переноса излучения	20
3.2.3	Зависимость от направления. Приближение “вперед-назад”	21
3.2.4	Зависимость от частоты. Приближение “серой” материи и многогрупповое приближение	23
3.3	Граничные условия, описывающие излучение аккреционного диска	27
4	Заключение	28

1 Введение

Моделирование процесса образования субсветовых струйных выбросов в астрофизических объектах (таких, как системы, подобные SS433 [1], ядра активных галактик, квазары) ставит перед исследователями целый ряд теоретических вопросов. В их числе наиболее сложными являются вопросы о природе коллимации выброса (угол раствора конуса, в который происходит выброс, чаще всего близок к 10°) и ускорения вещества (в галактике M87 скорость вещества достигает $0,9c$, где c — скорость света). Более того, как следует из наблюдений, большинство таких выбросов не являются струями вещества, постоянно истекающими из окрестностей центральных объектов. Они состоят чаще всего из отдельных сгустков, выбрасываемых более или менее периодически.

Подавляющее большинство наблюдательных данных [1, 2, 3, 4] и теоретических представлений [5] говорит о том, что джеты формируются во внутренних частях аккреционного диска вокруг сверхмассивной черной дыры или нейтронной звезды. Это существенно затрудняет исследование процесса формирования выброса в связи с невозможностью получить данные высокого разрешения об окрестностях центрального объекта. Поэтому, несмотря на наличие большого объема наблюдательных данных о параметрах струй, вопрос о механизме ускорения и коллимации вещества в джетах остается открытым. Наиболее адекватные модели джетов включают в себя учет газодинамических, магнитных и (или) радиационных эффектов, возникающих в окрестностях горячих замагниченных аккреционных дисков. Выбор той или иной комбинации указанных эффектов при создании модели определяется качественным (физически обоснованным) ответом на уже упомянутые вопросы, порождаемые наблюдениями джетов, а именно:

1. вопрос о природе энергетики выбросов и происхождении ультрарелятивистских скоростей вещества (в качестве механизмов ускорения на данный момент рассматриваются газодинамическое ускорение градиентом давления, магнитное ускорение силой Лоренца и радиационное ускорение давлением излучения центрального тела);
2. вопрос о механизме коллимации джета (наиболее вероятно, что коллимация имеет магнитную природу, хотя существует ряд моделей, преду-

смаатривающих коллимацию давлением, оказываемым внешними частями толстого аккреционного диска);

3. вопрос об источнике вещества джета (в качестве такого могут выступать как отдельные области толстого аккреционного диска [6, 7], так и тонкие аккреционные дисковые структуры в окрестности компактного объекта [8, 9, 10, 11, 12]);
4. вопрос о механизме формирования периодической “узелковой” структуры джета.

По всей видимости только построение самосогласованной (насколько это возможно в силу различия временных и пространственных масштабов происходящих процессов) модели может дать удовлетворительный и адекватный ответ на этот комплекс вопросов.

В данной работе рассмотрены в общем виде основные математические модели, предложенные для описания процесса формирования джета. Приведен более подробный анализ вопросов, связанных с описанием поля излучения горячего центрального объекта в системах, порождающих струи. Приведенные здесь представления могут быть использованы для построения самосогласованной модели ускорения плазмы джета в рамках предположений и уравнений радиационной магнитной гидродинамики.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 09-01-00151-а, № 09-02-00502-а).

2 Основные модели формирования струйных выбросов

Периодичность выброса сгустков, высокая степень коллимации потока, а также энергетика выброса, очевидно, не могут быть объяснены только в рамках газодинамического, магнитогазодинамического или радиационного механизма образования джета. В то же время вероятно, что каждый из этих механизмов играет существенную роль в формировании потока и позволяет объяснить часть наблюдаемых фактов. Например, как показывают теоретические модели, главную роль в коллимации и сдерживании струи играет, вероятно, магнитное поле, в то время как в качестве механизма ускорения сгустков вещества до субсветовых скоростей с полным основанием можно рассматривать

давление излучения центрального объекта и окружающего его аккреционного диска. Остановимся подробнее на исследованиях, посвященных указанным механизмам. Прежде всего выделим класс МГД-моделей формирования джетов, который можно условно подразделить на следующие подклассы:

1. модели в рамках идеальной МГД (в предположении бесконечной проводимости среды):
 - (a) модели, предусматривающие существование толстого аккреционного диска, пронизанного изначально неоднородным магнитным полем [6, 7];
 - (b) модели, рассматривающие образование течения над тонким аккреционным диском в областях, полностью заполненных (в частности, монопольным или дипольным) магнитным полем [8, 10];
 - (c) модели, рассматривающие образование течения в плазменной воронке над тонким аккреционным диском с локализованным магнитным полем [11, 12];
2. МГД-модели с конечной проводимостью [13, 14, 15].

2.1 МГД-модели. Формирование канализированного выброса

Моделирование струйных выбросов чаще всего производится с использованием системы уравнений магнитной гидродинамики в двумерном осесимметричном или трехмерном описании. В качестве ускоряющего механизма в этом случае рассматривается процесс генерации тороидальной компоненты магнитного поля над тонким аккреционным диском. Такое поле способно за счет силы Лоренца ускорить проводящий газ в полярных направлениях от центрального объекта, причем в моделях этого типа используется прежде всего вращение диска с магнитным полем. С другой стороны, гораздо более эффективным магнитное поле оказывается в роли механизма коллимации потока (за счет сжатия потока тороидальной компонентой магнитного поля, см. [16]), а также выполняя роль направляющих при движении плазмы (так называемый механизм *centrifugally-driven* потоков, или механизм Блендфорда, см., например, [17]) или своеобразных упругих элементов, препятствующих расширению газа при движении вдоль оси вращения.

Рассмотрим основные результаты, полученные при магнитогидродинамическом моделировании процесса образования джетов.

В монографии [5] рассмотрены стационарные магнитогидродинамические модели осесимметричных струйных выбросов, основанные на аналитических решениях уравнения Грэда-Шафранова (модели в предположении бессилового поля). Процесс образования джета по природе своей безусловно является нестационарным, но подобные модели позволяют сделать некоторые общие заключения. Например, из приведенных в [5] результатов следует, что стационарный цилиндрический струйный выброс, содержащий конечный магнитный поток, может иметь место либо при ненулевом полном продольном электрическом токе, либо при наличии внешней среды с ненулевым давлением (последнее соответствует представлениям об образовании джета в канале или воронке во внутренних областях толстого аккреционного диска).

В работах [6, 7] рассматривается процесс образования джета внутри воронки, которая, как предполагается, образуется в толстом аккреционном диске. Воронка заполнена магнитным полем, которое в начальный момент расчета считается полностью полоидальным. За счет вращения толстого аккреционного диска (который моделируется боковой границей расчетной области и служит источником плазмы для джета) происходит перестройка магнитного поля, появляется его тороидальная компонента, и вдоль оси вращения системы образуется хорошо коллимированный релятивистский выброс плазмы. При этом предполагается, что вещество джета срывается со стенок воронки, попадает в области воронки, близкие к оси вращения, и там ускоряется за счет действия магнитных сил.

В работах [13, 14, 15] предполагается, что аккрецирующая на центральный объект плазма немагничена и над центральным объектом имеется замагниченная область, содержащая однородное магнитное поле. На центральный объект с тонким аккреционным диском и магнитным полем набегают потоки немагниченного вещества. За счет неидеальной проводимости плазмы магнитное поле диффундирует в аккрецирующее вещество. В результате плазма за счет диффузии под воздействием сил гравитационного поля получает возможность проникнуть внутрь ускоряющего канала (подобласти, содержащей сильно замагниченную плазму плотностью существенно ниже плотности вещества набегающего потока), формирующегося вдоль оси вращения системы

