

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Природа аккреционных дисков тесных двойных звезд: неустойчивость сверхотражения и развитая турбулентность

А.М. Фридман, Д.В. Бисикало

Представлен обзор современного состояния физики аккреционных дисков тесных двойных звезд. Основное внимание уделено гидродинамической неустойчивости сверхотражения, приводящей к развитию турбулентности в аккреционных дисках. Полученные оценки коэффициента турбулентной вязкости находятся в хорошем согласии с наблюдениями и позволяют объяснить высокий темп переноса углового момента и измеряемую скорость аккреции. Из наблюдений получен степенной спектр развитой турбулентности.

PACS numbers: 47.87.-i, 97.10.Gz, 97.80.-d

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200806b.0577

Содержание

1. Введение (577).
 2. Аккреционные диски в тесных двойных звездах (579).
 - 2.1. Общие сведения. 2.2. Температура аккреционных дисков.
 3. Волны в аккреционных дисках (588).
 - 3.1. Ударные волны. 3.2. Прецессионная волна плотности в холодных дисках. 3.3. Волна плотности в горячих дисках. 3.4. Наблюдательные проявления волн в аккреционных дисках.
 4. Развитая турбулентность в аккреционных дисках тесных двойных систем (598).
 - 4.1. Неустойчивость сверхотражения. 4.2. Оценки коэффициента турбулентной вязкости и величины α в аккреционных дисках. 4.3. Спектр турбулентности.
 5. Заключение (603).
- Список литературы (603).

1. Введение

Как известно, аккреционные диски являются объектами с максимальным к.п.д. среди всех других объектов во Вселенной: энергия их излучения составляет от 6 % до 30 % от Mc^2 , где M — масса аккреционного диска, c — скорость света (ср. с 0,3 % Mc^2 для ядерных реакций в недрах звезд). До последнего времени причина такого высокого к.п.д. не была установлена.

А.М. Фридман. Институт астрономии РАН,
ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 951-79-93. Факс (495) 230-20-81
E-mail: afridman@inasan.rssi.ru
Российский научный центр "Курчатовский институт",
Институт физики стохастических структур,
пл. Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация
Д.В. Бисикало. Институт астрономии РАН,
ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация
E-mail: bisikalo@inasan.ru

Статья поступила 28 февраля 2008 г.

В то же время из наблюдений следовало, что аккреционные диски обладают аномально большим коэффициентом турбулентной вязкости (величина которого на 9–11 порядков превосходит величину коэффициента молекулярной вязкости). Из последнего факта было очевидно, что именно такая мощная турбулентность способна переработать кинетическую энергию падающей на аккреционный диск плазмы в энергию излучения. В таком случае, что же является причиной столь развитой турбулентности в аккреционных дисках?

Ответы на эти и другие вопросы изложены в данном обзоре.

Аккреционные диски в тесных двойных системах (ТДС) не являются редкими объектами во Вселенной. Напротив, в нашей Галактике они встречаются довольно часто. Причина этого заключается в том, что около 80 % всех звезд рождаются парами (см., например, [1]). Обладая большей массой звезда быстрее, чем звезда с меньшей массой, проходит свой "жизненный путь", превращаясь в компактный объект. В зависимости от массы конечный продукт эволюции может быть белым карликом, нейтронной звездой или черной дырой. Ее компаньон — вторая звезда — за тот же промежуток времени увеличивается в размере. Когда радиус этой звезды достигает точки либрации, в которой все силы кроме градиента давления сбалансированы, начинается процесс перетекания и падения (аккреции) вещества на компактный объект. Поэтому последний называется аккректором (мы будем называть его также звездой 2), а звезда, теряющая массу, — донором или звездой 1 (рис. 1).

Обычно при изучении системы двойных звезд используется приближение Роша, основанное на следующих предположениях:

- 1) гравитационное поле каждой звезды — строго сферически-симметричное;
- 2) орбиты каждой из звезд вокруг их центра масс являются круговыми;
- 3) собственные вращения звезд синхронизованы приливными силами с их орбитальным вращением подобно

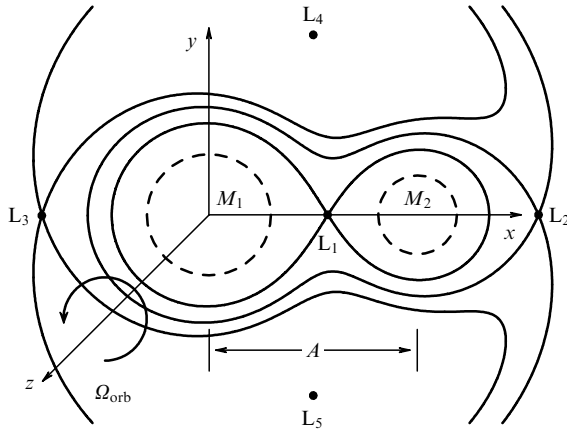


Рис. 1. Эквипотенциальные поверхности Роша в экваториальной плоскости двойной системы с отношением масс $q = M_2/M_1 = 0,5$. Точки либрации обозначены как $L_1 - L_5$.

тому, как синхронизованы вращения в системе Земля – Луна (из-за чего мы наблюдаем только одну сторону лунной поверхности).

Рассмотрим систему двойных звезд с расстоянием между центрами звезд A , угловой скоростью орбитального вращения Ω_{orb} и периодом орбитального вращения $P_{\text{orb}} = 2\pi/\Omega_{\text{orb}}$. Компоненты системы — звезды 1 и 2 — имеют массы M_1 и M_2 соответственно. Используем правую систему координат, вращающуюся синхронно с системой двойных звезд. Начало системы координат поместим в центр звезды 1, ось x направим вдоль линии, соединяющей центры звезд, а ось z — вдоль оси вращения (см. рис. 1).

В соответствии с классической механикой [2] влияние вращения может быть описано с помощью введения дополнительного члена в выражение для энергии вращающегося тела с массой M . Этот член, который зависит только от координат тела, пропорционален квадрату угловой скорости вращения: $-(1/2)M[\Omega_{\text{orb}} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)]^2$, где $\mathbf{r}_c$ — радиус-вектор центра масс двойной системы. Такой дополнительный член называется центробежной энергией [2]. Гравитационный потенциал Φ поля сил в описанной выше системе координат имеет следующий вид:

$$\Phi = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-A)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega_{\text{orb}}^2 \left[\left(x - A \frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 + y^2 \right], \quad (1)$$

здесь G — гравитационная константа.

Примеры эквипотенциальных поверхностей, описанных уравнением (1), показаны на рис. 1. Для больших величин $-\Phi$ эти поверхности представляют собой две сфероидальные полости, окружающие гравитирующие массы M_1 и M_2 (штриховые окружности на рис. 1). С уменьшением величины $-\Phi$ поверхности расширяются и касаются друг друга в точке, известной как первая точка либрации. Заметим, что в астрофизической литературе первую точку либрации принято называть внутренней точкой Лагранжа L_1 , хотя это и противоречит историческим фактам, поскольку первые три точки либрации (L_1, L_2, L_3) были открыты Эйлером в 1767 г.

Пятью годами позднее, в 1772 г., Лагранж открыл две последние точки либрации (L_4, L_5), которые в небесной механике называются треугольными точками либрации, или точками Лагранжа.

Точки либрации замечательны тем, что в них сумма всех трех сил — двух гравитационных сил притяжения к массам M_1 и M_2 и центробежной силы — равна нулю, $\nabla\Phi = 0$. Первые три точки либрации неустойчивы: пробная частица, помещенная в эти точки, покидает их при сколь угодно малом возмущении. В то время как лагранжевы точки L_4 и L_5 устойчивы при отношении масс компонентов ТДС $q < 0,04$ [3], и поэтому частицы могут в них накапливаться. Это явление наблюдается в Солнечной системе начиная с 1906 г., когда было открыто семейство астероидов Троянцы в окрестности треугольных точек либрации системы Солнце – Юпитер. Заметим, однако, что в ограниченной проблеме трех тел, связанной с динамикой Солнечной системы, условие $q < 0,04$ выполняется всегда и соответствующие точки L_4 и L_5 устойчивы. Для тесных двойных звезд, как правило, выполняется обратное неравенство $q > 0,04$. Это означает, что в ТДС все пять точек либрации оказываются неустойчивыми.

Область, ограниченная эквипотенциальной поверхностью, проходящей через точку либрации L_1 , называется полостью Роша. Эта область играет важную роль в физике двойных звезд, так как размер звезды не может существенно превышать ее радиус. Когда одна из звезд заполняет свою полость Роша, вещество звезды под действием несбалансированной силы давления начинает перетекать через окрестность точки L_1 в область Роша звезды-аккретора. Если радиус аккретора мал, то значительная доля втекающего вещества, обладая избытком углового момента, формирует вокруг звезды-аккретора так называемый аккреционный диск.

Наблюдения тесных двойных звезд (особенно в коротковолновом диапазоне спектра) свидетельствуют о значительном потоке вещества на аккретор. Это возможно лишь при условии передачи наружным частям диска большей доли момента вращения аккрецирующей плазмы. Последнее требует огромной величины вязкости — на 9–11 порядков большей молекулярной, что возможно только в случае высокоразвитой турбулентности в аккреционном диске. В качестве механизма отвода углового момента рассматривалась не только развитая турбулентность, к которой может привести сильная неустойчивость, но и другие физические процессы. Перечислим главные из них: приливное взаимодействие [4–6], спиральные ударные волны [7–10], конвекция [11–14], ветер от аккреционного диска и джеты (струйные выбросы) [15–18], перенос углового момента распространяющимися волнами [19–21], а также различные неустойчивости аккреционного диска — магнитогидродинамическая [22–25], параметрическая [26, 27], бароклинная [28–30]. Анализ различных способов передачи углового момента (см., например, обзоры [31, 32]) показывает, что все рассматриваемые механизмы встречаются с определенными трудностями при объяснении свойств аккреционных дисков.

Наиболее известным и широко используемым механизмом является магниторотационная неустойчивость (МРН) [22]. Однако для его реализации необходимо магнитное поле. Из наблюдений мы знаем, что существует довольно много систем, в которых поле настолько

мало, что никак себя не проявляет. Для реализации МРН нужно, чтобы поле имело значимую величину не только на поверхности звезды-аккретора, но на существенно большем расстоянии — порядка радиуса аккреционного диска. Таких систем среди ТДС практически нет, и, следовательно, механизм МРН к ним не применим.

Отметим еще одно важное обстоятельство — механизм переноса углового момента обязательно должен работать в дисках с высокой температурой. Дело в том, что в момент формирования диска плотность вещества в нем мала и поэтому процесс радиационного выхолаживания неэффективен. В то же время звезда-аккретор, как правило, имеет высокую температуру и, следовательно, равновесная температура вещества диска в начальный момент также будет высокой.

В обзоре описан предложенный нами в работе [33] эффективный механизм переноса углового момента, который может работать в горячих дисках тесных двойных систем в отсутствие магнитного поля.

2. Аккреционные диски в тесных двойных звездах

2.1. Общие сведения

В классической постановке ТДС рассматриваются в предположении, что в системе существует критическая поверхность, при заполнении которой одной из звезд начинается обмен массой в системе. Эта поверхность отождествляется с внутренней критической поверхностью (поверхностью Роша) в ограниченной задаче трех тел. Обмен веществом происходит через окрестность точки либрации L_1 , в которой градиент давления не уравновешивается силой тяготения. Газодинамику истечения вещества из окрестностей точки L_1 неоднократно исследовали многие авторы. Впервые анализ данной проблемы, проведенный в полуаналитическом приближении, был представлен в работах Пачинского, Сенкевича [34] и Любова, Шу [35], а ее современное состояние, наряду с перечислением наиболее актуальных задач, отражено, например, в обзорах [36–38].

Рассмотрим, что происходит с газом после того, как он миновал точку либрации L_1 . По мере удаления от L_1 скорость газа возрастает под действием силы притяжения звезды-аккретора (звезды 2) и вскоре течение становится существенно сверхзвуковым (см., например, [35, 39]). Кроме того, под действием силы Кориолиса струя вещества отклоняется от линии, соединяющей центры звезд. В соответствии с анализом Любова и Шу [35] выражение для угла отклонения струи ϑ_s имеет вид

$$\cos(2\vartheta_s) = -\frac{4}{3} g_\vartheta^{-1} + \sqrt{1 - \frac{8}{9} g_\vartheta^{-1}},$$

где

$$g_\vartheta(q) = \left[\frac{q}{(x_{L_1}/A)^3} + \frac{1}{(1 - x_{L_1}/A)^3} \right] (q+1)^{-1}.$$

Угол отклонения струи ϑ_s зависит только от отношения масс компонентов. Из рисунка 2а видно, что в рассматриваемом простейшем случае (без учета взаимодействия струи с неаккрецированным газом) угол поворота струи изменяется незначительно и лежит в диапазоне от $-28,4^\circ$ до $-19,5^\circ$.

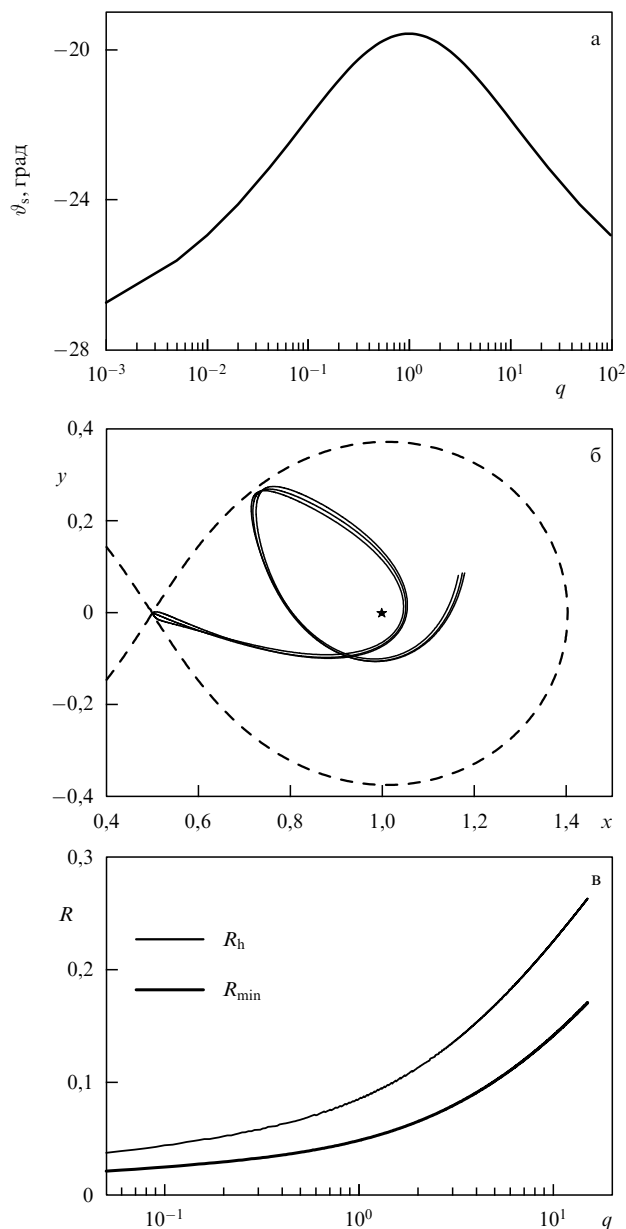


Рис. 2. (а) Функция $\vartheta_s(q)$, определяющая угол отклонения струи [35]. (б) Траектории частиц в орбитальной плоскости двойной системы с отношением масс компонентов $q = 1$; в расчетах принималось, что частицы вылетают из L_1 с малой скоростью $u = 0,03\sqrt{G(M_1 + M_2)/A}$ в направлениях 0° и $\pm 45^\circ$ по отношению к линии, соединяющей центры компонентов. (в) Минимальное расстояние до звезды 2, на которое приближается выпущенная из L_1 частица при первом пролете ($R_{\min}$), и радиус исходного кольца R_h как функции отношения масс компонентов q .

Достаточно часто траекторию струи в системе рассматривают в баллистическом приближении. Формальным основанием для допустимости такого приближения является сверхзвуковой характер потока, позволяющий пренебречь эффектами давления. Уравнение движения, описывающее траекторию пробной частицы в отсутствие магнитного поля и эффектов давления, может быть записано в виде

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla \Phi - 2\boldsymbol{\Omega} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt}.$$

Результаты расчета траекторий в орбитальной плоскости системы с равными массами компонентов ($q = 1$) показаны на рис. 26. Как видно из рисунка, при малых начальных скоростях¹ все траектории частиц более или менее подобны и не зависят от угла их вброса в систему.

Из анализа траекторий можно заключить, что струя подходит достаточно близко к точечной массе, представляющей собой звезду 2 в приближении Роша. Минимальное достижимое расстояние $R_{\min}$ между траекторией отдельной частицы и центром звезды для систем с разным соотношением масс компонентов показано на рис. 2в [35]. В диапазоне $0,05 < q < 1$ величина $R_{\min}$ с точностью до 1 % может быть аппроксимирована выражением [38]

$$\frac{R_{\min}}{A} = 0,0488q^{-0,464}.$$

Для двойных систем, в которых радиус второго компонента $R_2 > R_{\min}$, струя вещества попадает непосредственно на поверхность звезды. В случае же, когда $R_2 < R_{\min}$, поток вещества огибает звезду и в конце концов пересекает сам себя в некоторой точке (см. траектории частиц на рис. 26). Следует отметить, что наличие в системе пересекающихся траекторий говорит о возникновении в ней сильного взаимодействия потоков газа, учет которого в рамках баллистического приближения не является корректным. Сложный характер взаимодействия струи с веществом межкомпонентной оболочки приводит к необходимости решения полной системы газодинамических уравнений для описания процесса переноса вещества в полуразделенных двойных. Примеры такого описания будут приведены в разделе 3, здесь же, следуя работам [35, 40], на качественном уровне рассмотрим картину течения, опираясь на анализ траекторий пробных частиц.