(см. рис. 1). Таким образом, темп выброса вещества существенно зависит от

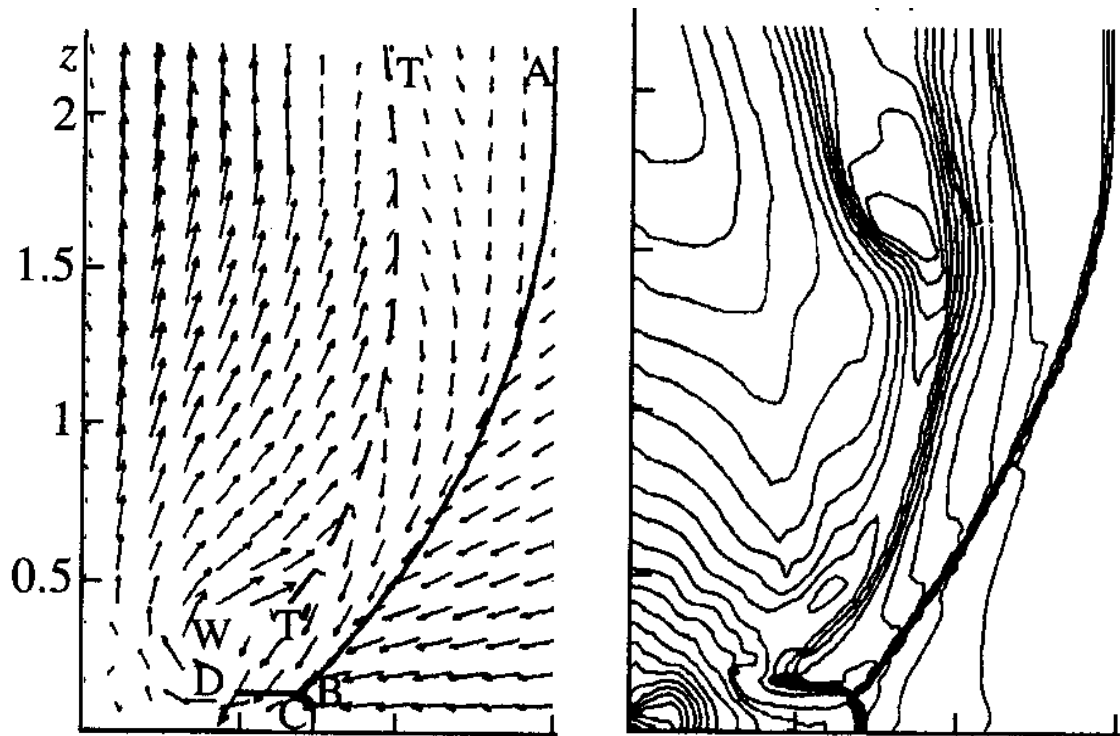


Рис. 1: Полоидальная скорость (слева) и линии уровня логарифма плотности (справа) [14].

скорости диффузии магнитного поля в набегающий поток плазмы. Отметим, что это несколько ограничивает область применимости данной модели, так как в ряде случаев процессами, связанными с отличием от нуля электрического сопротивления галактической плазмы, по теоретическим предположениям можно пренебречь по сравнению с газодинамическими, гравитационными и радиационными процессами. Одним из важнейших в этой серии является результат, представленный в работе [15], в которой получены серии разрывов плотности плазмы, распространяющиеся вдоль оси вращения системы. Эти разрывы (см. рис. 2) представляют собой серию косых ударных волн, период их появления зависит от параметров системы. Процесс образования подобных косых волн известен в теории сверхзвукового сопла Лавалья (см., например, [18]) под названием нерасчетных режимов работы сопла и связан с несоответствием геометрии ускоряющего канала (в соответствующей терминологии — перерасширение или недорасширение сопла) расходу массы ускоряемого вещества (в рассматриваемой модели расход массы определяется эффективностью процесса диффузии магнитного поля). В целом они могут трактоваться как сгустки вещества в выбросе, формирующиеся в центральном регионе рас-

четной области, что в определенной степени отвечает “узелковой” структуре джета.

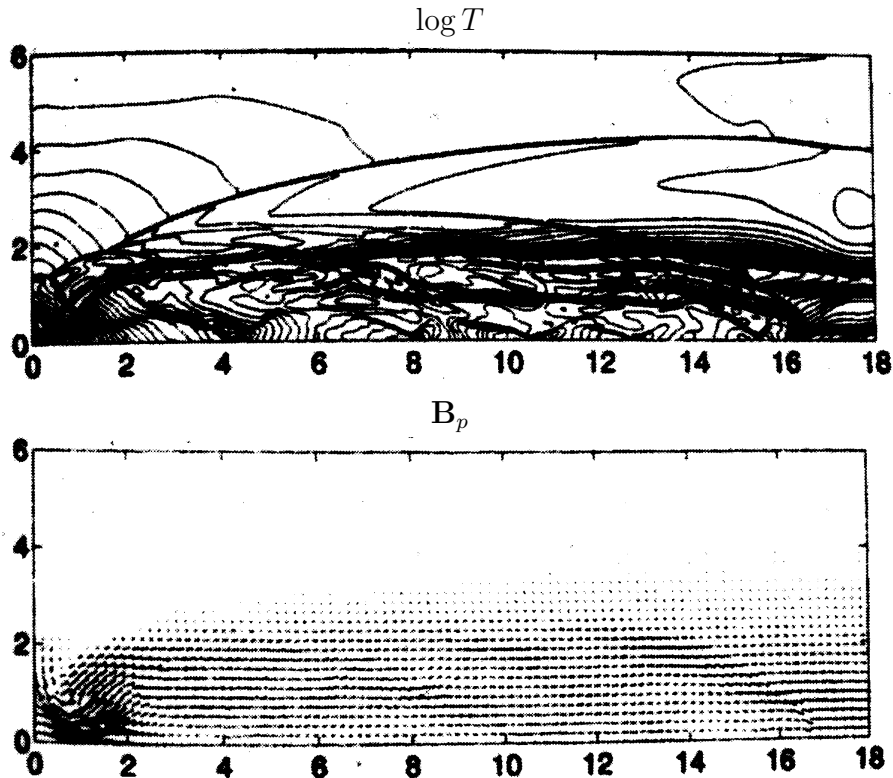


Рис. 2: Логарифм температуры и распределение полоидального магнитного поля над гравитирующим объектом с тонким аккреционным диском в модели работы [15].

В свою очередь, в работе [9] (как и в [17]) предполагается, что магнитное поле изначально неоднородно, занимает всю расчетную область и представляет собой суперпозицию полей нескольких магнитных монополей, расположенных вдоль оси вращения системы. На нижней границе расчетной области, соответствующей тонкому аккреционному диску, задается дозвуковой (со скоростями ниже локальной медленной магнитной скорости звука) поток вещества. За счет вращения аккреционного диска изначально чисто полоидальное магнитное поле приобретает тороидальную компоненту, которая дополнительно ускоряет поток, а перестройка полоидальной компоненты магнитного поля и сжатие тороидальной компоненты приводят к эффективной коллимации потока (без образования канала).

Развитие данный подход получил в работе [10], где исследовался процесс перехода течения в квазистационарный режим. Авторами сделан вывод о том, что при схожей по постановке модели (снова задается поток вещества с поверхности тонкого вращающегося аккреционного диска, который ускоряется

и коллимируется неоднородным — монопольным — магнитным полем) может быть достигнут квазистационарный режим истечения, но при этом течение в окрестности компактного объекта будет преимущественно сферическим, а значит неколлимированным, причем коллимация потока, как предполагается, происходит на расстояниях, существенно больших размеров расчетной области. Кроме того, характерное расстояние ускорения потока (до 90% предельной скорости) равно $80r_i$, где r_i — внутренний радиус аккреционного диска. В дальнейшем будет показано, что существуют механизмы, позволяющие производить более эффективное ускорение вещества на заметно меньших расстояниях.

Аналогичные магнитогидродинамические расчеты проведены в работе [8]. Здесь также предполагалось, что вращающийся тонкий аккреционный диск служит источником плазмы и генерирует тороидальное магнитное поле. Такая конфигурация магнитного поля и источников плазмы приводит, с одной стороны к ускорению вещества силой Лоренца, а с другой — к генерации всплесков плотности вещества (сгустков) в направлении оси вращения системы.

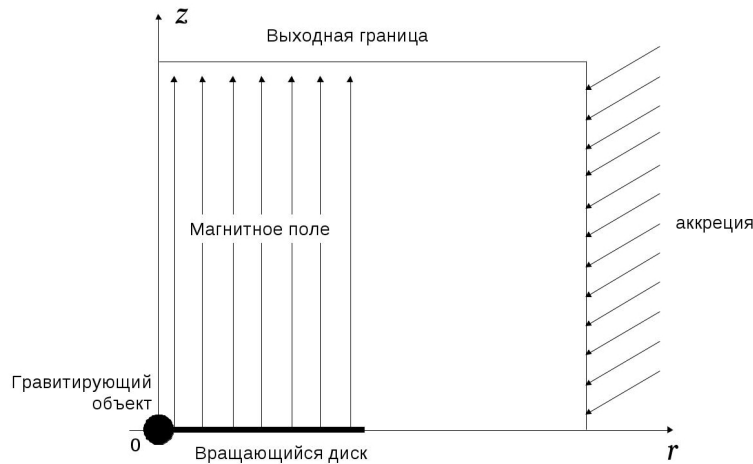


Рис. 3: Схема модели [11] системы, порождающей джет.

В работах [11, 12] расчеты проводились с использованием системы уравнений идеальной магнитной гидродинамики, т.е. электропроводность плазмы предполагалась бесконечной. В предложенной авторами модели система, порождающая джет, состоит из (1) горячего центрального гравитирующего объекта и (2) тонкого идеально проводящего аккреционного диска, генерирующего полоидальное магнитное поле и погруженного в (3) своеобразное “об-

лако” галактической плазмы (основной источник которой — звезда-партнер компактного объекта), падающей на центральный объект со сверхзвуковыми скоростями (см. рис. 3). Расчеты показали, что над компактным объектом и аккреционным диском с замороженным в него однородным магнитным полем может образовываться канал, в котором происходит относительно эффективное ускорение вещества за счет сил газового давления. Плазма в таком канале имеет плотность на несколько порядков ниже плотности стенок и в этом смысле стенки канала являются существенно оптически более толстыми, чем практически полая внутренность получаемого таким образом своеобразного “сопла Лавалья” (см. рис. 4, 5). Источником вещества для джета в работе считается тонкий аккреционный диск, окружающий компактный объект, причем характеристики потока вещества с диска обусловлены характером течения

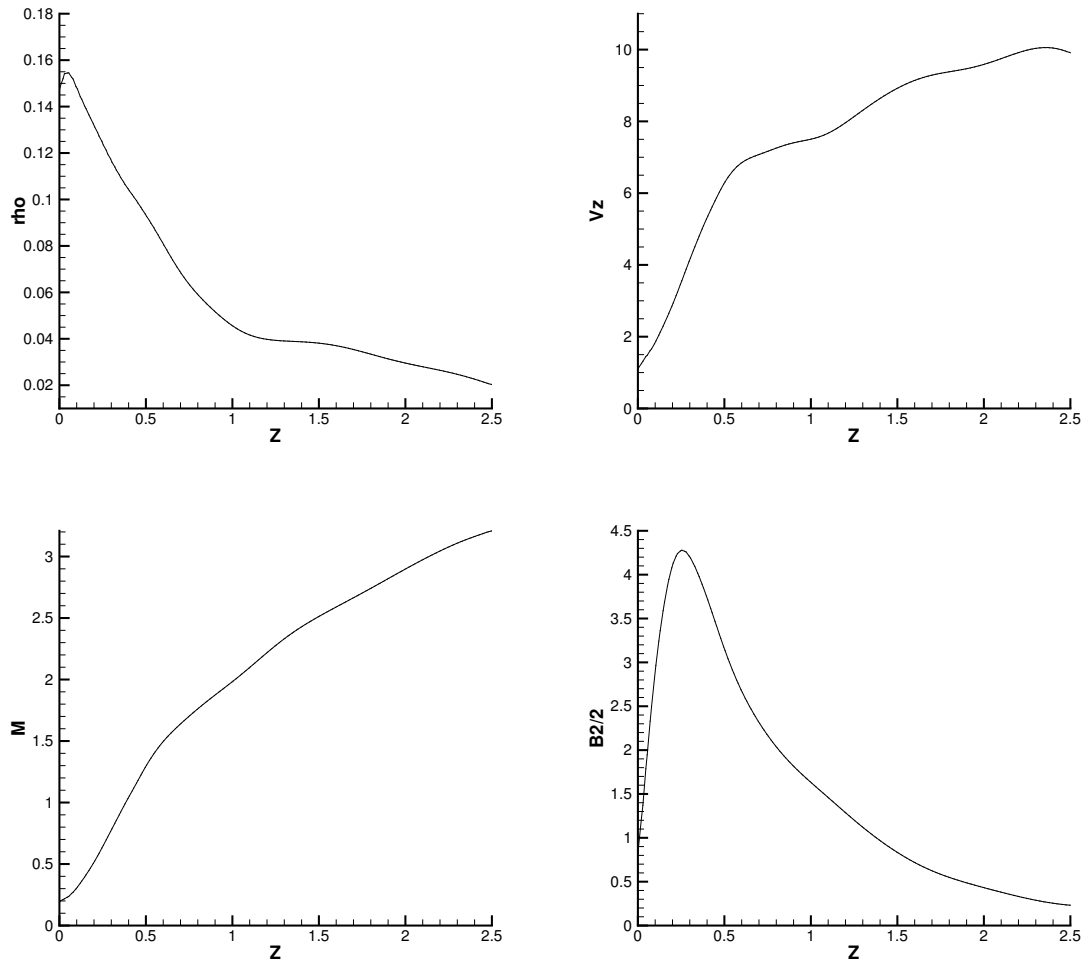
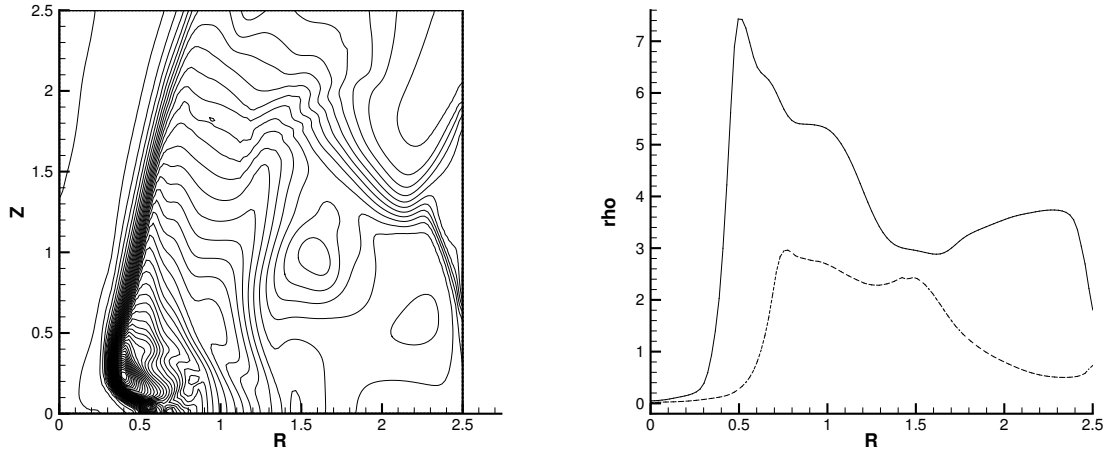
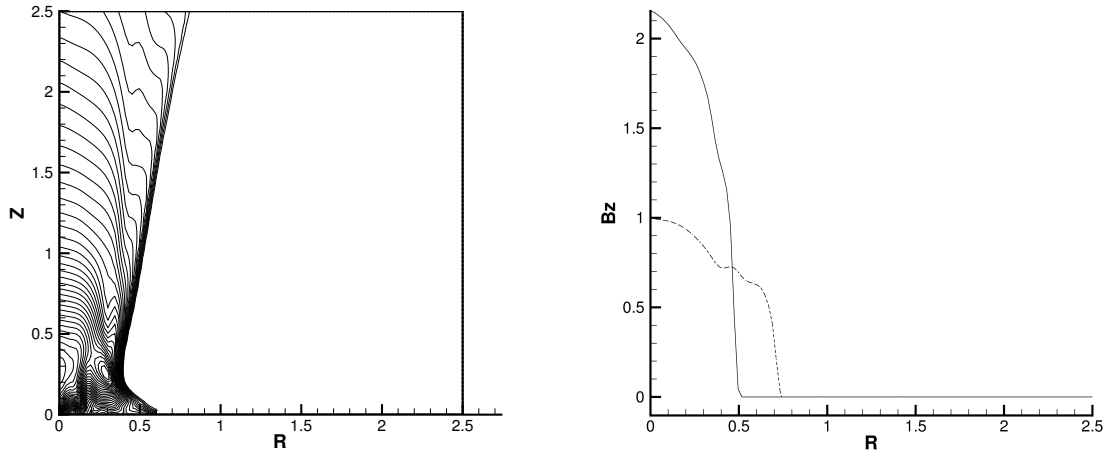


Рис. 4: Сечения графиков плотности ρ , осевой скорости V_z , числа Маха M , и магнитного давления $B^2/8\pi$ плоскостью $r = 0.05$ в момент времени $t = 10$ [11].