Рассмотрим угловой момент частицы после прохождения точки, в которой траектория пересекает саму себя. Учитывая, что точка пересечения траекторий пробных частиц расположена достаточно близко к звезде 2 и, следовательно, воздействием звезды 1 на поток вблизи точки столкновения можно пренебречь, будем считать, что угловой момент элемента газа относительно звезды 2 сохраняется. Поскольку для частицы с фиксированным угловым моментом, вращающейся вокруг точечной массы, минимальная энергия достигается на круговой орбите, то следует ожидать, что газ после столкновения образует вокруг звезды 2 кольцо с радиусом R_h . Газ в кольце вращается вокруг звезды 2 с азимутальной скоростью v_ϕ , которая в предположении отсутствия сил давления определяется из баланса между центробежной силой v_ϕ^2/r и гравитационным притяжением звезды GM_2/r^2 . Приравняв их, мы получаем газовое кольцо с кеплеровским законом вращения $v_K = (GM_2/r)^{1/2}$. Угловой момент в таком кольце возрастает в направлении от центра кольца как $\sim \sqrt{r}$.

Радиус исходного кольца R_h может быть оценен по методике работы Любова и Шу [35], согласно которой он определяется как расстояние до аккретора, на котором струя вещества имеет такую же тангенциальную скорость, как и частица на замкнутой периодической ор-

бите, проходящей через данную точку. Однако этот подход очень сложен для алгоритмизации. С хорошей степенью точности R_h можно также определить как точку, в которой тангенциальная скорость струи равняется тангенциальной скорости кольца. Если учесть наличие сил Кориолиса в системе, то можно получить еще более точное выражение. Так как в этом случае распределение скорости в кольце описывается законом

$$v_\phi^{\text{ring}} = \sqrt{\Omega^2 r^2 + v_K^2} - \Omega r,$$

то из условия $v_\phi^{\text{ring}}(R_h) = v_\phi^{\text{stream}}(R_h)$ получаем зависимость $R_h(q)$, совпадающую с рассчитанной в работе [35]. Зависимость R_h от q показана на рис. 2в.

Полученная зависимость угловой скорости вещества $\Omega_K = v_K/r$ от радиуса означает, что газ в кольце вращается дифференциально, т.е. в газовом потоке существуют не равные нулю сдвиговые напряжения. Наличие диссипативных процессов приводит к тому, что вращение частиц газа на внутренних орбитах будет замедляться, а на внешних орбитах, наоборот, ускоряться. В результате это приведет к перераспределению углового момента в кольце и оно расплывется в аккреционный диск.

Исследование физических процессов, протекающих в аккреционных дисках, представляет собой очень сложную задачу, и их описанию посвящено большое число монографий и оригинальных статей (см., например, [8, 37–46]). Мы не ставим перед собой цели последовательного изложения теории аккреционных дисков. Здесь мы лишь кратко коснемся основных физических явлений в аккреционных дисках. Отсылая читателя за деталями к специализированным работам по аккреционным дискам, в этом разделе мы лишь сообщим необходимый для понимания дальнейшего материала минимум знаний.

Толщина аккреционного диска зависит от баланса нагрева и охлаждения. Эффективное охлаждение приводит к геометрически тонкому диску. Если диск тонкий, то для его описания можно ввести поверхностную плотность Σ , т.е. массу вещества на единичной поверхности,

$$\Sigma = 2 \int_0^H \rho \, dz,$$

где H — полутолщина диска. Изменение поверхностной плотности Σ со временем и определит динамику аккреционного диска [38, 40, 44, 45, 47].

Наличие диссипативных процессов в диске приводит к возникновению радиального движения вещества по направлению к аккретору со скоростью v_{rad} . Уравнения, описывающие динамику тонкого диска, как правило, получают из полной системы трехмерных² газодинамических уравнений интегрированием по толщине диска в предположении, что диск является кеплеровским (т.е. $v_\phi = v_K = r\Omega_K = \sqrt{GM_2/r}$) и v_{rad} не зависит от z . Из закона сохранения массы на радиусе r следует, что

$$r \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} r v_{\text{rad}} \Sigma = 0. \quad (2)$$

¹ Величина скорости частицы здесь сравнивается с характерной орбитальной скоростью двойной системы $\sqrt{G(M_1 + M_2)/A}$.

² Полученные в таком подходе двумерные уравнения являются не вполне корректными (см. ниже сравнение систем уравнений (10) и (11)).

Из закона сохранения углового момента имеем

$$r \frac{\partial}{\partial t} \Sigma r^2 \Omega + \frac{\partial}{\partial r} r v_{\text{rad}} \Sigma r^2 \Omega = \mathcal{G}, \quad (3)$$

где

$$\mathcal{G} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial F}{\partial r},$$

F — момент вязкой силы на радиусе r ,

$$F = 2\pi r v \Sigma r \frac{\partial \Omega}{\partial r} r.$$

Здесь v — коэффициент кинематической вязкости, $r \partial \Omega / \partial r$ — сдвиговое напряжение.

Комбинируя (2) и (3), получим уравнения, описывающие временную эволюцию поверхностной плотности Σ и радиальной скорости v_{rad} для кеплеровского диска:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\sqrt{r} \frac{\partial}{\partial r} (v \Sigma \sqrt{r}) \right], \quad (4)$$

$$v_{\text{rad}} = - \frac{3}{\Sigma \sqrt{r}} \frac{\partial}{\partial r} v \Sigma \sqrt{r}. \quad (5)$$

Важным свойством уравнения (4) является его диффузионный тип. Это означает, что поверхностная плотность диска может изменяться на радиусе r только в вязкостной шкале времени

$$t_v(r) \sim \frac{r^2}{v}, \quad (6)$$

или, другими словами, радиальная скорость переноса вещества через диск пропорциональна $\sim r/t_v \sim v/r$.

С точки зрения физики, радиальный поток вещества в диске описывается диффузионным уравнением, а не просто уравнением движения, потому что газ не может аккрецироваться до тех пор, пока не избавится от избытка углового момента. Вязкость перераспределяет угловой момент в диске, отводя его от внутренних частей диска к наружным, что позволяет аккрецироваться внутренним частям диска.

Воспользуемся уравнением (4) и рассчитаем временную эволюцию поверхностной плотности для случая постоянной вязкости v . В начальный момент распределение поверхностной плотности описывается как возмущение (δ -функция) на половине радиуса диска. Временная эволюция для четырех моментов времени: $t = 1 \times 10^{-3} t_0$, $t = 2 \times 10^{-3} t_0$, $t = 4 \times 10^{-3} t_0$ и $t = 9 \times 10^{-3} t_0$ показана на рис. 3 (кривые 1–4 соответственно). Масштаб времени определялся по принятому значению вязкости v и радиусу диска R_d как $t_0 = R_d^2/v$. На рисунке 3 также показана v_{rad} (в единицах v/R_d) для тех же моментов. Как видно из представленных результатов расчетов, большая часть вещества кольца движется внутрь, теряя энергию и угловой момент. Небольшая часть вещества движется наружу, приобретая угловой момент. В результате первоначальное кольцо, как и следовало ожидать, расплывается в диск.

Судьба наружных слоев диска определяется тем, что диск в стационарном состоянии должен постоянно избавляться от избыточного углового момента. Если размеры диска велики, то приливные силы, действующие на диск со стороны звезды-компаньона, ограничивают его

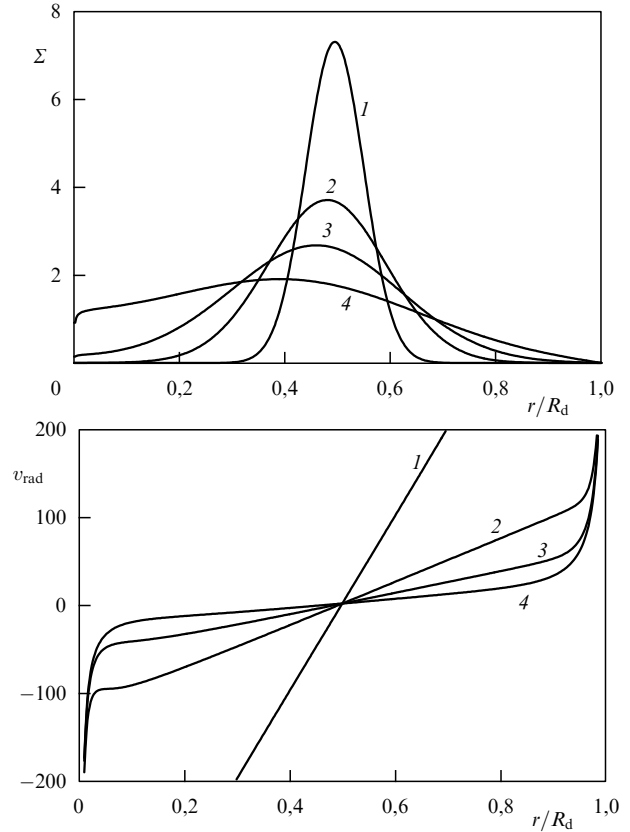


Рис. 3. Временная эволюция газового кольца под действием вязкости. Показано распределение поверхностной плотности Σ и радиальной скорости расплывания v_{rad} от радиуса r для четырех моментов времени (см. пояснение в тексте).

дальнейший рост и передают избыток углового момента диска в орбитальный момент двойной системы. Кроме того, избыток углового момента может передаваться от наружного края диска газу межкомпонентной оболочки, который в дальнейшем покидает систему (декреция вещества). Наряду с этими механизмами существуют и другие возможные механизмы отбора углового момента у вещества диска (такие как магнитный ветер, спиральные ударные волны и т.д.), которые также должны учитываться при анализе аккреционных дисков.

В направлении, перпендикулярном плоскости диска (вдоль оси z), структура диска определяется балансом между вертикальной составляющей градиента давления и z -компонентой силы тяжести звезды. В предположении, что масса диска пренебрежимо мала, имеем

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{GM_2}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right). \quad (7)$$

Для тонкого диска $z \ll r$ и, следовательно, уравнение (7) может быть приведено к виду

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{GM_2 \rho z}{r^3}. \quad (8)$$

Для оценок удобно использовать упрощенное выражение, полученное из (8) в предположении, что

$$\frac{\partial p}{\partial z} \approx \frac{p_0}{H}, \quad z \approx H, \quad c_s \approx \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}},$$

где индекс 0 соответствует значениям, взятым на экваториальной плоскости. В результате получаем выражение для полутолщины диска H в виде

$$H \simeq \sqrt{\frac{c_s^2}{GM_2/r^3}} = \frac{c_s}{v_K} r, \quad (9)$$

где c_s — скорость звука. В реальных астрофизических дисках на газовую частицу помимо сил гравитации и центробежной силы действуют также добавочные силы, например градиент давления. Это означает, что закон вращения в таких дисках может отличаться от кеплеровского. В этом случае динамика газовой частицы в диске определяется уравнением сохранения импульса в радиальном направлении и уравнением гидростатического равновесия в вертикальном направлении. В предположении аксиальной симметрии и политропного уравнения состояния газа диска соответствующая система уравнений может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{\text{rad}}}{\partial t} + v_{\text{rad}} \frac{\partial v_{\text{rad}}}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{v_\phi^2}{r}, \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial z}, \\ p &= K\rho^{1+1/n}. \end{aligned} \quad (10)$$

Как правило, для описания тонких дисков используется стандартная система усредненных по z "плоских" уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{\text{rad}}}{\partial t} + v_{\text{rad}} \frac{\partial v_{\text{rad}}}{\partial r} + \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial \Pi}{\partial r} &= -\frac{\partial \Phi_0}{\partial r} + \frac{v_\phi^2}{r}, \\ \Pi &= K_1 \Sigma^{1+1/n_1}, \end{aligned} \quad (11)$$

где Σ , как обычно, — поверхностная плотность, Π — "плоское" давление,

$$\Pi = 2 \int_0^H p \, dz,$$

K и K_1 — некоторые константы. В системе (11) Φ_0 обозначает первый член разложения потенциала Φ по переменной z в окрестности экваториальной плоскости (штрих обозначает дифференцирование по z):

$$\Phi = \Phi_0(r) + \frac{1}{2} \Phi_0''(r) z^2 + \dots,$$

n_1 — "плоский" индекс политропы.

Однако системы уравнений (10) и (11) в общем случае не являются эквивалентными [48, 49]. Действительно, из второго уравнения системы (10) следует, что функция

$$\chi = \Phi + \int \frac{dp}{\rho}$$

зависит только от r и, следовательно, плотность ρ может быть записана как

$$\rho = \left(\frac{\chi(r) - \Phi_0(r) - (1/2)\Phi_0''(r)z^2}{K(n+1)} \right)^n.$$

Интегрируя выражение для плотности по z от $-H$ до H и учитывая, что полутолщина диска в данном случае

определяется как $H = \sqrt{2(\chi - \Phi_0)/\Phi_0''}$, получаем соотношение между χ и Σ :

$$\chi(r) = \Phi_0(r) + C(r) \Sigma^{2/(2n+1)},$$

где

$$C(R) \sim [\Phi_0''(R)]^{1/(2n+1)}.$$

Для того чтобы получить "плоское" уравнение импульса в радиальном направлении с правильным усреднением, нужно продифференцировать $\chi(r)$ по r . В результате получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{\text{rad}}}{\partial t} + v_{\text{rad}} \frac{\partial v_{\text{rad}}}{\partial r} + \frac{2}{2n+1} C(r) \Sigma^{-(2n-1)/(2n+1)} + \\ + \frac{dC}{dr} \Sigma^{2/(2n+1)} = -\frac{\partial \Phi_0}{\partial r} + \frac{v_\phi^2}{r}. \end{aligned} \quad (12)$$

Это уравнение отличается от соответствующего уравнения системы (11), которое может быть записано в виде

$$\frac{\partial v_{\text{rad}}}{\partial t} + v_{\text{rad}} \frac{\partial v_{\text{rad}}}{\partial r} + K_1 \frac{n_1 + 1}{n_1} \Sigma^{-(n_1-1)/n_1} = -\frac{\partial \Phi_0}{\partial r} + \frac{v_\phi^2}{r}. \quad (13)$$

Видно, что уравнение (12) отличается от стандартного уравнения (13) не только наличием дополнительного члена с dC/dr , но и разными показателями степени при Σ в члене, описывающем градиент давления, если для полной и "плоской" модели используются одинаковые индексы политропы $n_1 = n$. Выявленное различие исчезает лишь в изотермическом случае³, что соответствует $n \rightarrow \infty$, так как при этом $dC/dr \rightarrow 0$. Для рассмотренного выше осесимметричного политропного случая диск может быть описан в "плоской" постановке с модифицированным уравнением импульса (12).

Модифицированные "плоские" уравнения для неосесимметричного политропного случая [49] чрезвычайно сложны для анализа, поэтому для описания аккреционных дисков во внешнем гравитационном поле предпочтительным является использование полных трехмерных уравнений. Что касается более общего случая, в котором вещество диска не описывается баротропным уравнением состояния⁴, а имеет вид $p = p(\rho, \varepsilon)$, то вопрос о возможности получения корректной замкнутой системы "плоских" уравнений остается открытым [49]. Следует отметить, что важность трехмерного подхода существенно возрастает еще и потому, что для толстых дисков усредненное "плоское" рассмотрение в принципе невозможно.

Ключевую роль в физике аккреционных дисков играют диссипативные вязкостные процессы. Рассмотрим равновесную газовую конфигурацию вблизи гравитирующего центра. Наличие диссипативных процессов приводит к перераспределению углового момента и, как следствие, к появлению радиальных движений вещества. Если угловой момент теряется системой или отводится наружу, то вещество начинает двигаться к гравитирующе-

³ Следует отметить, что аналогичное рассмотрение для случая самогравитирующего диска показывает справедливость стандартных "плоских" уравнений тоже только в одном случае — при $n = 1$ [49].

⁴ Например, уравнение состояния идеального газа $p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$.

шему центру, что рано или поздно приведет к аккреции. Таким образом, можно утверждать, что только наличие диссипативных процессов превращает исходную равновесную газовую конфигурацию в аккреционный диск.

Источник вязкости в дифференциально вращающихся газовых дисках окончательно не установлен, поэтому широкое распространение получила феноменологическая теория α -диска. Эта теория основывается на введенной в работах [41, 42] параметризации коэффициента кинематической вязкости в виде

$$\nu = \alpha c_s H, \quad (14)$$

где α — безразмерный параметр.

Для разработки корректной модели аккреционного диска требуются данные о величине вязкости ν (или, что эквивалентно, коэффициента α). Некоторые сведения о диапазоне возможных значений α в аккреционных дисках могут быть получены из наблюдений. Достаточно надежные экспериментальные оценки показывают, что $\alpha \sim 0,01 - 1$ (см., например, [50–53]). Совершенно очевидно, что эти значения много больше величины, соответствующей молекулярной вязкости ($\alpha \sim 10^{-11}$), следовательно, необходимо найти физические механизмы, обеспечивающие столь высокую вязкость в аккреционных дисках.

2.2. Температура аккреционных дисков

Целью настоящего раздела является исследование возможного диапазона температур аккреционных дисков для различных темпов аккреции $\dot{\mathcal{M}}$, т.е. получение зависимости $T(\dot{\mathcal{M}})$.

2.2.1. Основные уравнения. Как было показано в разделе 2.1, вертикальная структура аккреционного диска определяется равновесием между вертикальной компонентой гравитационной силы и градиентом (вертикальным) давления. Это, в свою очередь, определяется балансом процессов нагрева и охлаждения газа. Процесс нагрева связан с вязкостной диссипацией кинетической энергии, а также с объемным радиационным нагревом, который, в свою очередь, вызван излучением центрального объекта. Процесс охлаждения обусловлен несколькими механизмами: объемным радиационным охлаждением, лучистой теплопроводностью, конвекцией. Если предположить, что адвективные члены, а также члены, связанные с адиабатическим нагревом/охлаждением, малы, то стационарное уравнение энергии

$$Q^+ - Q^- = 0 \quad (15)$$

может быть записано следующим образом.