ρ



B_z



V_z

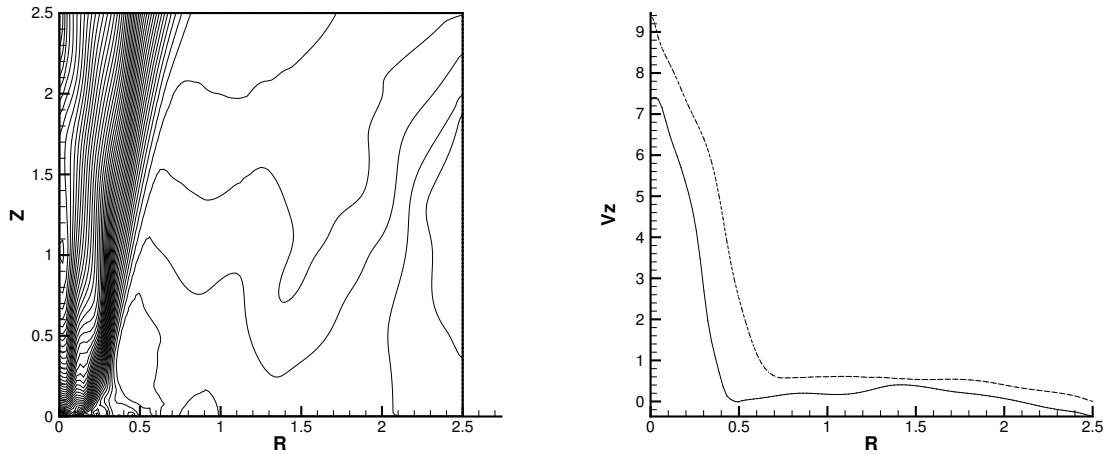


Рис. 5: Линии уровня (слева) и распределения в сечениях плоскостями $z = const$ (справа) плотности ρ , осевой компоненты магнитного поля B_z и осевой скорости V_z . Справа: сплошная линия — сечение $z = 0.75$; прерывистая — $z = 2.0$ [11].

плазмы в расчетной области в окрестностях диска в соответствии с механизмом Блендфорда [17]. Данное предположение модели приводит к тому, что получаемый поток вещества не содержит косых скачков, как это было в модели [15], хотя свойства набегающего потока аккрецирующей плазмы, гравитационные характеристики центрального объекта, характерные амплитуда и пространственное распределение магнитного поля схожи в обеих моделях. Расход вещества и геометрия ускоряющего канала оказываются согласованы. Основным недостатком такой модели, как, впрочем, и большинства МГД-моделей формирования струйных выбросов, является недостаточно высокая скорость вещества выброса — как правило поток не достигает релятивистских скоростей.

Отметим важный для дальнейшего аспект: полученный в [11, 12] канал благодаря своей геометрической форме способен разгонять вещество как за счет газодинамического механизма (который и сработал в данной модели), так и создает предпосылки для направленного переноса излучения центрального объекта.

2.2 Радиационное ускорение плазмы

Выше были приведены различные примеры построения МГД-моделей ускорения вещества в окрестности аккреционного диска, приводящих к образованию коллимированных потоков плазмы в полярных направлениях вдоль оси вращения диска. Главной особенностью приведенных моделей — как, по видимому, и всего класса МГД-моделей — является то, что скорость вещества выброса не достигает релятивистских значений (кроме, может быть, моделей [6, 7], построенных для толстых дисков, в рамках достаточно жестких предположений). Вероятно, что ни газодинамические, ни МГД-модели, предложенные к настоящему времени, не могут обеспечить ускорения сгустков вещества до субсветовых скоростей. Кроме того, не до конца объяснен механизм образования сгустков в выбрасываемом потоке. Заметим, что представленные в работе [8] расчеты хотя и показывают возможность квазипериодического выброса сгустков от кеплеровского диска с магнитным полем, но скорости, достигаемые ими при обоснованных значениях параметров системы, в такой модели далеки от световых. В то же время, как уже отмечалось, “узелковый” характер выброса является характерной чертой рассматриваемого явления,

и поэтому был предложен целый ряд моделей, исходным предположением которых являлось наличие над горячим центральным объектом ускоряемого тела — сгустка плазмы.

Для объяснения ускорения вещества в джетах до субсветовых скоростей в подобного рода моделях привлекается механизм, при котором ускорение происходит под действием излучения центрального объекта и (или) горячего диска. Так, в работе [19] исследовалось ускорение за счет поглощения излучения непрерывного спектра центрального объекта веществом джета в линии L_α (так называемый “механизм line-locking на скачке континуума”). Модель дает предельную скорость $v_{lim} = 0.28c$, близкую к наблюдаемой в SS 433.

В работе [20] рассмотрено ускорение отдельного сгустка вещества над горячим диском или воронкой. Показано, что для такой модели существует предельное значение достигаемой сгустком скорости, названное автором “магическим”. Наличие предельной скорости связано с поглощением передней поверхностью сгустка фотонов, испущенных удаленными частями диска (воронки) под заметными углами к оси симметрии системы. Давление, оказываемое такими “абберационными” фотонами, возрастает с увеличением скорости сгустка, и при некоторой “магической” скорости достигается баланс между ускоряющим давлением излучения на заднюю поверхность сгуста и замедляющим — на переднюю.

В работе [21] построено распределение стационарного поля излучения в окрестностях аккреционного диска и рассмотрен процесс ускорения частиц в таком поле, описываемый при помощи численного решения динамической системы уравнений движения частицы. Показано, что в таких условиях может возникать плазменный ветер от диска, причем светимость диска должна составлять порядка 80% критической (Эддингтоновской) светимости. В то же время, и это недостаток всех работ, учитывающих только радиационные эффекты, механизм коллимации потока остается неясным и выходит за рамки модели (в данной работе плазменный ветер неколлимирован). Из сказанного следует, что, по-видимому, необходимо привлекать при моделировании совместно радиационный и магнитогидродинамический механизмы формирования потока.

Отметим, что в названных работах лишь малая часть излучения центрального тела и (или) диска перехватывалась ускоряемым сгустком. Доля излуче-

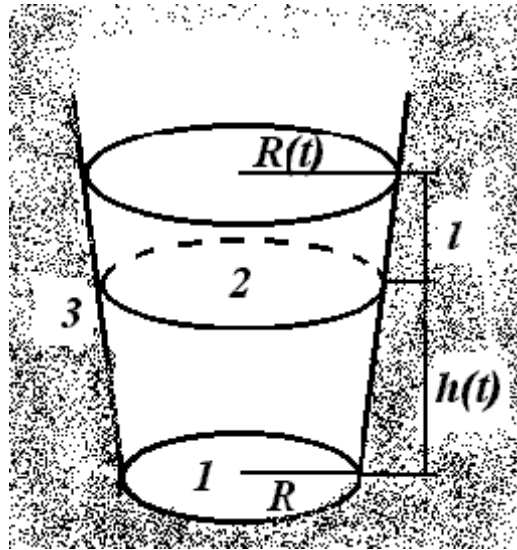


Рис. 6: Схема модели работ [22, 23, 24].

ния, падающего на заднюю “рабочую” поверхность сгустка при его движении, уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния от центрального тела (в предположении, что размеры тел существенно меньше расстояния между ними, и что излучение центрального объекта сферически симметрично). Существенный шаг в преодолении указанной проблемы был предложен в работах [22, 23, 24].

Авторами этих работ был избран естественный способ увеличения эффективности ускорения, который заключается в уменьшении доли излучения, проходящего мимо ускоряемого объекта. В работе [22] предполагалось, что ускоряемый сгусток помещен в цилиндрический колодец (в работах [23, 24] модель была расширена за счет других форм канала, граница которого является поверхностью вращения с линейной или нелинейной образующей). Дном колодца (канала) служит горячий центральный объект и его ближайшие окрестности (см. рис. 6). Все излучение от горячего дна, идущее в одну полусферу, перехватывается стенками цилиндрической полости и частично переизлучается обратно в полость, излучение канализируется. При этом предполагалось, что излучение мгновенно подстраивается под изменяющуюся геометрию расчетной области. Описание процесса производилось в нуль-мерном приближении.

В цитируемых работах показано, что наличие канала с горячей областью в основании создает условия для эффективного радиационного ускорения отдельных сгустков вещества с их последующим уходом из системы. Это дает

основания предполагать, что подобное ускорение плазмы запертым в канале излучением может быть перспективным механизмом для объяснения релятивистских джетов. Рассмотренная модель соответствует квазипериодическому выбросу сгустков из полых аккреционных структур с внутренними радиусами $10^8 - 10^{11}$ см, причем в расчетах достигнуты скорости порядка $0.8c - 0.9c$.

Результаты работ [22, 23, 24] демонстрируют возможность ускорения сгустков в каналах, которые предсказываются работами [13, 14, 15] в случае неидеальной электропроводности плазмы и в работах [11, 12] в рамках идеальной МГД. Отсюда можно сделать вывод, что для построения самосогласованной модели образования джетов необходимо к уравнениям магнитной гидродинамики добавить уравнения (возможно, квазистационарные, но имеющие пространственную размерность, аналогичную уравнениям МГД), описывающие перенос и поглощение излучения в рассматриваемой области.

3 Описание процесса переноса излучения

Процесс переноса излучения от горячего центрального объекта может описываться в рамках полной системы уравнений Максвелла [25], либо при помощи более наглядных моделей, приводящих к уравнению переноса излучения [26]. Рассмотрим указанные модели подробнее.

3.1 Описание излучения с помощью системы уравнений Максвелла

Излучение представляет собой электромагнитную волну и может описываться в рамках полной системы уравнений Максвелла для электромагнитного поля. В гауссовой системе эти уравнения записываются в следующем виде:

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi \rho_{\text{ст}}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

где $\rho_{\text{ст}}$ — плотность стороннего электрического заряда, \mathbf{j} — плотность электрического тока, \mathbf{E} — напряженность электрического поля, \mathbf{H} — напряженность магнитного поля, \mathbf{D} — электрическая индукция, \mathbf{B} — магнитная индукция, c — скорость света. Система уравнений (1)-(2) не является полной,

поскольку не содержит так называемые материальные уравнения, связывающие между собой величины \mathbf{j} , \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} и \mathbf{V} . В случае слабых электромагнитных полей, сравнительно медленно меняющихся в пространстве и во времени, а также для изотропных, неферромагнитных и несегнетоэлектрических сред материальные уравнения записываются с помощью постоянных коэффициентов пропорциональности в виде:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad \mathbf{V} = \mu\mathbf{H}, \quad \mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}, \quad (3)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость, μ — магнитная проницаемость, σ — электропроводность среды.

Указанные предположения, тем не менее, не выполняются, если электромагнитное поле представляет собой излучение с частотами, например, оптического диапазона ($150 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^{16}$ Гц). В этом случае, вообще говоря, частоты изменения электромагнитного поля не являются малыми по сравнению с частотами, характерными для установления электрической и магнитной поляризации вещества [25, 27]. Существенными становятся дисперсионные явления, в частности, зависимость констант проницаемости от частоты излучения ω . Характерно, что при частотах, соответствующих внутриатомным электронным движениям (оптические частоты), и более высоких, фактически исчезает даже количественное отличие в свойствах металлов и диэлектриков. Прежде всего нарушается свойство однозначной зависимости \mathbf{D} и \mathbf{V} от значений \mathbf{E} и \mathbf{H} в тот же момент времени. Можно утверждать, что значения \mathbf{D} и \mathbf{V} в данный момент времени зависят, вообще говоря, от значений функций $\mathbf{E}(t)$ и $\mathbf{H}(t)$ во все предыдущие моменты времени. И если по теоретическим оценкам при больших частотах ω учет отличия μ от единицы, как правило, является излишним уточнением [25], то взаимосвязь между \mathbf{D} и \mathbf{E} должна описываться более сложным, чем (3), соотношением.

В быстропеременных полях обычно напряженности сравнительно малы и связь \mathbf{D} с \mathbf{E} можно считать линейной, описывая ее в общем виде соотношением

$$\mathbf{D}(t) = \mathbf{E}(t) + \int_0^{\infty} f(\tau)\mathbf{E}(t - \tau)d\tau = \hat{\varepsilon}\mathbf{E}(t), \quad (4)$$

где $f(t)$ — функция времени, зависящая от свойств среды, $\hat{\varepsilon}$ — линейный интегральный оператор.

Всякое переменное поле может быть сведено (путем разложения Фурье) к совокупности монохроматических компонент, в которых зависимость всех величин от времени дается множителем $e^{-i\omega t}$. Для таких монохроматических полей связь (4) приобретает вид

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\omega)\mathbf{E}, \quad (5)$$

где функция $\varepsilon(\omega)$ определяется как

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \int_0^{\infty} f(\tau)e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (6)$$

Подобное определение диэлектрической проницаемости как коэффициента линейной зависимости между монохроматическими \mathbf{D} и \mathbf{E} учитывает представление о дисперсии этой величины. Отметим далее, что функция $\varepsilon(\omega)$, вообще говоря, комплексна. Мнимая часть проницаемости при этом описывает роль диссипативных процессов и эффект поглощения излучения веществом по мере распространения волны в пространстве. Если представить проницаемость в виде $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, то коэффициент поглощения среды κ может быть записан ($\mu = 1$) как

$$\kappa = \sqrt{\frac{-\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}.$$

Таким образом, моделирование эффекта поглощения излучения веществом и ускорения этого вещества излучением в рамках полной системы уравнений Максвелла требует учета следующих факторов:

1. интегрального характера зависимости между \mathbf{D} и \mathbf{E} ;
2. зависимости параметров среды от частоты излучения, что приводит к необходимости применения преобразования Фурье для выделения монохроматических компонент (при численном моделировании — дискретного преобразования Фурье);
3. необходимости учета комплексных значений функции $\varepsilon(\omega)$ для моделирования процессов поглощения.

Достоинством рассмотренной модели является ее универсальность и общность — в рамках однородного метода описываются как явления, порождаемые генерируемым аккреционным диском магнитным полем, так и поле излучения горячего центрального тела и диска вокруг него. С другой стороны,

указанные процессы имеют существенно различные масштабы (временные, амплитудные) и их описание в рамках одних уравнений априори затруднительно. Существуют другие модели, описывающие электромагнитное излучение на усредненном по периоду уровне, учитывающие дисперсионные свойства веществ без использования комплекснозначных функций. К таким моделям относится система уравнений радиационной магнитной гидродинамики.

3.2 Приближения радиационной магнитной гидродинамики

Для рассмотрения эффекта ускорения джета излучением центрального объекта модель работ [11, 12] должна быть дополнена уравнениями, описывающими перенос излучения. Подобные задачи ставятся в рамках радиационной магнитной гидродинамики (РМГД).

3.2.1 Полная система уравнений РМГД

Следуя [26, 28], запишем полную систему уравнений радиационной магнитной гидродинамики. Эта система дифференциальных уравнений включает следующие фундаментальные законы.

1. Уравнение неразрывности для вещества

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{v} = 0, \quad (7)$$

где ρ — плотность плазмы, $\mathbf{v} = [V_1, V_2, V_3]^T$ — скорость вещества.

2. Уравнение переноса излучения

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \nabla I_\nu + \kappa'_\nu (I_\nu - I_{\nu p}) = 0, \quad (8)$$

где $I_\nu(t, \mathbf{r}, \nu, \boldsymbol{\Omega})$ — спектральная интенсивность излучения частоты ν , распространяющегося вдоль направления вектора $\boldsymbol{\Omega}$, в точке с радиус-вектором \mathbf{r} в момент времени t , $\kappa'_\nu(\nu, \rho, T) = \kappa_\nu(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}})$ — коэффициент поглощения вещества, поправленный на величину вынужденного испускания, $I_{\nu p} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$ — спектральная интенсивность равновесного излучения, $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек — постоянная Планка, $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана, T — температура вещества.

3. Уравнение изменения импульса системы “вещество+излучение”

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v} + \mathbf{G}) + \nabla \cdot (\hat{\mathbf{\Pi}} + \hat{\mathbf{T}}) = \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{H}) \times \mathbf{H} + \mathbf{F}_g, \quad (9)$$

где \mathbf{G} — плотность импульса излучения, $\hat{\mathbf{\Pi}}$ — тензор плотности потока импульса вещества, $\Pi_{ij} = p\delta_{ij} + \rho V_i V_j$, p — давление плазмы, $\hat{\mathbf{T}}$ — тензор плотности потока импульса излучения, $T_{ik} = \frac{1}{c} \int \Omega_i \Omega_k I_\nu d\Omega d\nu$, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек — скорость света, $\mathbf{H} = [H_1, H_2, H_3]^T$ — вектор напряженности магнитного поля, \mathbf{F}_g — гравитационная сила.

4. Уравнение изменения энергии системы “вещество+излучение”

$$\frac{\partial}{\partial t}(e + U) + \nabla \cdot (\mathbf{v}(e + p) + \mathbf{W}) = \frac{1}{4\pi}((\nabla \times \mathbf{H}) \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{v} + \mathbf{F}_g \cdot \mathbf{v}, \quad (10)$$

где $e = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{\mathbf{v}^2}{2}$ — плотность энергии вещества (уравнение состояния $p = \rho \varepsilon (\gamma - 1)$, ε — удельная внутренняя энергия, γ — показатель адиабаты), U — плотность энергии излучения, $U = \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega d\nu$, \mathbf{W} — поток энергии излучения (вектор Пойнтинга), $\mathbf{W} = \int \boldsymbol{\Omega} I_\nu d\Omega d\nu$, $\mathbf{G} = \mathbf{W}/c^2$.