1. Для оптически тонкого случая, в котором Q^+ определяется объемным радиационным нагревом и вязкостным нагревом, а Q^- — объемным радиационным охлаждением:

$$Q_{\text{visc}}^+(\rho, T) + n^2 [\Gamma(T, T_{\text{wd}}) - \Lambda(T)] = 0. \quad (15a)$$

Здесь $\Gamma(T, T_{\text{wd}})$ — функция радиационного нагрева, зависящая от температуры газа T и температуры центрального объекта (белого карлика) T_{wd} , $\Lambda(T)$ — функция радиационного охлаждения, $Q_{\text{visc}}^+(\rho, T)$ — вязкостный нагрев.

2. Для оптически толстого случая Q^+ определяется вязкостным нагревом, а Q^- — лучистой теплопроводностью⁵ и конвекцией в вертикальном направлении:

$$Q_{\text{visc}}^+(\rho, T) - \frac{\partial F_{\text{rad}}}{\partial z} - \frac{\partial F_{\text{conv}}}{\partial z} = 0. \quad (15b)$$

Здесь F_{rad} и F_{conv} — радиационный и конвективный потоки энергии.

Для определения функций, входящих в уравнения (15a) и (15b), нам потребуются: уравнение неразрывности

$$-\dot{\mathcal{M}} = 2\pi \int r \rho v_r dz = \text{const}, \quad (16)$$

уравнение баланса углового момента $\lambda \equiv r^2 \Omega_K$ в радиальном направлении,

$$\frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r \lambda) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \rho r^2 \frac{\partial \Omega_K}{\partial r} \right), \quad (17)$$

из которого следует, что

$$|v_r| = -\nu \frac{\partial \Omega_K}{\partial r} \Omega_K^{-1} r^{-1} \simeq \nu r^{-1}, \quad (18)$$

и выражение для вязкостного нагрева

$$Q_{\text{visc}}^+ = \rho \nu \left(r \frac{\partial \Omega_K}{\partial r} \right)^2. \quad (19)$$

Здесь $\Omega_K = \sqrt{GM/r^3}$ — угловая скорость вращения кеплеровского диска, M — масса центрального объекта, ρ — плотность вещества, v_r — радиальная скорость, ν — коэффициент кинематической вязкости. Как было отмечено выше, молекулярная вязкость не может дать необходимого значения диссипации, поэтому обычно считают, что диссипативные процессы связаны с турбулентной вязкостью или магнитной вязкостью.

Для определения вертикального градиента давления воспользуемся уравнением гидростатического равновесия в вертикальном направлении:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{GM}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right) \simeq -\Omega_K^2 z, \quad (20)$$

а также уравнением состояния идеального газа с излучением

$$P = \rho \mathcal{R} T + \frac{1}{3} a T^4.$$

Здесь, как обычно, P — давление, T — температура, $\mathcal{R}$ — газовая постоянная, a — радиационная константа. Все уравнения записаны в цилиндрической системе координат (r, z) .

2.2.2. Метод решения. Для определения зависимости $T(\dot{\mathcal{M}})$ необходимо использовать уравнения (16), (18), а также выражения для коэффициента вязкости ν . Воспользуемся выражением для ν , предложенным в работах

⁵ Молекулярной теплопроводностью пренебрегаем ввиду ее малости по сравнению с лучистой.

[41, 42]: $v = \alpha c_s H$, где H — полутолщина диска, $c_s \simeq \sqrt{\mathcal{R}T + (1/3)aT^4/\rho}$. Если пренебречь зависимостью плотности от z и использовать среднее по высоте значение $\bar{\rho}$ (в дальнейшем будем обозначать эту величину просто как ρ), то интегрирование уравнения (20) дает следующее выражение для полутолщины диска H :

$$H = c_s \Omega_K^{-1}.$$

Значение c_s будем определять по температуре в экваториальной плоскости диска $z = 0$, что является достаточно корректным ввиду неопределенности параметра α . В результате получим уравнение, связывающее $\dot{\mathcal{M}}$, $T|_{z=0}$ и ρ при заданных r и α :

$$\dot{\mathcal{M}} = 2\pi\alpha\Omega_K^{-2}\rho c_s^3 = 2\pi\alpha\Omega_K^{-2}\left(\mathcal{R}T\rho^{2/3} + \frac{1}{3}aT^4\rho^{-1/3}\right)^{3/2}. \quad (21)$$

Уравнение (21) сводится к кубическому относительно переменной $\rho^{1/3}$ уравнению и имеет две ветви решения: либо один отрицательный действительный и два комплексных корня, либо три действительных, из которых один является отрицательным. По физическому смыслу плотности значимы лишь положительные действительные корни. Для существования этих корней необходимо выполнение условия

$$\dot{\mathcal{M}} > \frac{\sqrt{3}\pi\sqrt{\mathcal{R}}\alpha T^{9/2}}{\Omega_K^2}, \quad (22)$$

которое дает минимальное значение темпа аккреции при заданных T , r , α . При выводе условия (22) использовалось уравнение состояния, учитывающее давление излучения.

Эта оценка также может быть записана в виде

$$T < 7 \times 10^5 \left(\frac{r}{R_{\text{wd}}}\right)^{-2/3} \left(\frac{\dot{\mathcal{M}}}{10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}}\right)^{2/9} \left(\frac{\alpha}{0,1}\right)^{-2/9} [\text{K}],$$

где $R_{\text{wd}} = 10^9$ см — радиус аккректора — белого карлика.

Рассмотрим условие (22) для наружных частей аккреционного диска. Примем, что $r = A/5$, где A — расстояние между компонентами двойной системы, $A = 1,42R_\odot$, что соответствует IP Reg, тогда

$$\dot{\mathcal{M}} > 10^{-9} \left(\frac{T}{10^5 \text{ K}}\right)^{9/2} \left(\frac{\alpha}{0,1}\right) [M_\odot \text{ год}^{-1}]. \quad (23)$$

Если условие (22) выполнено, то корни уравнения (21), связывающего ρ , T и $\dot{\mathcal{M}}$ при заданных r и α , могут быть записаны в виде

$$\rho = (\mathcal{R}T)^{-3/4} \left(\frac{\dot{\mathcal{M}}\Omega_K^2}{2\pi\alpha}\right) \sin^3 \left[\frac{1}{3} \arcsin \left(\sqrt{\mathcal{R}} a T^{9/2} \frac{2\pi\alpha}{\dot{\mathcal{M}}\Omega_K^2} \right) \right],$$

$$\rho = (\mathcal{R}T)^{-3/4} \left(\frac{\dot{\mathcal{M}}\Omega_K^2}{2\pi\alpha}\right) \times$$

$$\times \cos^3 \left[\frac{1}{3} \arcsin \left(\sqrt{\mathcal{R}} a T^{9/2} \frac{2\pi\alpha}{\dot{\mathcal{M}}\Omega_K^2} \right) + \frac{\pi}{6} \right],$$

где для простоты опущены числовые множители $\sqrt{3}/2 \simeq 1$. Первый из корней уравнения (21) соответствует так называемым дискам с преобладанием давления излучения: $\beta = (1/3)aT^4/\rho\mathcal{R}T > 1$, а второй — дискам с преобладанием газового давления: $\beta < 1$.

Эти формулы описывают две ветви двухпараметрической зависимости $\rho(\dot{\mathcal{M}}, T)$. Для достижения поставленной задачи, т.е. для расчета зависимости $T(\dot{\mathcal{M}})$, необходимо использование дополнительного уравнения — уравнения теплового баланса (15). Как следует из раздела 2.2.1, уравнение (15) имеет разный вид, зависящий от оптической толщины диска, следовательно, для дальнейшего анализа нам потребуется вычислить оптическую толщину.

2.2.3. Оптическая толщина. Оптическая толщина τ определяется произведением коэффициента поглощения κ_{abs} , плотности и геометрической толщины слоя: $\tau = \kappa_{\text{abs}} \rho l$. Для дисковой аккреции определяющим параметром является отношение геометрической толщины слоя, на котором достигается значение $\tau = 1$, к полутолщине диска: $l^{\tau=1}/H$. После несложных преобразований получим

$$\frac{l^{\tau=1}}{H} = \frac{2\pi\alpha}{\kappa_{\text{abs}}\dot{\mathcal{M}}} c_s^2 \Omega_K^{-1}. \quad (24)$$

Коэффициент поглощения κ_{abs} сложным образом зависит от T и ρ (а также от степени ионизации, химического состава и т.д.). В данном обзоре мы примем простую аппроксимацию для $\kappa_{\text{abs}}(T, \rho)$ [14, 54, 55]:

$$\kappa_{\text{abs}}(T, \rho) = \begin{cases} \kappa_1 \rho^{2/3} T^3, & \kappa_1 = 10^{-8}, \\ \kappa_2 \rho^{1/3} T^{10}, & \kappa_2 = 10^{-36}, \\ \kappa_3 \rho T^{-5/2}, & \kappa_3 = 1,5 \times 10^{20}, \\ \kappa_4, & \kappa_4 = 0,348. \end{cases}$$

Согласно [55], эти четыре подобласти соответствуют рассеянию на молекулярном водороде, атомарном водороде, свободно-свободным и свободно-связанным переходам, а также томпсоновскому рассеянию. Границы подобластей, на которых происходят переходы от одного выражения к другому, определяются условием равенства значений κ_{abs} , вычисленных по этим выражениям. Графики зависимости κ_{abs} от T и ρ приведены на рис. 4. Видны области с $d\kappa_{\text{abs}}/dT > 0$, в которых может развиваться тепловая неустойчивость, когда зависимость между поверхностной плотностью и температурой диска изображается S-кривой на плоскости (Σ, T_{eff}) . Тепловая неустойчивость часто привлекается для объяснения всплеск карликовых новых (см., например, [52, 56]), однако видно, что это справедливо лишь для достаточно холодных дисков.

Вернемся к уравнению (21). Примем $\alpha = 0,1$, $r = A/5$ и рассмотрим диски с преобладанием газового давления, для которых $\beta = (1/3)aT^4/\rho\mathcal{R}T < 1$. На рисунке 5а в плоскости $(T, \dot{\mathcal{M}})$ штриховкой показана область, соответствующая всем возможным решениям для рассмат-

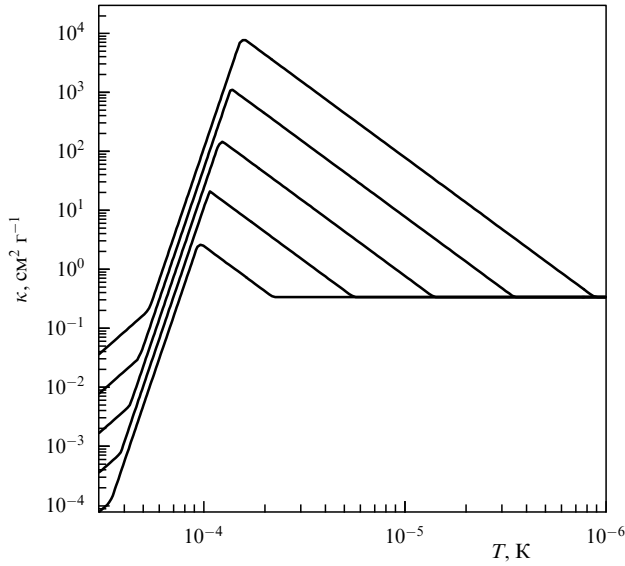


Рис. 4. Зависимость $\kappa_{\text{abs}}(T)$ для значений $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (сверху вниз) [55].

риваемых дисков. Штриховая линия соответствует условию (23) существования решения уравнения (21) — в области, лежащей ниже этой линии, решения отсутствуют. Сплошной линией показана граница между оптически толстыми и оптически тонкими решениями: горизонтальной штриховкой показана область оптически толстых дисков, а вертикальной — оптически тонких. Аналогичное рассмотрение для дисков с преобладанием давления излучения ($\beta > 1$) представлено на рис. 5б.

Из рисунка 5а видно, что при реалистичных значениях $\dot{M} \in [10^{-12}, 10^{-7}] M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ диски с преобладанием газового давления являются преимущественно оптически толстыми, хотя при малых $\dot{M}$ возможны решения, отвечающие оптически тонким холодным дискам. Из

рисунка 5б следует, что диски с преобладанием давления излучения преимущественно оптически тонкие и лишь при высоких значениях $\dot{M}$ возможно существование оптически толстых горячих дисков.

2.2.4. Оптически толстые диски. В разделе 2.2.2 было выведено уравнение (21), связывающее $\dot{M}$, T и ρ при заданных r и α . Использование дополнительного уравнения — уравнения теплового баланса (15) — позволяет сократить число неизвестных и получить искомую связь между $\dot{M}$ и T .

Вертикальное распределение температуры в оптически толстых дисках описывается уравнением лучистой теплопроводности с источником, обусловленным вязкостным нагревом (156), которое может быть записано как

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\kappa_{\text{abs}} \rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{3} a c T^4 \right) \right] + \rho \alpha c_s^2 \Omega_K, \quad (25)$$

где e — удельная внутренняя энергия, c — скорость света. Для решения уравнения (25) необходимо задать граничные условия. Вследствие симметрии задачи производная температуры на экваториальной плоскости должна равняться нулю, т.е. $T'|_{z=0} = 0$. Значение температуры на верхней границе диска определяется из условия $\Gamma(T_*, T_{\text{wd}}) = \Lambda(T_*)$. Функции $\Gamma(T, T_{\text{wd}})$ и $\Lambda(T)$ имеют сложную форму, но они хорошо известны (см., например, [57–59]). Температура, определенная из равенства этих функций (для температуры центрального объекта — белого карлика, — равной $T_{\text{wd}} = 70000 \text{ K}$), имеет значение $T(H) = T_* = 13600 \text{ K}$.

Решение уравнения (25) выходит на стационарный режим, когда характерное время теплопроводности

$$t_{\text{diff}} \simeq \frac{\mathcal{R} \kappa_{\text{abs}} \rho^2 H^2}{a c T^3}$$

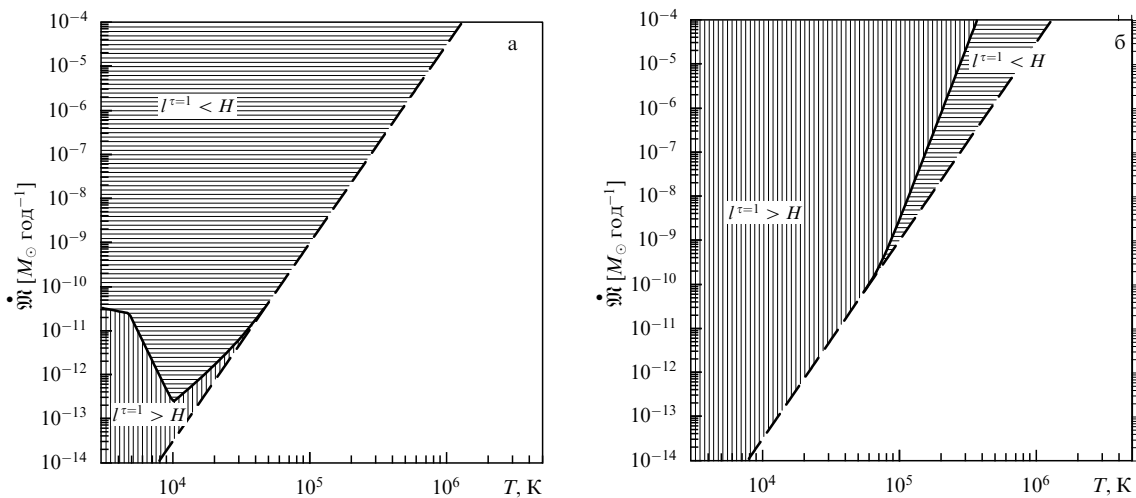


Рис. 5. (а) Решения уравнения (21) для дисков с преобладанием газового давления на плоскости $(T, \dot{M})$ для $\alpha = 0,1$ и $r = A/5$. Горизонтальной штриховкой показаны оптически толстые диски, вертикальной — оптически тонкие; граница между этими областями обозначена сплошной линией. Штриховая линия отражает условие (23) существования решения уравнения (21) — в области, лежащей ниже этой линии, решения отсутствуют. (б) То же, что и на рис. а, для дисков с преобладанием давления излучения.

становится сравнимым с временем вязкостного нагрева

$$t_{\text{heat}} \simeq \frac{\mathcal{R}T}{\alpha c_s^2 \Omega_K} \simeq \alpha^{-1} \Omega_K^{-1}.$$

Отметим, что для стационарного случая уравнение (25) может быть проинтегрировано аналитически. Обозначим $U = T^4$, $U_* = T_*^4$, $U_0 = U|_{z=0}$ и снова положим, что ρ не зависит от z , тогда

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\kappa_{\text{abs}} \rho} \frac{d}{dz} \left(\frac{ac}{3} U \right) \right] = -\rho \alpha c_s^2 \Omega_K.$$

После интегрирования по z получим

$$\frac{1}{\kappa_{\text{abs}} \rho} \frac{d}{dz} \left(\frac{ac}{3} U \right) = -\rho \alpha c_s^2 \Omega_K z,$$

константа интегрирования равна нулю в силу $U'|_{z=0} = 0$. Для удобства анализа преобразуем последнее уравнение как

$$\frac{1}{\kappa_{\text{abs}}} \frac{dU}{dz} \equiv \frac{dB}{dz} = -\frac{3}{ac} \rho^2 \alpha c_s^2 \Omega_K z,$$

где функция $B(U)$, которая находится из дифференциального уравнения

$$\frac{dB}{dU} = \frac{1}{\kappa_{\text{abs}}(U, \rho)},$$

для фиксированного ρ может быть выписана в аналитическом виде. Интегрируя последнее уравнение по z , получим

$$B(U) = B(U_*) + \frac{3}{2ac} \rho^2 \alpha c_s^2 \Omega_K (H^2 - z^2),$$

или для $z = 0$

$$B(U_0) = B(U_*) + \frac{3}{2ac} \rho^2 \alpha c_s^2 \Omega_K H^2.$$

С учетом выражений

$$c_s^2 = \left(\mathcal{R} U_0^{1/4} + \frac{1}{3} \frac{a U_0}{\rho} \right),$$

$$H^2 = \left(\mathcal{R} U_0^{1/4} + \frac{1}{3} \frac{a U_0}{\rho} \right) \Omega_K^{-2}$$

получаем алгебраическое уравнение для U_0

$$B(U_0) = B(U_*) + \frac{3}{2ac} \rho^2 \alpha \Omega_K^{-1} \left(\mathcal{R} U_0^{1/4} + \frac{1}{3} \frac{a U_0}{\rho} \right)^2.$$

Последнее уравнение определяет в неявной форме зависимость $U_0(\rho)$, т.е. $T(\rho)$. Вынося $\mathfrak{M}$ через ρ и T , получаем зависимость $\mathfrak{M}(\rho) = \mathfrak{M}(T(\rho), \rho)$, что и дает искомую зависимость $T(\mathfrak{M})$ в параметрическом виде. Формально решение было получено и в оптически тонких областях, однако в силу сделанных предположений эти точки отбрасывались.

Рассмотрим графическое представление результатов решения этого уравнения. На рисунке 6а звездочками

показана зависимость $T(\mathfrak{M})$ для $\alpha = 1$ и $r = A/5$. Как и на рис. 5, штриховая линия ограничивает снизу область существования решения уравнения (21), а сплошная линия разделяет области оптически тонких и оптически толстых дисков. На рисунке 6б, в приведены решения для $\alpha = 0,1$ и $\alpha = 0,01$ соответственно. На рисунке 6г показана зависимость темпа аккреции от толщины диска. Видно, что все полученные диски являются геометрически тонкими, т.е. $H \ll r$.

Лучистая теплопроводность не является единственным механизмом передачи выделенного тепла в оптически тонкие области. При определенных условиях существенную роль может играть конвекция. Без учета давления излучения конвективный поток может быть записан в виде [60, 61]

$$F_{\text{conv}} = c_p \rho \left(\frac{|g|}{T} \right)^{1/2} \frac{l^2}{4} [\Delta(\nabla T)]^{3/2},$$

$$\Delta(\nabla T) = -\frac{T}{c_p} \frac{\partial S}{\partial z}.$$

Здесь c_p — теплоемкость при постоянном давлении, $S = \mathcal{R} \ln(T^{3/2}/\rho)$ — удельная энтропия, $g = -\Omega_K^2 z$ — гравитационное ускорение, l — длина перемешивания, которая принимается равной $l = \alpha H$. Для определения вертикального распределения температуры с учетом конвекции мы должны теперь решать уравнение

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\kappa_{\text{abs}} \rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{3} ac T^4 \right) \right] - \frac{\partial F_{\text{conv}}}{\partial z} + \rho \alpha c_s^2 \Omega_K \quad (26)$$

с теми же граничными условиями, что и для уравнения (25). Уравнение (26) уже не допускает простого аналитического решения, и оно решалось численно методом установления. Решение этого уравнения обозначено на рис. 6а–г квадратиками. Видно, что учет конвекции играет роль только для случая $\alpha \simeq 1$.

Суммируя результаты приведенного анализа, можно утверждать, что в оптически толстом случае при малых $\mathfrak{M}$ диск имеет постоянную температуру $T = T_* = 13600$ К, а при больших $\mathfrak{M}$ температура диска возрастает как $T \propto \mathfrak{M}^{1/3}$. Таким образом, для реалистичных параметров аккреционных дисков в тесных двойных $\mathfrak{M} \simeq (10^{-12} - 10^{-7}) M_\odot \text{ год}^{-1}$, $\alpha \simeq 10^{-1} - 10^{-2}$, температура газа диска во внешних частях ($r \simeq A/5 - A/10$) лежит в диапазоне от $\sim 10^4$ К до $\sim 10^6$ К.

Решая уравнение (25) для различных r , мы можем также вычислить зависимости $T(r)$ и $\rho(r)$. Анализ полученных результатов показывает, что $T \propto r^{-0,8}$, $\rho \propto r^{-1,8}$, что находится в хорошем соответствии с результатом $T \propto r^{-3/4}$ из работы Шакуры и Сюняева [42].

2.2.5. Оптически тонкие диски. Температура диска в этом случае определяется балансом между радиационным нагревом $\Gamma(T, T_{\text{wd}})$ и вязкостным нагревом (19), с одной стороны, и радиационным охлаждением $\Lambda(T)$, с другой.

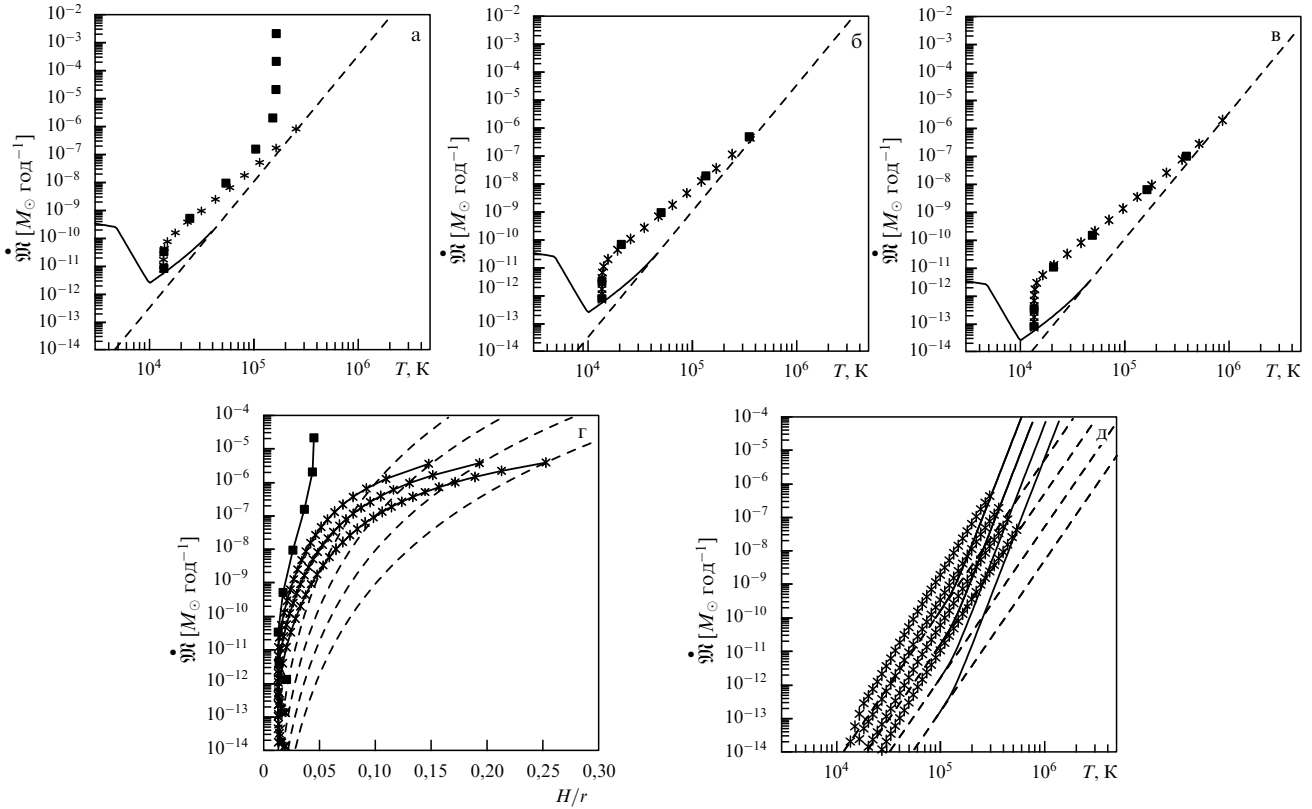


Рис. 6. (а) Решения уравнения (25) для оптически толстого диска (звездочки) при $\alpha = 1$ и $r = A/5$ и решения уравнения (26) с учетом конвекции (квадраты), штриховая линия ограничивает снизу область существования решения уравнения (21), сплошная линия разделяет области оптически тонких и оптически толстых дисков. (б) То же, что и на рис. а, при $\alpha = 0.1$. (в) То же, что и на рис. а, при $\alpha = 0.01$. (г) Диск с преобладанием газового давления. Сплошными кривыми показаны возможные состояния диска на плоскости $H/r - \dot{M}$ для $r = A/5$. Кривые со звездочками — решения уравнения (25), учитывающего лучистую теплопроводность и вязкостный нагрев для $\alpha = 0.1, \alpha = 10^{-2}, \alpha = 10^{-3}$ (сверху вниз). Кривая с квадратиками — решение уравнения (26), учитывающего лучистую теплопроводность, конвекцию и вязкостный нагрев для $\alpha = 1$. Штриховые кривые ограничивают снизу область существования решения уравнения (21) для $\alpha = 1, \alpha = 0.1, \alpha = 10^{-2}, \alpha = 10^{-3}$ (сверху вниз). (д) Решения для оптически тонкого диска (звездочки) для $\alpha = 1, \alpha = 0.1, \alpha = 10^{-2}, \alpha = 10^{-3}$ (сверху вниз) и $r = A/20$. Штриховые линии ограничивают снизу область существования решения уравнения (21), сплошные линии разделяют области оптически тонких и оптически толстых дисков.

Уравнение теплового баланса (15а), которое может быть записано в виде

$$\rho \alpha c_s^2 \Omega_K + \rho^2 m_p^2 (\Gamma(T, T_{\text{wd}}) - A(T)) = 0,$$

сводится к квадратному относительно ρ уравнению

$$\alpha \left(\rho R T + \frac{1}{3} a T^4 \right) \Omega_K + \rho^2 m_p^{-2} (\Gamma(T, T_{\text{wd}}) - A(T)) = 0.$$

Решая это уравнение при фиксированных r и α , получаем зависимость $\rho(T)$, а затем — зависимость $T(\dot{M})$. Формально решение получено и в оптически толстых областях, однако в силу сделанных предположений эти точки отбрасываются.

Анализ, приведенный в разделе 2.2.3, показывает, что диски с преобладанием газового давления преимущественно являются оптически толстыми и лишь при малых $\dot{M}$ возможны решения, отвечающие оптически тонким дискам. Диски же с преобладанием давления излучения преимущественно оптически тонкие. Преобладание давления излучения возможно лишь во внутренних

частях диска, поэтому дальнейший анализ будет проведен для случая $r = A/20$, что для типичной карликовой новой IP Peg соответствует пяти радиусам аккректора — белого карлика.

Результаты расчетов приведены на рис. 6д, где звездочками обозначены зависимости $T(\dot{M})$ для $\alpha = 1, \alpha = 0.1, \alpha = 10^{-2}, \alpha = 10^{-3}$ (сверху вниз) и $r = A/20$. Полученные в этих решениях диски являются геометрически толстыми, т.е. $H \simeq r$. Отметим, что исходные предположения модели ограничивают ее применимость лишь случаем геометрически тонких дисков, поэтому решения для геометрически толстых дисков являются формальными.

Анализ основных процессов нагрева и охлаждения вещества в аккреционных дисках двойных систем показал, что для реалистичных параметров аккреционных дисков в тесных двойных ($\dot{M} \simeq 10^{-12} - 10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$ и $\alpha \simeq 10^{-1} - 10^{-2}$) температура газа во внешних частях диска лежит в диапазоне от 10^4 К до $\sim 10^6$ К.

3. Волны в аккреционных дисках

Для корректного описания газодинамики вещества в полуразделенных двойных системах необходимо решать полную систему трехмерных уравнений. К сожалению, реализация этой задачи долгое время была ограничена развитием вычислительной техники, и поэтому для анализа структуры течения использовались двумерные модели. В последние пятнадцать лет, начиная с работ [62–64], появилась возможность численного исследования газодинамики переноса вещества в рамках более реалистичных трехмерных моделей. В этом разделе представлен обзор результатов трехмерного численного исследования картины течения в полуразделенных двойных системах, полученных в работах [65–72]. Используемый метод TVD (Total Variation Diminishing) решения системы газодинамических уравнений позволяет рассматривать морфологию газовых потоков в системе, несмотря на наличие значительных градиентов плотности. Газодинамика перетекания вещества в полуразделенной системе исследовалась на больших временных

интервалах, что позволило рассмотреть основные особенности картины течения в установившемся (стационарном) режиме.

3.1. Ударные волны

Анализ основных процессов нагрева и охлаждения вещества в аккреционных дисках двойных систем, приведенный в разделе 2.2, показывает, что для реалистичных параметров аккреционных дисков температура газа во внешних частях диска находится в диапазоне от 10^4 К до $\sim 10^6$ К. Это означает, что в рассматриваемых двойных системах могут формироваться как горячие, так и холодные аккреционные диски.

Рассмотрим газодинамику вещества в двойных системах с горячими дисками. Эти решения были получены для случаев, в которых температура внешних частей аккреционного диска составляла $\sim (100–200) \times 10^3$ К.

Представление о морфологии течения в рассматриваемых системах можно получить из рис. 7а, б. Распределение плотности и векторов скорости в экваториальной плоскости системы приведено на рис. 7а, поле

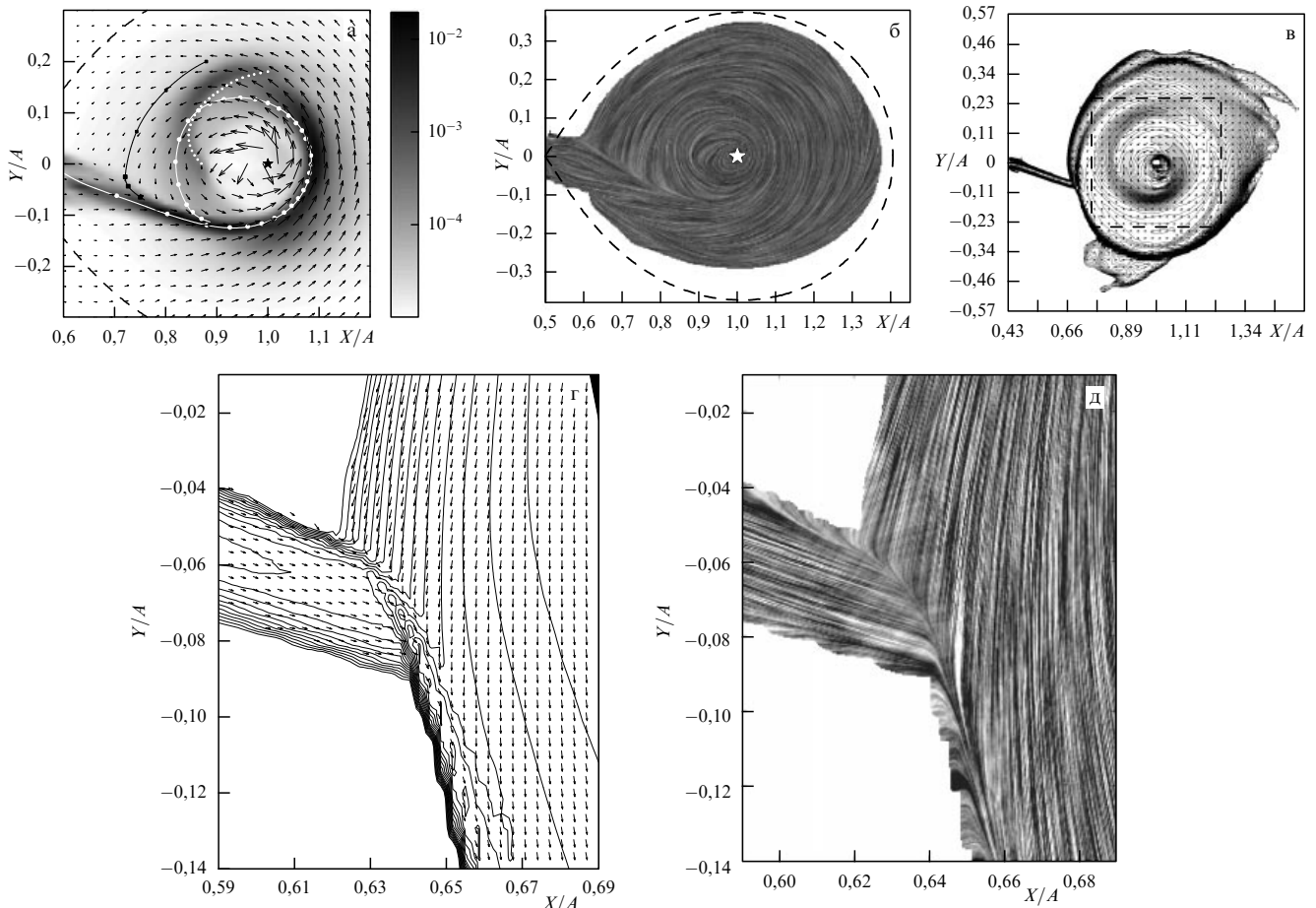


Рис. 7. (а) Распределение плотности и векторов скорости в экваториальной плоскости системы для решения с горячим аккреционным диском. Координаты X и Y представлены в единицах расстояния A между компонентами. Аккректор обозначен звездочкой. Штриховые кривые — границы полости Роша. Линия тока, ограничивающая аккреционный диск, показана светлой кривой с кружками. Линия тока, проходящая через ударную волну на краю струи, обозначена темной кривой с квадратами. Значки (кружки и квадратики) большего размера на линиях тока соответствуют области расположения ударной волны. Пунктирной светлой кривой обозначен рукав приливной спиральной ударной волны. (б) Визуализация поля скорости в экваториальной плоскости системы. Координаты X и Y представлены в единицах расстояния A между компонентами. Аккректор обозначен звездочкой. Штриховой кривой показана граница полости Роша. (в) Распределение плотности и векторов скорости в экваториальной плоскости системы для решения с холодным аккреционным диском. (г, д) Изолинии плотности и вектора скорости (г) и визуализация поля скоростей (д) в области взаимодействия струи и околодискового гало в экваториальной плоскости системы для решения с холодным аккреционным диском.