5. Закон Фарадея изменения магнитного поля (в случае идеально-проводящей среды)

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{H}). \quad (11)$$

Наибольшую трудность при решении рассматриваемой системы представляет уравнение переноса излучения (8). Это связано с принципиальной многомерностью этого уравнения, обусловленной зависимостью искомой функции I_ν от направления распространения и частоты излучения. Учитывая, что $|\boldsymbol{\Omega}| = 1$, в трехмерном случае в уравнение (8) входит три независимых параметра (частота ν и, например, два угла между $\boldsymbol{\Omega}$ и осями координат), в двумерном — два (частота ν и угол).

Отметим, что уравнение (8) записано в предположении локального термодинамического равновесия в системе. Это предположение хорошо выполняется в областях, непосредственно прилегающих к аккреционным дискам.

Далее рассмотрены несколько упрощений, позволяющих уменьшить размерность получаемой задачи. Получаемые так приближения основаны на усреднении интенсивности излучения по частоте или углам. Отметим, что

зависимость интенсивности от углов характеризует степень анизотропности рассматриваемой задачи, а зависимость интенсивности от частоты — однородность оптических свойств вещества.

3.2.2 Квазистационарность уравнения переноса излучения

Во многих случаях первым слагаемым в левой части уравнения (8) можно пренебречь по сравнению с остальными. Это связано прежде всего с тем, что поле излучения перестраивается намного быстрее других полей задачи в случае, если вещество движется со скоростями существенно ниже скорости света. В этом случае возрастание лучеиспускательной способности вещества при удалении от данной точки сказывается на результате слабее, чем поглощение по пути при увеличении пройденного расстояния. Основной вклад в интенсивность излучения в данной точке дает отрезок луча около рассматриваемой точки длиной в несколько (два-три) пробега излучения. Свет проходит это расстояние за очень малое время, которое, как правило, оказывается намного меньше характерных времен, в течение которых происходит заметное изменение состояния вещества (температуры и плотности). Таким образом, получаем квазистационарное уравнение переноса излучения

$$\Omega \nabla I_\nu = \kappa'_\nu (I_{\nu p} - I_\nu). \quad (12)$$

Отметим, что отсутствие производной по времени не означает отсутствие зависимости I_ν от времени, так что уравнение (12) необходимо решать на каждом временном слое.

Подобное приближение работает тем хуже, чем выше скорости плазмы в системе. Стоит учитывать, что при ускорении сгустка вещества до скоростей порядка $0,8c - 0,9c$ применение уравнения (12) становится необоснованным. Тем не менее, качественная картина течения может быть исследована в квазистационарном приближении, как это сделано в работах [22, 23, 24]. Основными эффектами, которые хотелось бы получить в рамках исследуемой модели, является ускорение вещества до скоростей порядка $0,25c$ и выше (т.е. переход течения в субсветовой режим), а также наличие предельной скорости ускоряемого сгустка. Главное преимущество разрабатываемой модели перед моделью [22, 23, 24] — многомерность задачи и учет газодинамических и магнитных сил.

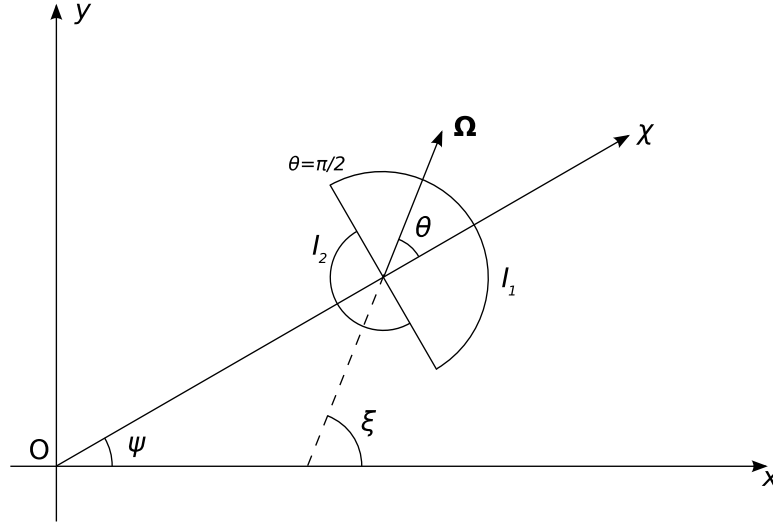


Рис. 7: Диаграмма распределения интенсивности излучения в приближении “вперед-назад”. В данном случае поток направлен от начала координат.

3.2.3 Зависимость от направления. Приближение “вперед-назад”

Распределение излучения в задаче ускорения плазмы в окрестности аккреционного диска анизотропно, что связано прежде всего с наличием источника этого излучения в виде горячего центрального объекта и горячего тонкого аккреционного диска около него. Излучение распространяется от центральных областей во Вселенную, которую при расчетах в первом приближении можно считать пустотой.

Рассмотрим задачу в двумерном приближении (аналогичное построение будет справедливо и в осесимметричном случае). В каждой точке \mathbf{r} двумерной области D можно указать выделенное направление, совпадающее с направлением вектора \mathbf{r} , если центральный объект располагается в начале координат. Введем ось координат χ , совпадающую по направлению с \mathbf{r} и имеющую начало отсчета в рассматриваемой точке. Объединим все кванты, движущиеся в сторону положительного направления оси χ , под углами θ от 0 до $\pi/2$ (“вперед”) в одну группу, а движущиеся в противоположную сторону (“назад”) под углами θ от $\pi/2$ до π — в другую (см. рис. 7). Будем приближенно считать угловые распределения в каждой из двух полусфер изотропными и обозначим интенсивности в направлениях “вперед” и “назад” I_1 и I_2 (индекс ν для краткости опустим). Пусть угол между направлением Ω и осью x равен ξ , а угол между вектором \mathbf{r} и осью x — ψ . Тогда квазистационарное уравнение

переноса излучения (12) принимает вид

$$\cos \xi \frac{\partial I}{\partial x} + \sin \xi \frac{\partial I}{\partial y} = \varkappa'(I_p - I). \quad (13)$$

Усредняя это уравнение по одной и другой полусферам (учитывая, что $\xi = \psi + \theta$), получим

$$\frac{2\pi \int_0^{\pi/2} (\cos(\theta+\psi) \frac{\partial I}{\partial x} + \sin(\theta+\psi) \frac{\partial I}{\partial y}) \sin \theta d\theta}{2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta} = \frac{2\pi \int_0^{\pi/2} \varkappa'(I_p - I) \sin \theta d\theta}{2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta},$$

$$\frac{2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} (\cos(\theta+\psi) \frac{\partial I}{\partial x} + \sin(\theta+\psi) \frac{\partial I}{\partial y}) \sin \theta d\theta}{2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \sin \theta d\theta} = \frac{2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \varkappa'(I_p - I) \sin \theta d\theta}{2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \sin \theta d\theta}$$

или

$$\frac{1}{4}(2 \cos \psi - \pi \sin \psi) \frac{\partial I_1}{\partial x} + \frac{1}{4}(\pi \cos \psi + 2 \sin \psi) \frac{\partial I_1}{\partial y} = \varkappa'(I_p - I_1), \quad (14)$$

$$\frac{1}{4}(-2 \cos \psi - \pi \sin \psi) \frac{\partial I_2}{\partial x} + \frac{1}{4}(\pi \cos \psi - 2 \sin \psi) \frac{\partial I_2}{\partial y} = \varkappa'(I_p - I_2). \quad (15)$$

Таким образом, понижая размерность за счет удаления зависимости от угла, получаем два уравнения относительно интенсивностей I_1 и I_2 . При этом плотность и поток излучения равны соответственно

$$U = \frac{1}{c} \int I d\Omega = \frac{2\pi}{c} \int_0^{\pi/2} I_1 \sin \theta d\theta + \frac{2\pi}{c} \int_{\pi/2}^{\pi} I_2 \sin \theta d\theta = \frac{2\pi}{c} (I_1 + I_2), \quad (16)$$

$$W_x = \int \cos(\theta + \psi) I d\Omega =$$

$$= 2\pi \int_0^{\pi/2} I_1 \cos(\theta + \psi) \sin \theta d\theta + 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} I_2 \cos(\theta + \psi) \sin \theta d\theta =$$

$$= \frac{\pi}{2} ((2 \cos \psi - \pi \sin \psi) I_1 + (-2 \cos \psi - \pi \sin \psi) I_2), \quad (17)$$

$$W_y = \int \sin(\theta + \psi) I d\Omega =$$

$$= 2\pi \int_0^{\pi/2} I_1 \sin(\theta + \psi) \sin \theta d\theta + 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} I_2 \sin(\theta + \psi) \sin \theta d\theta =$$

$$= \frac{\pi}{2} ((\pi \cos \psi + 2 \sin \psi) I_1 + (\pi \cos \psi - 2 \sin \psi) I_2). \quad (18)$$

Аналогичным образом в двумерном случае можно выделять четыре и более групп по направлениям распространения излучения. Основным недостатком приведенного приближения “вперед-назад” является то, что подобная аппроксимация хорошо учитывает только излучение, идущее непосредственно от центрального тела с диском в направлении ускоряемого сгустка, а также отраженное от сгустка излучение. Переотражения же излучения от стенок канала будут учитываться в существенно меньшей мере (за счет единственного выделенного направления, хотя в каждой точке области это направление свое). Избежать этого можно, разбив излучение по направлениям на четыре или большее число групп. Тогда в каждой точке канала с помощью уравнений переноса излучения будет фактически рассчитываться баланс излучения, приходящего от центрального тела, от ускоряемого сгустка и от стенок канала. Расчетные формулы для произвольного числа групп по направлениям выводятся аналогично приведенным выкладкам.