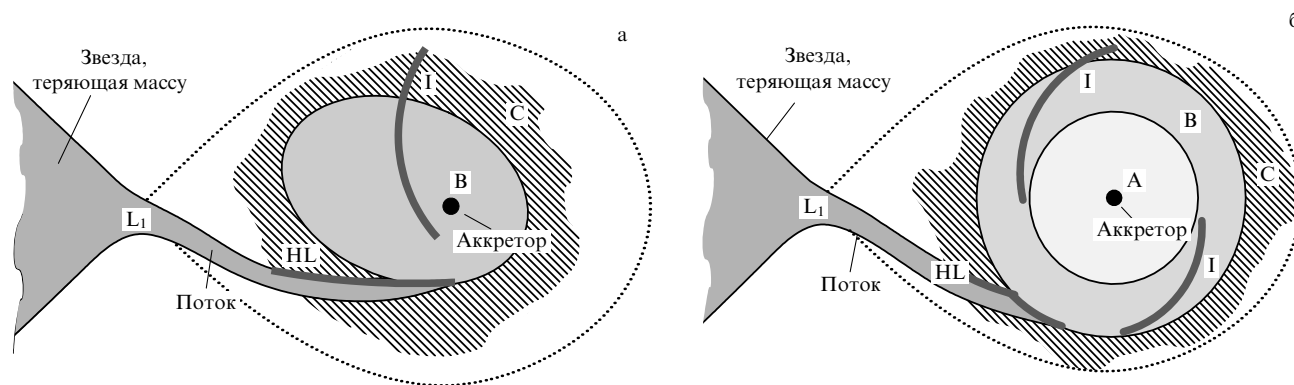


Рис. 8. Схематическое изображение основных особенностей картины течения вещества в полуразделенных двойных системах при высокой (а) и низкой (б) температуре газа. Зоны А и В — аккреционные диски, С — околодисковое гало, HL — горячая линия, I — рукава приливной спиральной ударной волны, L_1 — точка либрации. Пунктирной кривой показана эквипотенциаль Роша, проходящая через внутреннюю точку Лагранжа.

скоростей с помощью треков множества частиц представлено на рис. 7б. На рисунке 7а также показаны ограничивающая аккреционный диск линия тока (светлая линия с кружками) и линия тока, проходящая через ударную волну на краю струи (темная линия с квадратиками). Согласно монографии [37], газодинамика течения вещества в полуразделенной двойной системе определяется наличием струи вещества из L_1 , квазиэллиптическим аккреционным диском, околодисковым гало и межкомпонентной оболочкой. Введенная классификация основных элементов картины течения основывается на их физических свойствах: 1) если движение газа не определяется гравитационным полем аккректора, то тогда он образует межкомпонентную оболочку, заполняющую пространство между компонентами; 2) если газ обращается вокруг аккректора и затем смешивается с веществом струи, то тогда он не принадлежит диску, а формирует околодисковое гало; 3) аккреционный диск образуется из вещества струи, которое, попав в гравитационное поле аккректора, не взаимодействует в дальнейшем со струей, а движется к звезде, теряя угловой момент.

Анализ полученных результатов выявил, что в самосогласованном решении задачи отсутствует ударное взаимодействие истекающей из точки либрации L_1 струи вещества с образующимся аккреционным диском ("горячее пятно"). Взаимодействие газа околодискового гало и межкомпонентной оболочки со струей приводит к формированию ударной волны, расположенной вдоль края струи. Эта ударная волна, так называемая горячая линия, отчетливо видна на рис. 7а, б.

Приливное воздействие звезды-донора приводит к возникновению спиральной ударной волны, обозначенной на рис. 7а пунктирной кривой. В решении с высокой температурой газа присутствует только один рукав спиральной ударной волны, в то время как в области, где должен находиться второй рукав, структура течения определяется струей вещества из L_1 . Отметим также, что в рассматриваемом случае приливная спиральная волна глубоко заходит во внутренние части диска.

Рассмотрим морфологию течения вещества в полуразделенной двойной системе со стационарным холодным ($T \sim 1,4 \times 10^4$ К) диском. На рисунке 7в изображено распределение плотности и векторов скорости в экваториальной плоскости системы. Ударные волны, образу-

ющиеся в диске, видны на рис. 7в как сгущения изолиний плотности. Сгущение изолиний на краю аккреционного диска соответствует резкому падению плотности — от характерных для диска величин до фоновой плотности. Область взаимодействия струи и околодискового гало в экваториальной плоскости системы укрупненно изображена на рис. 7г, д: приведены изолинии плотности и векторы скорости (рис. 7г) и показано поле скоростей (рис. 7д). Как видно из представленных результатов, взаимодействие околодискового гало и струи имеет все типичные черты косоугольного столкновения двух потоков. Возникающая при этом структура из двух ударных волн и тангенциального разрыва между ними отчетливо видна на рис. 7г, д. Область ударного взаимодействия газа околодискового гало и струи находится вне диска и имеет сложную форму. Удаленные от диска части гало имеют малую плотность, и ударная волна, вызванная их взаимодействием со струей, располагается вдоль края струи. По мере увеличения плотности газа гало ударная волна изгибается и в конце концов занимает положение вдоль края диска. Образующаяся ударная волна обладает достаточно большой протяженностью и может быть названа горячей линией. Как следует из приведенных выше общих характеристик картины течения, в области взаимодействия газ гало и газ струи проходят через ударные волны, соответствующие своему потоку, смешиваются и их смесь движется вдоль тангенциального разрыва между двумя ударными волнами. В дальнейшем из этого вещества и формируется собственно диск, гало и межкомпонентная оболочка.

Выявленные особенности течения для случаев горячего и холодного аккреционных дисков схематически представлены соответственно на рис. 8а и б: показаны часть донора, заполняющего свою полость Роша, положение точки либрации L_1 , струя вещества, истекающего из L_1 , а также положение аккректора. Трехмерные газодинамические расчеты показывают, что решение для случая холодного аккреционного диска имеет те же качественные особенности, что и решение для случая высоких температур: взаимодействие струи и диска является безударным, область повышенного энерговыделения — ударная волна (HL) — вызвана взаимодействием газа околодискового гало и струи и расположена вне диска. В то же время для холодного случая аккреционный диск (зоны А и В на рис. 8) становится существенно более

плотным (по сравнению с плотностью вещества струи), его высота уменьшается, а форма изменяется от квазиэллиптической до практически круговой. Околодискковое гало (зона С на рис. 8) также существенно уменьшается в размерах. В диске формируется второй рукав приливной спиральной ударной волны, причем оба рукава не подходят к аккректору, а располагаются во внешних частях диска.

3.2. Прецессионная волна плотности в холодных дисках

Принимая во внимание слабое влияние струи вещества на плотные внутренние части диска, а также тот факт, что ударные волны (горячая линия и два рукава приливной волны) расположены во внешних частях диска, можно выделить в низкотемпературном решении еще один элемент структуры течения, а именно: внутреннюю область диска (зона А на рис. 8), в которой влиянием указанных газодинамических возмущений можно пренебречь. Рассмотрим поведение вещества во внутренних частях диска, не подверженных газодинамическим возмущениям. В отсутствие внешних воздействий частица будет вращаться вокруг гравитирующего центра — аккректора — по эллиптической орбите. Известно (см., например, [38]), что в двойной звезде влияние второго компонента будет приводить к ретроградной прецессии орбиты частицы, вращающейся вокруг звезды-аккректора (т.е. к повороту большой полуоси орбиты в направлении навстречу орбитальному движению), причем скорость прецессии уменьшается при приближении к аккректору.

Аккреционный диск формируется из множества частиц, каждая из которых движется по своей эллиптической орбите. Так как частицы взаимодействуют между собой и образуют газ, то диск следует рассматривать в газодинамическом приближении и, таким образом, от орбит нужно перейти к линиям тока, которые тоже будут эллиптическими. Как известно, в газе не может быть взаимно пересекающихся течений, следовательно, линии тока могут лишь касаться друг друга.

Из геометрических соображений очевидно, что составить диск из непересекающихся эллипсов можно, лишь вкладывая эллипсы друг в друга. Если эксцентриситет всех эллиптических линий тока равен нулю, то мы получаем круглый диск. Если эксцентриситеты линий тока не равны нулю, то может реализовываться "равновесное" решение, когда большие полуоси всех линий тока лежат на одной прямой. Если в системе присутствует внешнее воздействие (что неизбежно в двойной звезде) и скорость прецессии орбиты увеличивается с возрастанием большой полуоси, то более удаленные от аккректора линии тока будут обгонять линии тока с меньшими полуосями. При этом, так как в газодинамическом диске не может быть пересекающихся линий тока, со временем устанавливается равновесие и все линии тока начинают прецессировать с одной угловой скоростью, т.е. твердо. Вследствие зависимости скорости прецессии от характерного размера орбиты более удаленные от аккректора линии тока должны оказаться повернутыми на больший угол, причем в сторону, противоположную вращению вещества, поскольку прецессия является ретроградной.

Скорость прецессии лежит в диапазоне между скоростями прецессии внешних ("быстрых") и внутренних

("медленных") орбит. Положение внутренней орбиты определяется тем, что в этой области диска влиянием второго компонента по сравнению с влиянием гравитационного поля аккректора можно пренебречь. Положение внешней орбиты определяется размерами области без газодинамических возмущений, так как наличие возмущений нарушит регулярность прецессии линий тока. Очевидно, что положение и внутренней, и внешней орбит зависит как собственно от параметров системы, так и от параметров массообмена, поэтому следует ожидать, что средняя скорость прецессии будет различной для различных систем. Формирование спиральных структур в аккреционных дисках рассматривалось в работах [68, 73, 74].

Анализ представленных результатов трехмерного численного моделирования (рис. 7в) полностью подтверждает гипотезу о возможности образования спиральной волны плотности во внутренних частях холодного диска. О характере движения волны можно судить по рис. 9а, на котором показано распределение плотности и векторы скорости в экваториальной плоскости системы для двух моментов времени, различающихся на 1,5 орбитальных периода. Двухрукавная спиральная волна покоится в неинерциальной системе координат, связанной с двойной звездой, в то время как прецессионная волна движется с небольшой скоростью в лабораторной системе координат (системе координат неподвижного наблюдателя); в неинерциальной системе период ее обращения немного превышает орбитальный. На рисунке 9б в двух видах показано распределение радиального потока вещества к аккректору по диску в экваториальной плоскости системы. Величина потока вещества к аккректору нормирована на его максимальное значение. Отчетливо видно, что линия, соединяющая пики потока вещества к аккректору, имеет форму спирали. Скорость аккреции в результате увеличения радиального потока вещества за прецессионной волной плотности возрастает примерно на порядок величины по сравнению со скоростью, полученной в решении без учета такой волны.

Совпадение качественного анализа с результатами расчетов позволяет уверенно говорить о прецессионном механизме формирования этой волны.

3.3. Волна плотности в горячих дисках

В работах [65, 75] было обнаружено, что даже небольшое изменение темпа массообмена в двойной системе приводит к возмущению равновесного состояния горячего аккреционного диска и, как следствие, к формированию сгустка вещества, движущегося по диску со скоростью примерно в 6 раз большей Ω_{orb} (рис. 10).

Из результатов расчетов следует, что сгусток является долгоживущим образованием, не изменяющим существенно свои средние характеристики на временах порядка нескольких десятков орбитальных периодов системы. Иллюстрацией этому может служить рис. 11, на котором представлено изменение во времени средней плотности вещества, проходящего через полуплоскость, расположенную перпендикулярно плоскости системы и рассекающую диск вдоль линии, соединяющей компоненты в направлении от аккректора к внешней точке Лагранжа (плоскость XZ , $Y = 0$, $X > A$). На рисунке 11 представлено три кривых, соответствующих уменьшению темпа массопереноса в 2 раза (верхняя кривая), 10 (средняя кривая) и 10^5 (нижняя кривая) раз. Видно, что

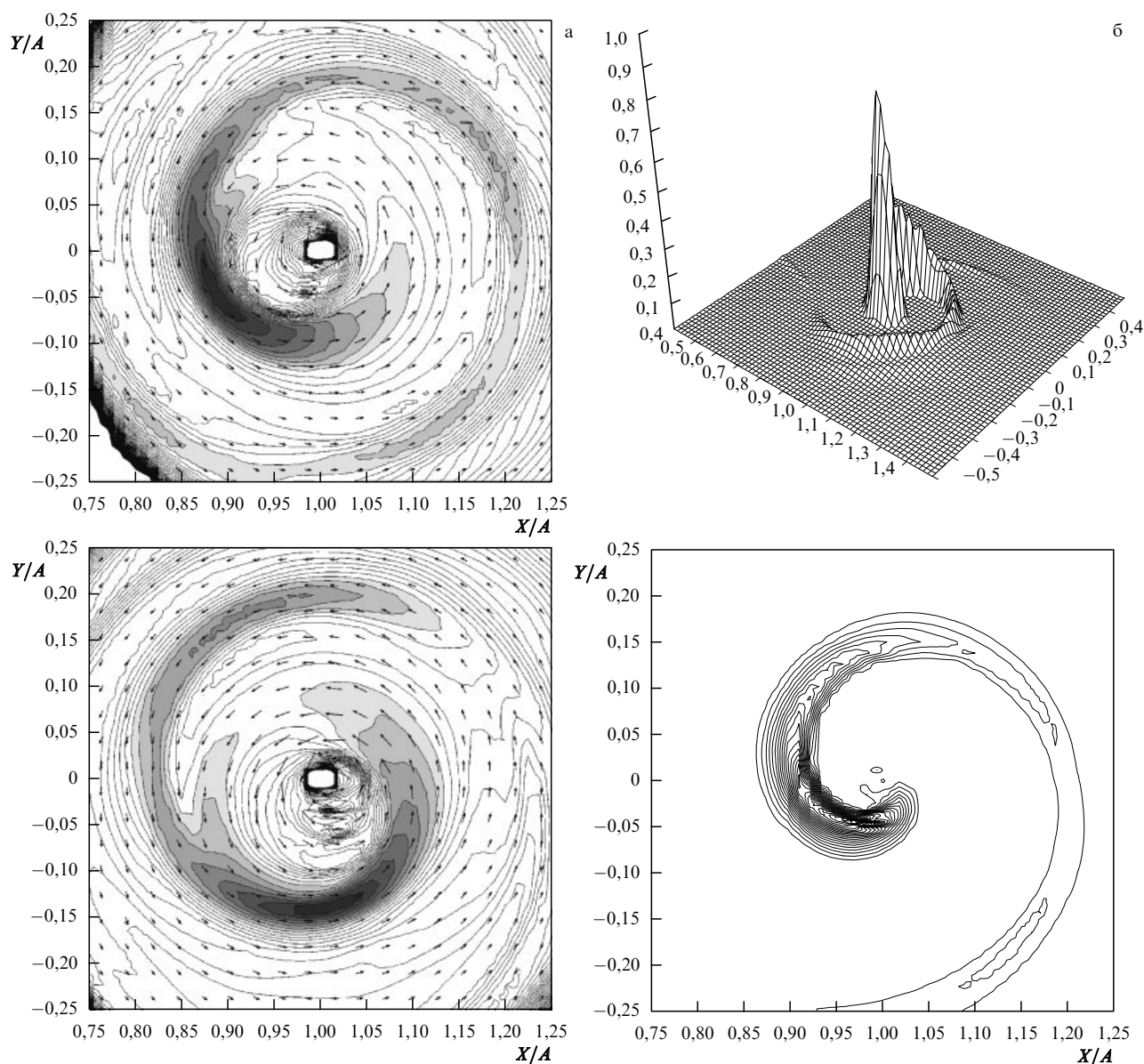


Рис. 9. (а) Изолинии плотности и векторы скорости в экваториальной плоскости системы вблизи аккректора (в области, обозначенной на рис. 7в штриховым квадратом) для двух моментов времени, различающихся на 1,5 орбитальных периода. (б) Распределение по диску радиального потока вещества, направленного к аккректору; величина потока нормирована на его максимальное значение.

наряду с общим изменением плотности существуют ее квазипериодические колебания, вызванные прохождением сгустка. Анализ представленных кривых показывает, что после изменения (уменьшения) в системе темпа массообмена в диске формируется уплотнение, движущееся с периодом $\sim (0,15-0,18)P_{\text{orb}}$. Как следует из представленных данных, сгусток не расплывается под действием диссипативных процессов (величина $\bar{\rho}$ изменяется только в начальный переходный период), а частота его вращения сохраняется неизменной практически до момента исчезновения диска.

В работах Фридмана и др. [33, 76] приведены аргументы в пользу волнового характера этого сгустка, являющегося не чем иным, как однорукавной спиральной волной плотности. Последняя, как известно из хорошо развитой теории галактических спиральных волн плотности, вращается твердотельно и не растягивается дифференциальным вращением.

Как было отмечено во введении, течение вещества в двойной системе определяется полем сил, задаваемым потенциалом Роша (1). Для того чтобы выяснить природу сгустка, вначале рассмотрим, какие колебания в плоскости диска может возбуждать гравитационный потенциал. Вычтем из общего потенциала сферически-симметричный потенциал аккректора Φ_A : $\tilde{\Phi} = \Phi - \Phi_A$, и рассмотрим фурье-спектры по азимутальным гармоникам потенциала $\tilde{\Phi}$ в различных радиальных областях диска. На рисунке 12а показаны амплитуды компонент фурье-спектра потенциала $\tilde{\Phi}$ для различных радиальных областей аккреционного диска. Видно, что во всей рассматриваемой области доминирует гармоника $m = 2$. Доминирование второй гармоники демонстрирует характер приливного воздействия донора, что также подтверждается монотонным возрастанием абсолютной величины потенциала с увеличением радиуса диска. В наиболее приближенной к донору периферийной области

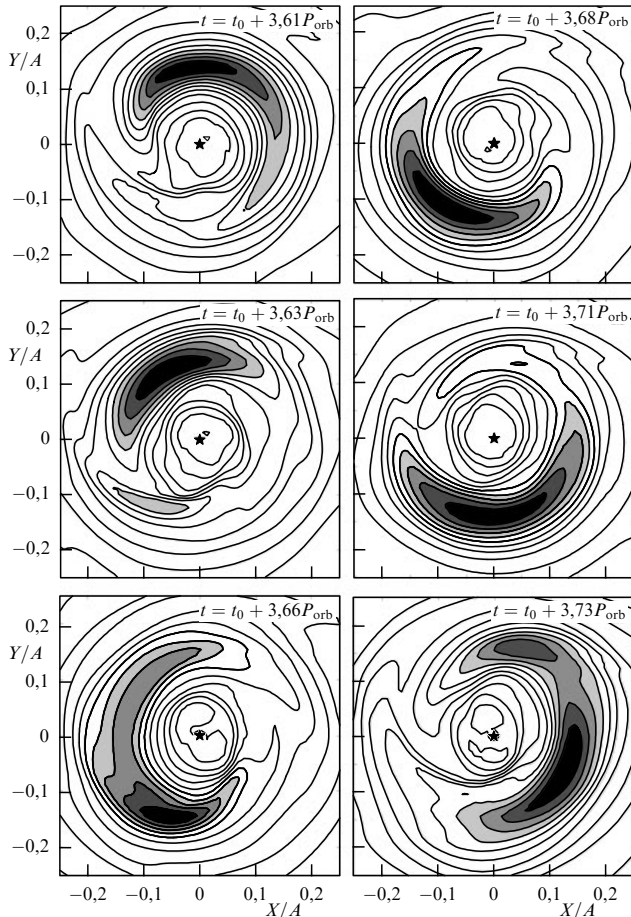


Рис. 10. Распределения плотности в экваториальной плоскости системы вблизи аккректора (черная звездочка) для шести моментов времени (указанных на рисунке), покрывающих период обращения сгустка. Для всех представленных распределений максимум плотности $\rho_{\max} \approx 0,035\rho(L_1)$.

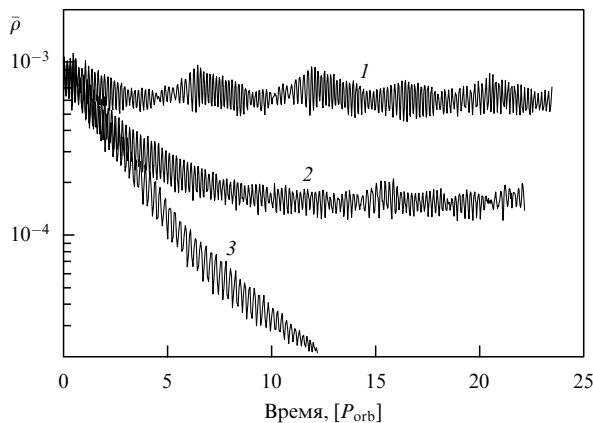


Рис. 11. Кривые изменения во времени средней плотности вещества, проходящего через полуплоскость, перпендикулярную плоскости системы и рассекающую диск вдоль линии, соединяющей компоненты в направлении от аккректора к внешней точке Лагранжа. Кривая 1 соответствует уменьшению темпа массопереноса в 2 раза, кривая 2 — в 10 раз и кривая 3 — в 10^3 раз.

диска абсолютная величина несферической части потенциала максимальна.

Однако мы можем убедиться в том, что в представленных результатах расчета гравитационная сила не

является определяющей для распределения вещества диска. Рассмотрим спектр "очищенной"⁶ поверхностной плотности $\bar{\sigma}$ после возмущения, т.е. после того, как темп массообмена был изменен и в аккреционном диске возник сгусток. Соответствующие гармоники спектра поверхностной плотности изображены на рис. 12б. Видно, что в фурье-спектре поверхностной плотности доминирует мода $m = 1$, что согласуется с наличием в диске рассматриваемого уплотнения. Аналогичная картина наблюдается и в распределении гармоник радиальной скорости (рис. 12в).

Анализируя фазовую кривую максимальной плотности первой азимутальной гармоники профиля плотности в различные моменты времени, можно заметить, что положение фазовой кривой максимальной плотности моды $m = 1$ в каждый момент времени жестко связано со сгустком вещества. Более того, если рассмотреть все фазовые кривые максимальной плотности первой азимутальной гармоники профиля плотности за период обращения сгустка (рис. 13а), то мы увидим, что, совершив полный оборот, фазовая кривая максимальной плотности практически не изменила своей формы, что свидетельствует о том, что дифференциальное вращение диска не размывает эту гармонику.

Отличная от приливной моды фазовая скорость вращения моды $m = 1$ и твердотельный характер ее вращения позволяют предположить, что сгусток представляет собой спиральную волну плотности. Согласно теории спиральных волн плотности в галактических дисках наличие однорукавной спиральной волны должно сопровождаться антициклоническим вихрем с центром на радиусе коротации (см., например, [77]). Центр антициклона должен располагаться в окрестности максимума поверхностной плотности. Анализ поля скоростей в плоскости диска в системе координат, связанной со сгустком, показывает наличие за уплотнением антициклонического вихря (рис. 13б). Центр антициклона, показанный черной звездочкой, в полном согласии с теорией находится в окрестности максимума поверхностной плотности — в окрестности сгустка. Более того, как и предсказывает теория спиральных волн плотности, центр антициклона располагается точно на коротационной окружности, обозначенной на рис. 13б сплошной светлой линией.

Суммируя все сказанное, приведем доказательства того, что мода $m = 1$ представляет собой спирально-вихревую однорукавную структуру.

1. Мода $m = 1$ вращается с фазовой скоростью, отличной от фазовой скорости приливной моды $m = 2$.

2. Деформация фазы максимальных значений поверхностной плотности диска дифференциальным вращением в моде $m = 1$ практически отсутствует.

3. Поскольку вычисленный радиус коротации моды $m = 1$ оказался в области сильного доминирования этой моды, то мы вправе ожидать, по аналогии с галактическими дисками, наличия одного антициклона с центром на коротационной окружности и в соответствующей области — в окрестности максимума поверхностной плотности. Антициклон оказался точно в указанной области диска.

⁶ "Очищенная" функция определяется вычитанием усредненного по периоду распределения.

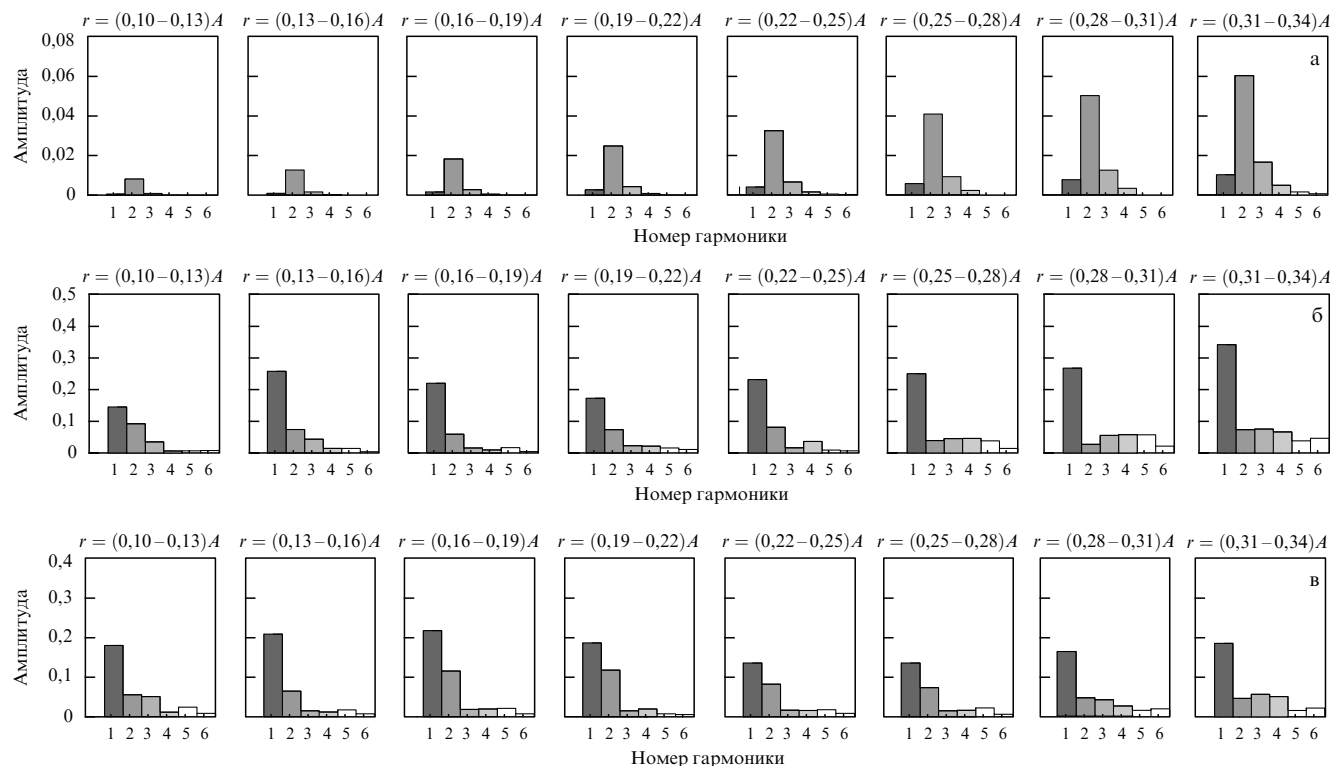


Рис. 12. (а) Относительные амплитуды первых пяти компонент фурье-спектра неосесимметричной части потенциала для различных радиальных экваториальных областей аккреционного диска. (б) Относительные амплитуды гармоник неосесимметричной части "очищенной" поверхностной плотности для различных радиальных областей аккреционного диска. (в) Относительные амплитуды гармоник неосесимметричной части "очищенной" радиальной скорости для различных радиальных областей аккреционного диска.

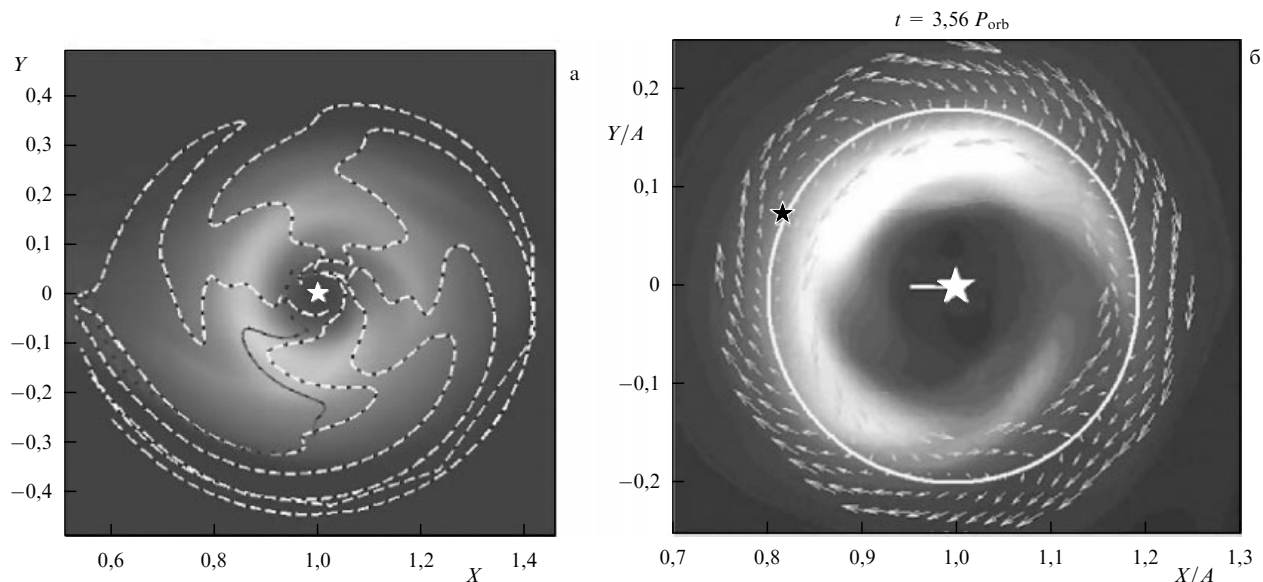


Рис. 13. (а) Фазовые кривые максимальной плотности первой азимутальной гармоники профиля плотности за период обращения густка в орбитальной плоскости; сплошной темной линией изображена фазовая кривая максимальной плотности к моменту одного обращения густка; звездочкой обозначено положение аккректора. (б) Распределение плотности и скорости в экваториальной плоскости в системе координат, связанной со густком, для момента времени $t = 3,56 P_{\text{orb}}$. Светлая звездочка изображает аккректор, темная — центр антициклона. Отрезок, исходящий из аккректора, показывает направление на звезду-донор. Светлой сплошной линией показана окружность коротации, на которой фазовая скорость однорукавной спиральной волны совпадает со скоростью вращения диска.

3.4. Наблюдательные проявления волн в аккреционных дисках

3.4.1. Горячая линия. Одним из наиболее информативных способов исследования тесных двойных систем является анализ их кривых блеска. Короткий период обращения (несколько часов), присущий этим звездам, позволяет за сравнительно небольшое время наблюдений определить свойства и характерные параметры

является анализ их кривых блеска. Короткий период обращения (несколько часов), присущий этим звездам, позволяет за сравнительно небольшое время наблюдений определить свойства и характерные параметры

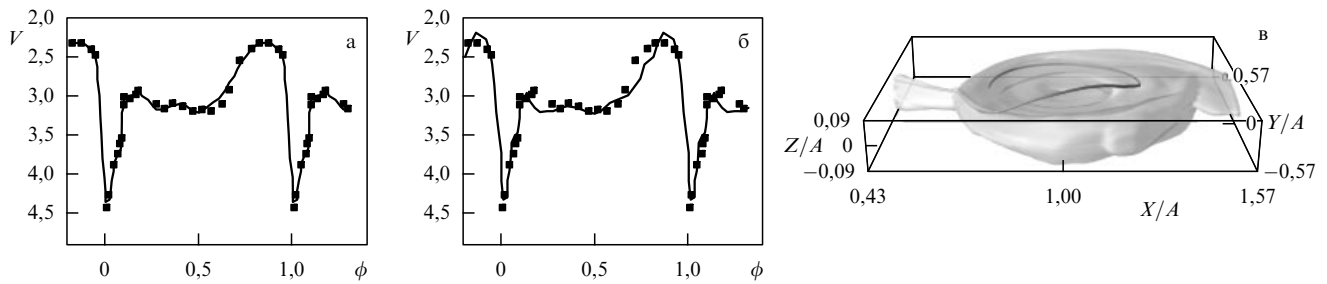


Рис. 14. (а, б) Средняя кривая блеска (квадраты) системы IP Peg, находящейся в спокойном состоянии, в V -фильтре. Синтетические кривые блеска, рассчитанные в моделях (а) горячей линии и (б) горячего пятна показаны сплошными кривыми. (в) Трехмерная изоповерхность плотности при значении $\rho = 5 \times 10^{-11} \text{ г см}^{-3}$; показан также фрагмент линии тока, начинающейся в окрестности L_1 .

протекающих в системе процессов. На кривых блеска затменных ТДС присутствуют дополнительные особенности, которые невозможно объяснить в рамках простой модели "холодная звезда – белый карлик – аккреционный диск". В частности, абсолютное большинство кривых блеска затменных ТДС имеет так называемый горб. Для его объяснения Горбачким [78] и Смаком [79] было высказано предположение, что горб представляет собой свечение горячего пятна, возникающего на границе аккреционного диска, в области столкновения струи вещества из L_1 с диском. Модель горячего пятна в течение последних 30–35 лет широко применялась для интерпретации кривых блеска катаклизмических двойных систем.

В ходе газодинамических исследований обмена веществом в ТДС было показано (см. раздел 3.1), что струя и аккреционный диск представляют собой морфологически единое образование и их взаимодействие имеет безударный характер. Естественно, что в подобном решении в области соприкосновения струи и диска нет увеличения температуры и, следовательно, мы вынуждены отказаться от гипотезы горячего пятна для объяснения горбов на кривых блеска затменных ТДС. Трехмерные расчеты структуры течения вещества во взаимодействующей ТДС показали, что в стационарном случае ударное взаимодействие, приводящее к повышению температуры, возникает при столкновении вещества околосдискового гало и струи, вытекающей из L_1 . Это взаимодействие формирует протяженную ударную волну (горячую линию), излучение которой позволяет объяснить наблюдаемые эффекты на кривых блеска катаклизмических переменных, и в частности появление нормальных и аномальных горбов, сопровождающих затмения аккреционного диска звездой-донором.

Решение обратной задачи по интерпретации затменных кривых блеска катаклизмических переменных различных типов в рамках двух альтернативных моделей показало, что в модели горячей линии удастся лучше описать наблюдаемые кривые блеска как во время сверхвыскачки, так и в неактивном состоянии системы, чем в модели горячего пятна (см., например, [80–83]).