3.2.4 Зависимость от частоты. Приближение “серой” материи и многогрупповое приближение

Эффект ускорения вещества джета радиационным излучением тонкого аккреционного диска, являющийся целью нашей работы, качественно не должен зависеть от спектрального состава излучения. Основным фактором, предположительно, здесь является интегральная (по частотам) интенсивность излучения. Другими словами, ускорение вещества происходит за счет поглощения электромагнитного излучения диска, а спектральный состав этого излучения может влиять преимущественно на значение предельной скорости вещества (существование предельной скорости сгустка вещества, ускоряемого излучением в каналах различных форм, показано в [22, 23, 24]). Таким образом, при численной аппроксимации уравнений (7)-(11) можно пользоваться двумя приближениями — приближением “серой” материи и многогрупповым приближением.

Приближение “серой материи”. Предположим, что коэффициент поглощения излучения плазмой не зависит от частоты излучения и определяется только состоянием вещества, т.е.

$$\kappa_\nu(\nu, \rho, T) = \bar{\kappa}(\rho, T). \quad (19)$$

Модель среды, для которой справедливо равенство (19), называется “серой материей”. Подобное предположение позволяет проинтегрировать уравнение переноса (8) (для квазистационарного случая (12)) по частоте и получить дифференциальное уравнение относительно интегральной интенсивности излучения. Таким образом размерность задачи понижается и вместо уравнения переноса излучения (8) в системе уравнений радиационной магнитной гидродинамики следует использовать закон

$$\mathbf{\Omega}\nabla I + \bar{\kappa}I = \frac{\bar{\kappa}\sigma}{\pi}T^4 \quad (20)$$

для квазистационарного излучения или

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I}{\partial t} + \mathbf{\Omega}\nabla I + \bar{\kappa}I = \frac{\bar{\kappa}\sigma}{\pi}T^4 \quad (21)$$

в общем случае, где интегральная интенсивность излучения $I = \int_0^\infty I_\nu d\nu$. Интегральный поток и плотность энергии излучения записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{W} &= \int_0^\infty d\nu \int \mathbf{\Omega}I_\nu d\Omega = \int \mathbf{\Omega}d\Omega \int_0^\infty I_\nu d\nu = \int \mathbf{\Omega}I d\Omega, \\ U &= \frac{1}{c} \int_0^\infty d\nu \int I_\nu d\Omega = \frac{1}{c} \int d\Omega \int_0^\infty I_\nu d\nu = \frac{1}{c} \int I d\Omega. \end{aligned}$$

Усредненный коэффициент поглощения $\bar{\kappa}$ при известном приближении $\kappa_\nu(\nu, \rho, T)$ может быть получен, например, с помощью осреднения по Планку

$$\bar{\kappa}(\rho, T) = \frac{\int_0^\infty \kappa_\nu I_{\nu p} d\nu}{\int_0^\infty I_{\nu p} d\nu} \quad (22)$$

с использованием приближенного численного интегрирования.

В подавляющем большинстве физических процессов условие (19), вообще говоря, не выполнено. Использование подобного приближения в нашей задаче должно строиться на предположительных оценках того, насколько качественная картина процесса выброса вещества подвержена влиянию отклонения коэффициента поглощения от среднего значения.

Многогрупповое приближение. Более точным приближением, учитывающим зависимость коэффициента поглощения плазмы от частоты излучения, является следующее. Разобьем весь спектр на конечное число N_k интервалов по частоте — групп. Внутри каждой группы для частот $\nu \in [\nu_k, \nu_{k+1}]$, $\nu_1 = 0$, $\nu_{N_k} = \infty$ будем полагать коэффициент поглощения зависящим только от состояния вещества:

$$\kappa_\nu(\nu, \rho, T) = \kappa_k(\rho, T), \quad \nu_k \leq \nu \leq \nu_{k+1}, \quad k = 1, \dots, N_k. \quad (23)$$

Интегральный поток и плотность энергии излучения принимают вид:

$$\mathbf{W} = \int_0^\infty d\nu \int \Omega I_\nu d\Omega = \sum_{k=1}^{N_k} \int \Omega I_k d\Omega, \quad I_k = \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} I_\nu d\nu,$$

$$U = \frac{1}{c} \int_0^\infty d\nu \int I_\nu d\Omega = \frac{1}{c} \sum_{k=1}^{N_k} \int I_k d\Omega,$$

а уравнение переноса излучения (8) заменяется на систему уравнений

$$\Omega \nabla I_k + \kappa_k I_k = \kappa_k \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} I_{\nu p} d\nu, \quad k = 1, \dots, N_k \quad (24)$$

в квазистационарном приближении и систему

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \Omega \nabla I_k + \kappa_k I_k = \kappa_k \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} I_{\nu p} d\nu, \quad k = 1, \dots, N_k \quad (25)$$

для нестационарного случая.

Групповые коэффициенты поглощения могут быть найдены усреднением по Планку

$$\kappa_k(\rho, T) = \frac{\int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} \kappa_\nu I_{\nu p} d\nu}{\int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} I_{\nu p} d\nu}. \quad (26)$$

Коэффициент поглощения водорода. В работах [14, 11, 12] предполагается, что вещество джета представляет собой молекулярный водород. В этом предположении магнитогидродинамические модели, построенные в этих работах, можно поставить в соответствие, например, объекту IRS-5 — центральному

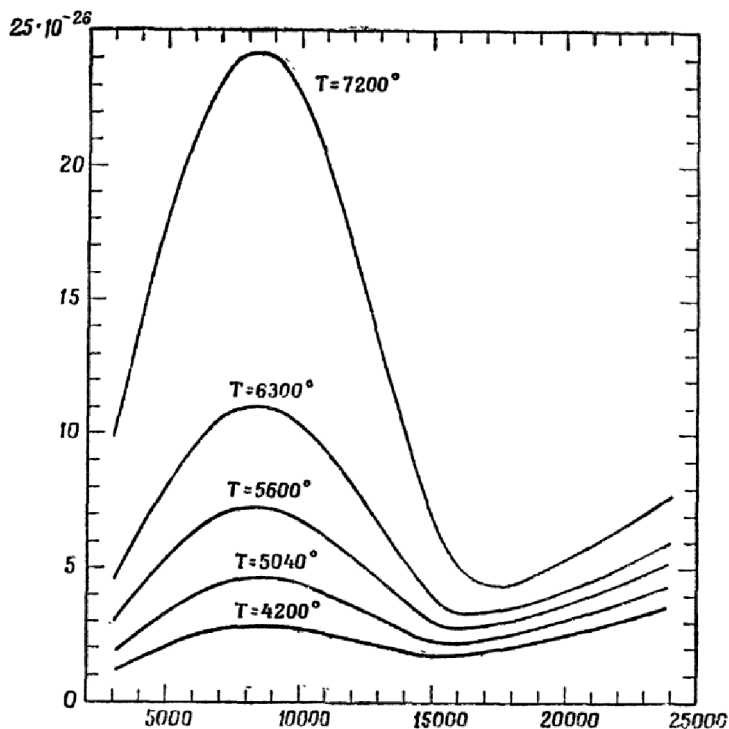


Рис. 8: Непрерывный коэффициент поглощения ионов H^- , рассчитанный на единицу электронного давления, в зависимости от длин волн (\AA) для разных температур [29].

объекту в молекулярном потоке L1551. Во многом подобный подход может быть применен и при рассмотрении моделей с учетом переноса излучения.