В качестве примера такого сравнения на рис. 14а, б показаны наблюдаемая и синтетические кривые блеска системы IP Peg, находящейся в спокойном состоянии, в V -фильтре. В модели горячей линии лучше воспроизводится ширина горбов на кривых блеска, форма затмения и детали внезатменных изменений блеска. Сравнение модели горячего пятна и модели горячей линии убедительно

доказывает преимущество последней при интерпретации кривых блеска ТДС, что позволяет говорить о полученной в расчетах ударной волне (горячей линии) как о реально существующей структуре в аккреционных дисках тесных двойных звезд.

Еще одним доказательством существования горячей линии может служить исследование возможной природы провалов на кривых блеска полуразделенных двойных систем со стационарными дисками [71].

Наблюдения маломассивных рентгеновских двойных (ММРД) выявили наличие провалов на рентгеновских кривых блеска ряда систем. Для объяснения этих провалов использовалась гипотеза о наличии утолщения на внешнем крае аккреционного диска на фазе $\sim 0,8$, соответствующей положению этой особенности на кривой блеска. Наличие вещества, окружающего рентгеновский источник, на значительной высоте над орбитальной плоскостью системы, а также тот факт, что вещество распределено неравномерно по азимуту, могут объясняться как гравитационным воздействием компаньона на аккреционный диск, так и взаимодействием струи вещества из точки L_1 с диском. Совпадение фазы наблюдаемых провалов с предполагаемым положением области, в которой струя из L_1 подходит к внешнему краю диска, сфокусировало усилия ученых на исследовании именно этой области. Сегодня наиболее плодотворной идеей для объяснения появления вещества на высотах, значительно превышающих толщину диска, считается идея о рикошете струи от внешнего края диска, позволяющая объяснять наличие наблюдаемых провалов на кривых блеска ММРД.

Наличие провалов на кривых блеска, вызванных появлением вещества в определенных местах высоко над диском, легче всего идентифицировать в ММРД, так как ММРД содержат очень компактный источник в центре диска. Тем не менее подобные особенности кривых блеска в разных диапазонах длин волн были зафиксированы в целом ряде катаклизмических двойных во время вспышки (U Gem, OY Car, Z Cha). Дальнейшие наблюдения показали, что и для систем, находящихся в стационарном состоянии, возможно появление провалов на кривых блеска. Так, исследования ультрафиолетовых кривых блеска затменных новоподобных катаклизмических двойных UX UMa и RW Tri [84] подтвердили эту гипотезу и дали основания говорить об универсальном характере этого явления в полуразделенных двойных системах с аккреционными дисками. Интересно отметить, что в отличие от взрывных систем звезды со стационарными дисками показывают наличие

предзатменных провалов на существенно более ранних фазах⁷ — 0,6–0,7 [84, 85].

Возникает вопрос: что будет приводить к появлению вещества на значительной высоте над аккреционным диском в случае, когда взаимодействие струи и диска является стационарным? Газодинамические исследования установившейся картины течения в полуразделенных двойных системах показывают, что в этом случае взаимодействие струи и диска является безударным. В отличие от нестационарного случая (модель с горячим пятном), в котором предполагается удар струи о край аккреционного диска, в стационарном случае струя взаимодействует с газом околodискового гало, формируя протяженную область повышенного энерговыделения — горячую линию. Это означает, что в установившемся режиме не будет возникать рикошета струи и, следовательно, этот эффект не может использоваться для объяснения провалов на кривых блеска двойных систем со стационарными дисками.

В работе [71] исследована толщина околodискового гало в ТДС со стационарными дисками и показано, что и в отсутствие прямого столкновения струи и диска возможно возникновение утолщения гало над диском. В газодинамической картине течения, описываемой моделью с горячей линией, в процессе взаимодействия струи с околodисковым гало значительная часть вещества получает вертикальное ускорение. Движение газа по вертикали, вызванное наличием z -компоненты скорости, совместно с его движением вдоль внешнего края диска приводит к постепенному росту толщины околodискового гало. Область вертикального ускорения ограничена областью горячей линии, угловые размеры которой не превышают $\sim 65^\circ$. Однако после прохождения этой области газ приобретает достаточно большую вертикальную компоненту скорости, что заставляет его подниматься все выше до тех пор, пока не будет исчерпан запас кинетической энергии. Точка, в которой прекращается движение вверх, находится на максимуме высоты и соответствует фазе $\sim 0,7$, т.е. далеко выходит за пределы горячей линии. Высота утолщения в несколько раз превышает характерную высоту диска и достигает значений $\sim 0,04A$ (это соответствует отношению высоты утолщения к расстоянию до аккретора $> 0,1$), а его угловые размеры превышают $\sim 130^\circ$. Максимум полученного в расчетах утолщения гало над наружным краем диска приходится на фазу $\sim 0,7$ (рис. 14в), что совпадает с наблюдаемыми значениями для катаклизмических переменных со стационарными дисками. Это подтверждает предложенную ранее для описания картины течения вещества в полуразделенных двойных звездах модель горячей линии и открывает дополнительные возможности для интерпретации кривых блеска таких систем.

3.4.2. Приливная спиральная волна. Использование газодинамического моделирования совместно с техникой доплеровской томографии позволяет идентифицировать главные элементы течения на доплеровских картах без решения плохо обусловленной обратной задачи.

В последние годы стали широко использоваться результаты наблюдения двойных систем в форме после-

довательных спектрограмм определенной эмиссионной линии $I(\lambda, t)$ (или, другими словами, $I(V_R, \phi)$). Для анализа таких спектрограмм лучше всего подходит метод доплеровской томографии [86]. Данный метод преобразует орбитальную переменность интенсивности эмиссионных линий в карту светимости в двумерном пространстве скоростей. Доплеровская томограмма строится как результат преобразования серии спектрограмм для последовательных моментов времени $I(V_R, t)$ (или, что то же самое, для последовательных орбитальных фаз $I(V_R, \phi)$) в распределение светимости на плоскости (V_x, V_y) . Доплеровская карта легче поддается интерпретации, чем исходные спектрограммы, кроме того, в ряде случаев томограмма может показывать некоторые особенности структуры течения (или, по крайней мере, давать подсказку). В частности, линии с двугорбым профилем, соответствующие круговому движению (например, в аккреционном диске), превращаются в размытое кольцо на доплеровской карте. Другими словами, компоненты двойной системы разрешаются в пространстве скоростей, хотя они не могут быть пространственно разрешены посредством прямых наблюдений, и, следовательно, метод доплеровской томографии является мощным инструментом для изучения двойных систем.

К сожалению, задача реконструкции пространственного распределения интенсивности эмиссионной линии на основе доплеровской карты в общем случае не имеет решения, так как точки, находящиеся на большом расстоянии, могут обладать одинаковыми скоростями и давать вклад в одну и ту же область доплеровской карты. Таким образом, преобразование $I(V_x, V_y) \rightarrow I(x, y)$ невозможно без некоторых априорных предположений о структуре поля скоростей.

Ситуация кардинально меняется, когда наряду с техникой доплеровской томографии используются газодинамические расчеты [87]. В этом случае уже нет необходимости решать обратную задачу, поскольку доплеровская томограмма может быть построена непосредственно: $\rho(x, y) - T(x, y) \rightarrow I(x, y)$ и $I(x, y) - V_x(x, y) - V_y(x, y) \rightarrow I(V_x, V_y) \rightarrow I(V_R, \phi)$.

В последние годы появилось большое число публикаций, посвященных наблюдению двойной системы IP Peg и, в частности, доплеровским томограммам этой системы. Одним из общепринятых выводов этих работ является признание отсутствия традиционного горячего пятна в системе IP Peg, что находится в соответствии с рассматриваемой нами моделью горячей линии. Наблюдаемые доплеровские томограммы для двойной системы IP Peg можно разделить на две подгруппы: для спокойного и для активного состояния системы. Карликовая новая IP Peg показывает вспышки с периодом примерно 3 месяца, причем около 10 дней приходится на вспышку и около 80 дней — на спокойное состояние (соответственно ~ 60 и ~ 480 орбитальных периодов).

Томограммы, полученные для спокойного состояния системы, соответствуют решению с горячим аккреционным диском. Распределение интенсивности в экваториальной плоскости системы IP Peg в спокойном состоянии и синтетическая доплеровская карта показаны на рис. 15а, б.

Резюмируя результаты представленного анализа синтетической доплеровской томограммы IP Peg в спокойном состоянии, можно сделать вывод о том, что

⁷ Фазовый угол ϕ отсчитывается, как это принято при анализе наблюдательных данных, от линии, соединяющей центры звезд, в направлении, противоположном вращению системы.

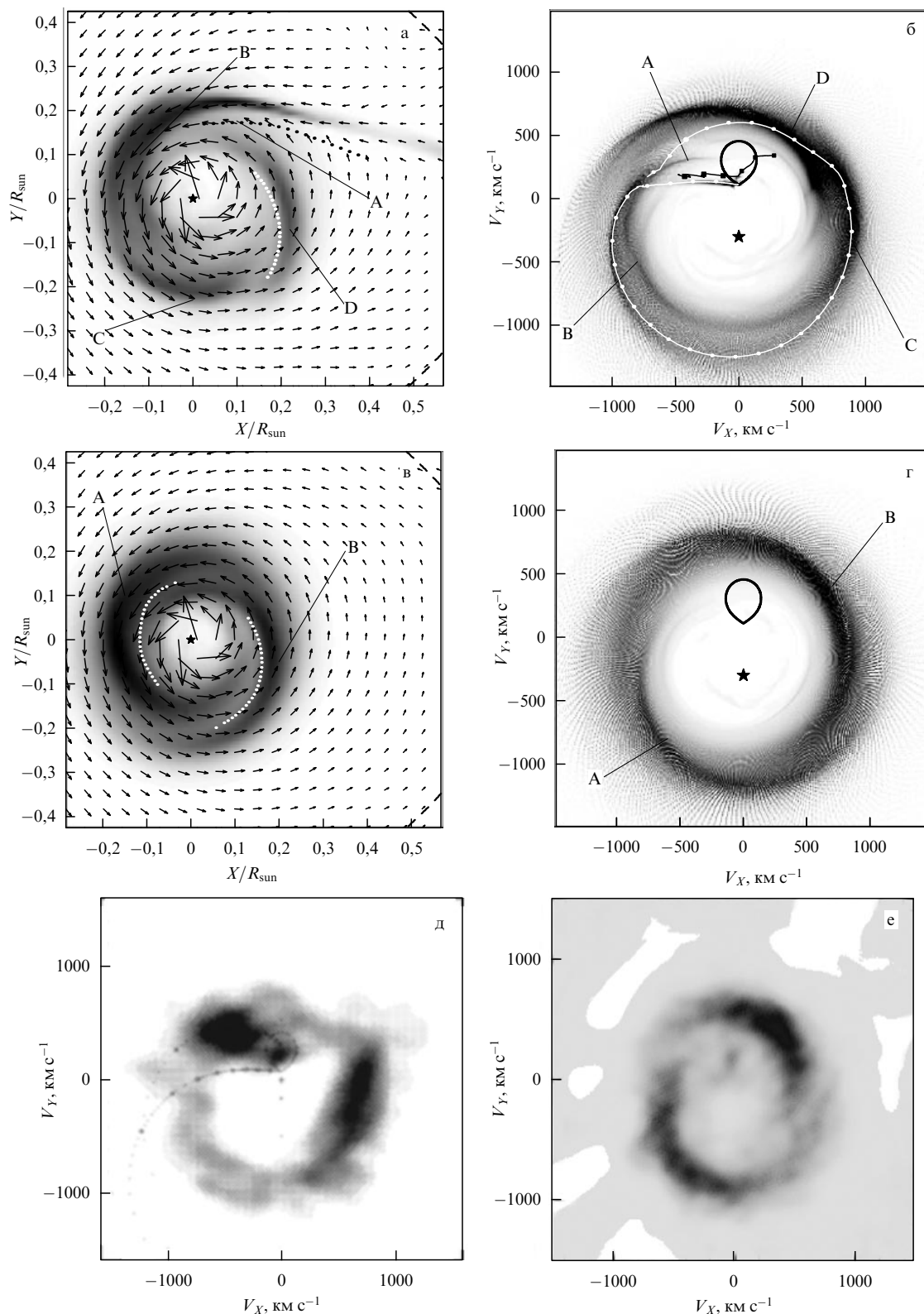


Рис. 15. (а) Распределение интенсивности в экваториальной плоскости системы IP Peg в спокойном состоянии, А, В, С и D — зоны максимальной интенсивности излучения: А — горячая линия, В — струя, С — апогей квазиэллиптического аккреционного диска, D — рукав приливной спиральной волны. (б) Синтетическая доплеровская карта для системы IP Peg в спокойном состоянии; показаны полость Роша звезды-донора (жирная сплошная кривая) и аккректор (звездочка); А, В, С и D — те же зоны, что и на рис. а. (в) Распределение интенсивности в экваториальной плоскости системы IP Peg в активном состоянии. А и В — зоны максимальной интенсивности излучения — два рукава приливной спиральной волны. (г) Синтетическая доплеровская карта для системы IP Peg в активном состоянии; показаны также полость Роша звезды-донора (жирная сплошная кривая) и аккректор (звездочка); А и В — те же зоны, что и на рис. в. (д, е) Доплеровские томограммы IP Peg в спокойном (д) и активном (е) состояниях [88, 89].

основной вклад в светимость должны вносить четыре элемента течения: горячая линия, наиболее яркая часть струи из L_1 , уплотнение вблизи апогея диска и уплотнение за рукавом спиральной ударной волны. Очевидно, что в зависимости от конкретных особенностей системы вклад этих элементов в суммарную светимость может быть различным. Также очевидно, что оценить по результатам модельных расчетов, какой из элементов будет доминировать в системе, не представляется возможным. Однако сравнение синтетических томограмм с наблюдениями не только позволит ответить на этот вопрос, но и даст возможность определить, какие из параметров газодинамической модели нуждаются в корректировании, а следовательно, и уточнить детали картины течения в системе.

Типичный пример наблюдаемой доплеровской томограммы для спокойного состояния системы представлен на рис. 15д [88]. Характерными особенностями этих томограмм являются наличие яркого пятна в области А и поярчение в области С (рис. 15а). Сравнение с синтетической томограммой (рис. 15б) показывает, что основной вклад в светимость на наблюдательной томограмме IP Peg в спокойном состоянии вносят ударная волна на краю струи — горячая линия — и уплотнение вблизи апогея диска. Вклады от спиральной волны и от струи вещества достаточно малы.

В активном состоянии структура течения может быть оценена из решения с холодным аккреционным диском. Распределение интенсивности в экваториальной плоскости системы IP Peg в активном состоянии и синтетическая доплеровская карта показаны на рис. 15в, г. В этом случае основной вклад в светимость вносят два рукава приливной спиральной волны. Типичный пример наблюдаемой доплеровской томограммы для активного состояния системы представлен на рис. 15е [89]. Характерными особенностями этих томограмм являются яркие спиральные рукава в двух квадрантах доплеровской карты. Из сравнения с рис. 15в, г следует, что в активном состоянии оба ярких пятна вызваны эмиссией излучения из областей повышенной плотности, расположенных за двумя рукавами приливной спиральной ударной волны.

Помимо уточнения газодинамической модели, сравнение наблюдаемых томограмм с синтетическими позволяет идентифицировать ударные волны в аккреционных дисках ТДС. В зависимости от состояния системы на томограммах видны и горячая линия, и рукава приливной спиральной волны.

3.4.3. Прецессионная спиральная волна плотности в холодных дисках. Из газодинамических расчетов мы знаем, что после возникновения в диске прецессионной волны плотности темп аккреции резко возрастает (вплоть до порядка величины). Вызванное волной увеличение темпа аккреции должно приводить к развитию вспышки в системе. Вещество подводится к поверхности аккретора вдоль прецессионной волны, поэтому область, в которой оно аккрецируется, является локализованной по азимуту и, следовательно, образует светящееся пятно на поверхности аккретора. Это должно приводить к возникновению горба на кривой блеска. Волна медленно прецессирует в системе координат, связанной с неподвижным наблюдателем, вызывая смещение области повышенной аккреции (т.е. горба) с каждым новым оборотом системы. Биения между орбитальным периодом сис-

темы и прецессионным периодом волны определяют период этого горба.

Действительно, подобные явления были обнаружены в ряде систем. Сверхгорбы — модуляции на кривой блеска двойной системы, период которых на несколько процентов отличается от орбитального, наблюдаются в основном во время супервспышек в системах типа SU UMa. В монографии [38] выделены основные наблюдательные особенности сверхгорбов. Для объяснения феномена сверхгорбов различными исследователями предлагался ряд моделей (их краткое описание и критика приведены, например, в [38]). Сегодня наибольшую популярность получила модель, объясняющая эти вариации блеска прецессией внешних частей аккреционного диска. Наличие в диске линдбладовского резонанса 3:1 приводит к развитию неустойчивости, в результате которой внешняя часть диска начинает прецессировать с периодом, в несколько раз превышающим орбитальный. Биения между двумя периодами — орбитальным и прецессионным — вызывают периодические колебания блеска, ассоциируемые со сверхгорбом. Следует отметить, что данная модель обладает рядом недостатков, наиболее существенным из которых является ограничение на максимальное отношение масс компонентов системы. Для того чтобы линдбладовский резонанс 3:1 находился внутри аккреционного диска, отношение масс компонентов системы q (отношение массы донора к массе аккретора) не должно превышать $\sim 0,33$ [90], в то время как известен ряд систем, в которых сверхгорбы наблюдаются при существенно большем q . Примером подобной системы является TV Col, в которой q лежит в диапазоне $\sim 0,6–0,9$.