Исследования С. Чандрасекара (см., например, [29]) позволили определить непрерывный коэффициент поглощения ионов H^- в зависимости от частоты и температуры (соответствующая диаграмма приведена на рис. 8). Кроме того, данные наблюдений показывают, что предположение о том, что излучение переносится в плазме, состоящей только из отрицательных ионов водорода, дает ошибку коэффициента поглощения звездной (солнечной) плазмы примерно в 1,4 раза в сторону уменьшения. Рассматривая на качественном уровне процессы, происходящие в окрестностях аккреционных дисков, очевидно, можно пользоваться приведенной диаграммой как для определения коэффициента κ_ν в уравнении, так и для вычисления усредненного коэффициента $\bar{\kappa}$ по формуле (22), а также для построения многогруппового приближения по формуле (26).

3.3 Граничные условия, описывающие излучение аккреционного диска

Анализ работ [19, 20, 21, 22, 23, 24] показывает, что имеет смысл моделировать излучение, создаваемое центральным объектом вместе с тонким аккреционным диском вокруг него, а не излучение одного центрального объекта. Это существенно повышает эффективность механизма ускорения радиационным давлением и, вероятно, более адекватно имеющимся наблюдательным данным.

Граничные условия, описывающие излучение тонкого аккреционного диска (например, такого диска, который является частью нижней границы расчетной области в модели на рис. 3) в работах, рассматривающих ускорение частиц давлением излучения, ставятся стандартным способом. Обычно предполагается, что излучение тонкого аккреционного диска представляет собой излучение абсолютно черного тела, интенсивность которого определяется температурой излучающего тела. В этом случае интенсивность излучения аккреционного диска может быть задана формулой [21]

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \sigma T_d^4 = \frac{1}{\pi} \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r_d^3} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{in}}{r_d}} \right), \quad (27)$$

где $\sigma = 5,670400 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2\text{К}^4}$ — постоянная Стефана-Больцмана, T_d — температура диска, G — гравитационная постоянная, M — масса звезды, \dot{M} — темп аккреции, приписываемый тонкому аккреционному диску (важно отличать его от темпа аккреции в рамках моделей работ [13, 14, 15, 11, 12]), r_d — внешний радиус диска, $r_{in} = 3r_g$ — внутренний радиус диска, $r_g = 2GM/c^2$ — Шварцшильдовский гравитационный радиус. Правая часть приведенной формулы получена в предположении, что значение температуры аккреционного диска определяется количеством гравитационной энергии, выделяемой веществом в процессе падения на центральный объект.

Возможно также введение функции распределения температуры по поверхности диска (зависящей от радиуса r соответствующего дифференциального элемента диска) и учет этой зависимости при получении формул для интенсивности излучения. Вопрос о спектральном составе излучения, по всей видимости, должен решаться совместно с учетом решения вопроса о зависимости от частоты уравнения переноса излучения (8).

Отметим, что на границах расчетной области, не соответствующих аккреционному диску или осям симметрии, должны задаваться граничные условия, выводящие поток излучения во Вселенную.

4 Заключение

В работе приведен обзор основных типов моделей, предлагаемых для описания свойств струйных выбросов из окрестностей компактных объектов с аккреционными дисками в ядрах активных галактик, квазарах и ряде других астрофизических объектов. Рассмотрены достоинства и недостатки магнито-гидродинамических и радиационных моделей ускорения вещества в подобных системах. Предложены теоретические модели, позволяющие описывать в рамках самосогласованной постановки как газовые и магнитные, так и радиационные эффекты.

Список литературы

- [1] А.М. Черепашук. SS 433: Новые результаты, новые проблемы. Земля и Вселенная, № 1, 1986, с. 21-29.
- [2] F. Duccio Macchetto. NASA's Hubble Space Telescope Yields Clear View of Optical Jet in Galaxy M87. HST News Release STSCI-PRC92-07.
- [3] T. R. Lauer. Compact Core of Galaxy M87. HST News Release STSCI-PRC92-01.
- [4] P. Crane. Optical Jet in Galaxy NGC 3862. HST News Release STSCI-PRC92-14.
- [5] В.С. Бескин. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. — М.: Едиториал УРСС, 2006. — 384 с.
- [6] S.S. Komissarov, M.V. Barkov, N. Vlahakis, A. Königl. Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets. MNRAS, 380, 2007, pp. 51-70.
- [7] S.S. Komissarov, N. Vlahakis, A. Königl, M.V. Barkov. Magnetic acceleration of ultrarelativistic jets in gamma-ray burst sources. MNRAS, 394, 2008 pp. 1182-1212.

- [8] R. Ouyed, R.E. Pudritz. Numerical Simulations Of Astrophysical Jets From Keplerian Disks. II. Episodic Outflows. *The Astrophysical Journal*, 484, 1997, pp. 794-809.
- [9] G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, M.M. Romanova, V.M. Chechetkin, R.V.E. Lovelace. Magnetohydrodynamic Simulations Of Outflows From Accretion Disks. *The Astrophysical Journal*, 439, 1995, pp. L39-L42.
- [10] G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, M.M. Romanova, V.M. Chechetkin, R.V.E. Lovelace. Magnetocentrifugally Driven Winds: Comparison Of MHD Simulations With Theory. *The Astrophysical Journal*, 516, 1999, pp. 221-235.
- [11] М.П. Галанин, В.В. Лукин, В.М. Чечеткин. Математическое моделирование струйных выбросов вещества в окрестности аккреционного диска. // Препр. Инст. Прикл. Матем. им. М.В. Келдыша РАН. 2008. №54. 36 с.
- [12] М.П. Галанин, В.В. Лукин, В.М. Чечеткин. Математическое моделирование струйных выбросов в окрестности компактных объектов. *Астрономический журнал*, т.86, № 4, 2009, с. 331-344.
- [13] В.В. Савельев, В.М. Чечеткин. Биполярные течения в окрестности вращающегося диска с магнитным полем. *Астрономический журнал*, т.72, № 1, 1995, с. 139-145.
- [14] V.V. Savel'ev, Yu.M. Toropin, V.M. Chechetkin. A Possible Mechanism for the Formation of Molecular Flows. *Astronomy Reports*, Vol. 40, No. 4, 1996, pp. 494-508.
- [15] V.V. Savel'ev, Yu.M. Toropin, V.M. Chechetkin. Simulations of a supersonic accretion onto magnetized disks: properties of developing outflows. *Low Mass Star Formation — from Infall to Outflow*, poster proceedings of IAU Symp. No. 182 , eds. by F. Malbet & A. Castets (1997), p. 254.
- [16] R.D. Blandford, D.G. Payne. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *MNRAS*, 199, 1982, pp. 883-903.
- [17] R. Krasnopolsky, Zhi-Yun Li, R. Blandford. Magnetocentrifugal Launching Of Jets From Accretion Disks. I. Cold Axisymmetric Flows. *The Astrophysical Journal*, 526, 1999, pp. 631-542.

- [18] Г.Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. Часть 1. — М.: Наука, 1991. — 600 с.
- [19] P.R. Shapiro, M. Milgrom, M.J. Rees. The Radiative Acceleration Of Astrophysical Jets: Line Locking In SS 433. *Astrophys. J. Suppl.* 60, 1986, pp. 393-431.
- [20] V. Icke. Photon Surfing Near Compact Accreting Objects. *Astron. Astrophys.* 216, 1989, pp. 294-304.
- [21] Y. Tajima, J. Fukue. Radiative Disk Winds under Radiation Drag II. *Publ. Astron. Soc. Japan.* 50, 1998, pp. 483-493.
- [22] М.П. Галанин, Ю.М. Торопин, В.М. Чечеткин. Радиационный механизм ускорения джета SS433. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 1996. №72. 21 с.
- [23] М.П. Галанин, Ю.М. Торопин, В.М. Чечеткин. Радиационное ускорение и выброс порций вещества в аккреционных воронках около астрофизических объектов. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 1997. №40. 32 с.
- [24] М.П. Галанин, Ю.М. Торопин, В.М. Чечеткин. Радиационное ускорение порций вещества в аккреционных воронках около астрофизических объектов. *Астрономический журнал*, т.76, № 2, 1999, с. 143-160.
- [25] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика. Том VIII. Электродинамика сплошных сред. — М.: Физматлит, 2001. — 656 с.
- [26] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. — 688 с.
- [27] А.Г. Блох, Ю.А. Журавлев, Л.Н. Рыжков. Теплообмен излучением. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 432 с.
- [28] Б.Н. Четверушкин. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. — М.: Наука, 1985 — 304 с.
- [29] С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. — М.: ИИЛ, 1953. — 431 с.