В 2004 г. был предложен новый механизм формирования сверхгорбов в системах типа SU UMa, основанный на предположении о возникновении в аккреционном диске волны плотности прецессионного типа [69]. Модель супервспышки, основанная на предположении о наличии прецессионной спиральной волны в аккреционном диске, впервые позволила объяснить все значимые наблюдательные проявления супервспышек и сверхгорбов в системах типа SU UMa, включая период, длительность, энерговыделение и антикорреляцию яркости и цветовой температуры в максимуме обычного сверхгорба, явление "позднего сверхгорба" и др. Кроме того, предложенная модель не накладывает жестких ограничений на отношение масс компонентов двойной системы и может быть применена для объяснения механизма образования сверхгорбов в системах с большим отношением масс — вплоть до $q = 0,93$.

3.4.4. Спиральная волна плотности в горячих дисках. Наличие сгустка, вращающегося в аккреционном диске, может проявляться в изменении блеска ТДС. В качестве объектов для поиска сгустка стоит рассмотреть затменные катаклизмические переменные с большими углами наклона орбиты. Мы можем предположить, что наличие сгустка, вращающегося в аккреционном диске, может привести к колебаниям яркости на внезатменных частях кривых блеска. Для поиска наблюдательного свидетельства однорукавной спиральной волны плотности в аккреционных дисках нами были выбраны системы IP Peg и WX Ari. Система IP Peg представляет собой затменную катаклизмическую переменную с орбитальным периодом 3,8 ч. Отношение масс компонентов

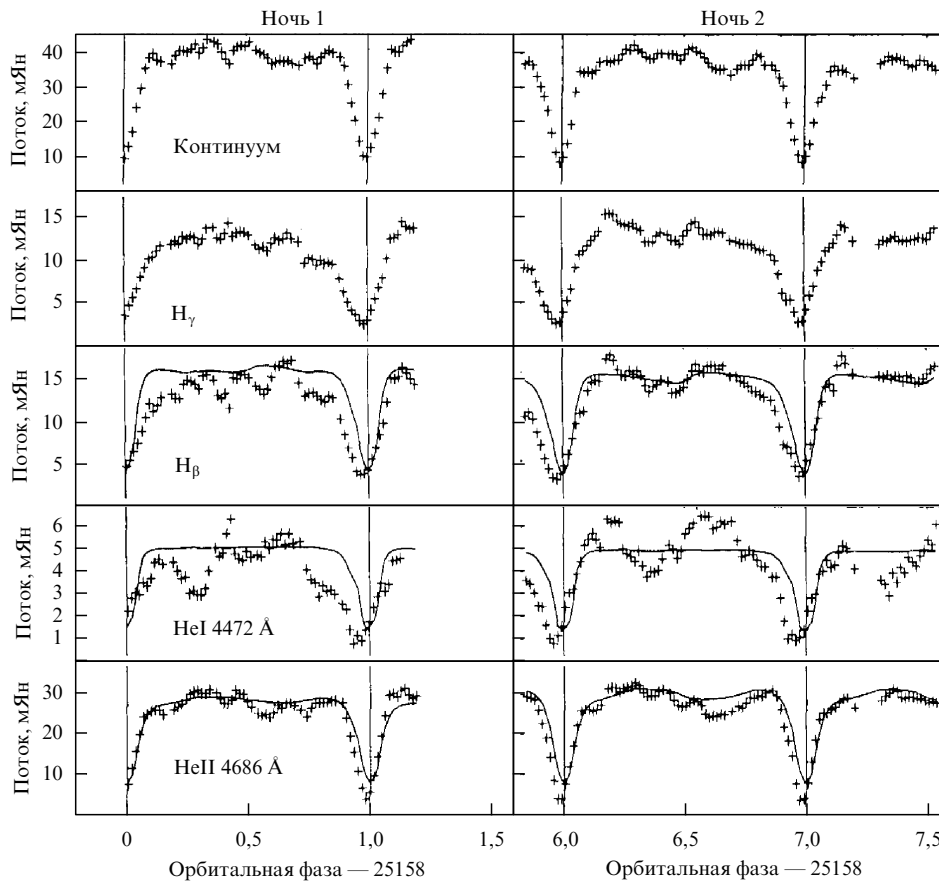


Рис. 16. Кривые блеска IP Peg [88] в континууме, линиях H_β , H_γ , HeI 4472 и HeII 4686 Å.

системы $q = 1.7$, угол наклона орбиты составляет $\sim 68^\circ$. Система WX Ari II также является затменной катаклизмической переменной с наклоном орбиты $\sim 72^\circ$ и орбитальным периодом 3,34 ч. Даже беглый взгляд позволяет идентифицировать колебания яркости на внезатменных частях кривых блеска этих систем, однако более точные результаты может дать фурье-анализ.

На рисунке 16 показаны кривые блеска IP Peg [88], полученные через 5 и 6 дней после вспышки в континууме, линиях H_β , H_γ , HeI 4472 Å и HeII 4686 Å. Фурье-анализ показывает, что в представленных кривых максимально выделяется гармоника с частотой $5,5 \Omega_{\text{orb}}$. Эти данные о спектрах кривых блеска могут служить свидетельством наличия в аккреционном диске у катаклизмической переменной IP Peg спиральной волны плотности, вращающейся с частотой, в 5,5 раза превышающей частоту орбитального вращения системы. Наиболее наглядно наличие сгустка демонстрирует кривая блеска в линии HeII. Это можно объяснить тем обстоятельством, что волна плотности, которая является оптически плотной, перемещаясь по аккреционному диску, периодически закрывает от наблюдателя излучающую в этой линии горячую область между волной и вторым компонентом. Проявление этого феномена также частично заметно и в кривой блеска для континуума.

Дальнейшее исследование кривых блеска катаклизмических переменных показало наличие похожих гармоник и в других объектах этого класса, например WX Ari. В кривых блеска WX Ari доминирует гармоника с частотой приблизительно $6,25 \Omega_{\text{orb}}$. Таким образом, анализ

кривых блеска реально наблюдаемых катаклизмических переменных, обладающих характеристиками, в достаточной степени соответствующими характеристикам численной модели, позволяет говорить о наличии изменений яркости на внезатменной части этих кривых с частотой около $1/5$ орбитального периода, что совпадает с периодом обращения сгустка, полученным в расчетах.

4. Развитая турбулентность в аккреционных дисках тесных двойных систем

4.1. Неустойчивость сверхотражения

В разделах 3.3 и 3.4.4 было показано, что периодические вариации квазистационарного режима аккреционного диска в трехмерном численном расчете вызываются однорукавной спирально-вихревой структурой с периодом (в системе координат, вращающейся с угловой скоростью системы) $\tilde{T}_1 \simeq (1/6)P_{\text{orb}}$. Этот период не связан с периодом, обусловленным силой приливного взаимодействия донора. В данном разделе мы покажем, что упомянутая выше однорукавная спирально-вихревая структура генерируется неустойчивостью сверхотражения в аккреционном диске.

Для того чтобы прояснить причину происхождения этой моды и уменьшить влияние приливной силы, нами были предприняты следующие шаги.

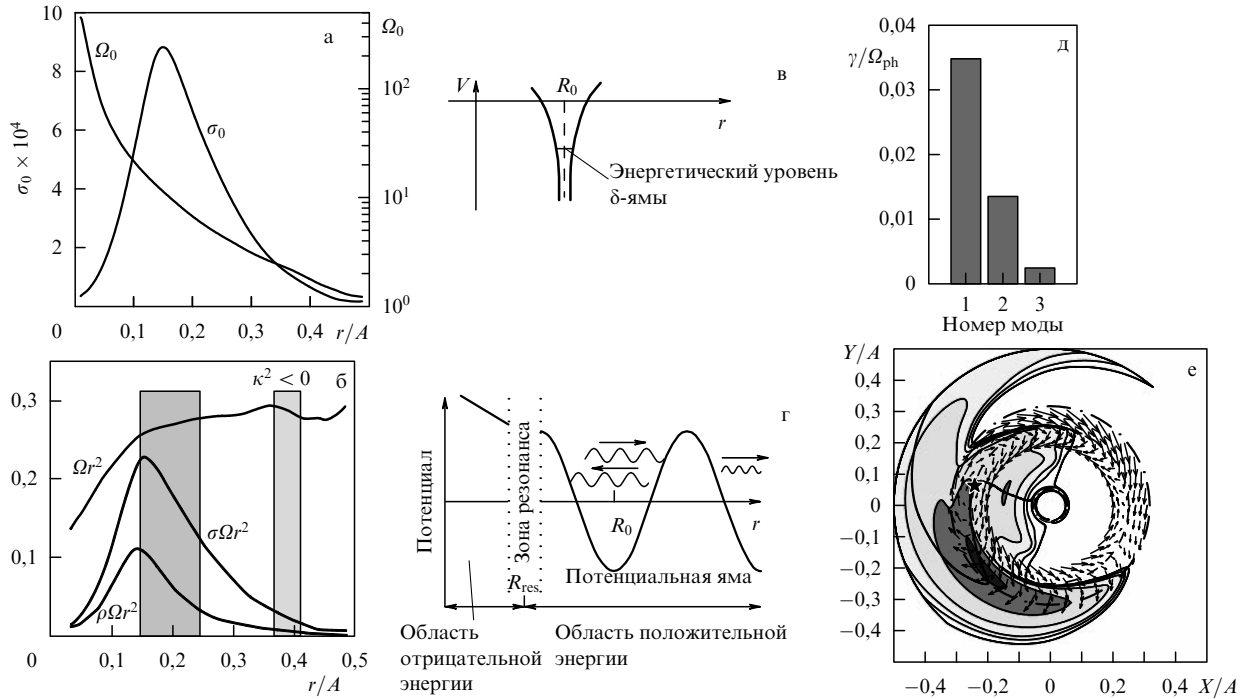


Рис. 17. (а) Радиальное распределение поверхностной плотности σ_0 (в долях от плотности вещества во внутренней точке Лагранжа) и угловой скорости Ω_0 изолированной модели двумерного аккреционного диска в новой системе координат (см. текст). (б) Распределения удельных угловых моментов на единицу массы (верхняя кривая), на единицу поверхности (средняя кривая) и на единицу объема (нижняя кривая); показана также область (левый затемненный прямоугольник) локализации первой (максимальной по амплитуде) гармоники; видно, что положение излома на кривых удельных угловых моментов совпадает с границей области локализации первой гармоники. (в) Уровень энергии в "δ-яме". (г) Обычная яма, в которой имеются падающая и отраженная волны. (д, е) Результаты численного исследования линейных мод, генерируемых неустойчивостью сверхотражения в двумерной модели изолированного аккреционного диска: (д) инкременты первых трех крупномасштабных мод ($m = 1, 2, 3$); (е) собственные функции возмущенной поверхностной плотности (величина которой превосходит плотность фона $\sigma_0(r)$) и возмущенной скорости (обозначенные стрелками) для наиболее неустойчивой однорукавной спиральной моды ($m = 1$).

1. Результаты трехмерного численного расчета были переведены в новую систему координат $\{x', y', z\}$ с центром в аккреторе. Эта система вращается вокруг центра масс двойной звезды в соответствии с движением аккретора, а ее оси остаются параллельными осям инерциальной системы координат⁸. В дальнейшем был совершен переход в систему $\{r, \phi, z\}$ (плоскость $z = 0$ в новой и старой системах координат остается неизменной).

2. Все распределения были проинтегрированы по z и усреднены по периоду P_{orb} . Таким образом, мы анализируем динамику малых (линейных) возмущений в изолированной двумерной модели диска со стационарными осесимметричными параметрами: поверхностной плотностью $\sigma_0(r)$, угловой скоростью $\Omega_0(r)$, давлением $P_0(r)$ и гравитационным потенциалом $\Phi_0(r)$ в плоскости $z = 0$ (см., например, рис. 17а) [33, 76]. Эта двумерная модель аккреционного диска наследует основные крупномасштабные свойства начального трехмерного диска, однако не включает в себя приливный эффект, вызванный гравитационным воздействием донора.

Анализ параметров модели диска показывает, что распределение удельного углового момента имеет важную особенность — излом (сглаженный) в окрестности радиуса, где начинается область проявления однорукавной структуры в первоначальном трехмерном диске

(рис. 17б). Для того чтобы понять важность наличия излома на графике радиального распределения удельного (на единицу массы) углового момента⁹, запишем динамические уравнения возмущенного состояния двумерной модели изолированного аккреционного диска в новой системе координат:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \sigma V_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\sigma V_\phi)}{\partial \phi} = 0, \quad (27a)$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_\phi}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \phi} - \frac{V_\phi^2}{r} = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{d\Phi_0}{dr}, \quad (27б)$$

$$\frac{\partial V_\phi}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_\phi}{\partial r} + \frac{V_\phi}{r} \frac{\partial V_\phi}{\partial \phi} + \frac{V_r V_\phi}{r} = -\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial P}{\partial \phi}, \quad (27в)$$

где σ — поверхностная плотность. В предположении, что все возмущенные величины имеют малые отклонения $\delta \tilde{F}$ от невозмущенных стационарных величин F_0 ,

$$F(r, \phi, t) = F_0(r) + \delta \tilde{F}(r, \phi, t),$$

где

$$\delta \tilde{F}(r, \phi, t) = \delta F(r) \exp [i(m\phi - \omega t)],$$

система уравнений (27) после ее линеаризации может быть сведена к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка для возмущенной энталь-

⁸ Заметим, что в новой системе координат период вариаций будет составлять $T_1 \simeq (1/5)P_{orb}$.

⁹ Очевидно, что излом на графике удельного углового момента означает излом на графике $\Omega_0(r)$.

пии δW [91]:

$$\frac{\chi}{r\sigma_0} \frac{d}{dr} \left[\frac{r\sigma_0}{\chi} \frac{d}{dr} (\delta W) \right] - \frac{\chi}{r\sigma_0 \hat{\omega}} \left[\frac{d}{dr} \left(\frac{2m\Omega_0\sigma_0}{\chi} \right) \right] \delta W - \left[\frac{m^2}{r^2} + \frac{\chi}{c_0^2} \right] \delta W = 0. \quad (28)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\chi(r, \omega) \equiv [\hat{\omega}^2(r) - \kappa_0^2(r)], \quad \kappa_0^2 \equiv 2\Omega_0 \left(2\Omega_0 + r \frac{d\Omega_0}{dr} \right),$$

$$\hat{\omega}(r, \omega) \equiv \omega - m\Omega_0(r), \quad c_0^2 \equiv \frac{\partial P_0}{\partial \sigma_0}.$$

В предельном случае резкого излома $\Omega_0(r)$ на радиусе $r = R_0$ ее первая производная $d\Omega_0(r)/dr$ оказывается пропорциональной $\theta(r - R_0)$, а вторая производная $d^2\Omega_0(r)/dr^2$ — пропорциональной $\delta(r - R_0)$, следовательно:

$$\frac{d\chi}{dr} \propto \frac{d\kappa_0^2}{dr} \propto \frac{d^2\Omega_0}{dr^2} \propto \delta(r - R_0).$$

Исключая первую производную в (28), мы сводим это уравнение к уравнению Шрёдингера с "δ-ямой" [91], в которой всегда есть энергетический уровень (рис. 17в). В реальной ситуации аккреционного диска δ-яма трансформируется в обычную яму (рис. 17г). В этом случае в потенциальной яме имеются две волны: падающая и отраженная. Последняя отражается от резонансной зоны (в области коротационной окружности) с увеличением амплитуды. Дополнительная энергия черпается из кинетической энергии вращения диска, которая возрастает при приближении к центру. Это приводит к возникновению неустойчивости сверхотражения, которая генерирует однорукавную волну плотности [91].

Для исследования спиральных волн плотности, вызванных в аккреционном диске неустойчивостью сверхотражения, была численно решена краевая задача для уравнения (28). В частности, были вычислены собственные значения задачи: угловая фазовая скорость вращения $\Omega_{ph} \equiv \text{Re}(\omega)/m$ и инкремент неустойчивости $\gamma \equiv \text{Im}(\omega)$.

Сравнение основных результатов, полученных в рамках двумерной модели диска, с соответствующими результатами численного моделирования аккреционного диска в двойной системе показывает, что они практически совпадают [33, 76]. Результаты, полученные в линейном приближении, проиллюстрированы на рис. 17д, е. На рисунке 17д показаны величины инкрементов возрастания первой, второй и третьей мод в единицах фазовой скорости Ω_{ph} . На рисунке 17е представлены основные собственные функции для наиболее неустойчивой однорукавной спирали ($m = 1$). Возмущенная поверхностная плотность (только величина, превосходящая величину стационарного фона) представлена затемнением, жирная кривая — фазовая кривая максимальной поверхностной плотности. Векторное поле возмущенной скорости (в системе координат, вращающейся с однорукавной модой) показано стрелками, звездочкой обозначен центр антициклонического вихря. Штриховая окружность соответствует коротационному радиусу r_c , штрихпунктирная — внешнему линдбладовскому резонансу (outer Lindblad resonance — OLR). Видно, что коротационная окружность проходит через центр антициклона в соответствии с теорией волн плотности [77].

Заметим, что 1) общая спирально-вихревая структура вращается с периодом $T^{(m=1)} \equiv 2\pi/\Omega_{ph}^{(m=1)} \simeq T_1 \simeq \simeq (1/5)P_{orb}$ в том же самом направлении (против часовой стрелки), что и аккреционный диск, таким образом, спиральная волна плотности является отстающей; 2) фазовая кривая волны плотности совершает оборот на $\pi/2$ в положительном направлении в интервале (r_c, r_{OLR}) ; 3) центр антициклонического вихря в возмущенном векторном поле скорости, локализованный, как уже было упомянуто, на коротационной окружности, вращается со спиральной волной плотности с той же самой угловой скоростью $\Omega_{ph}^{(m=1)}$ и играет важную роль в перераспределении углового момента диска.

Все исследованные крупномасштабные неустойчивые моды проявляют аналогичные свойства: они локализованы в окрестности своих коротационных радиусов. Эти радиусы близки друг к другу, лежат во внутренней части диска, и их можно аппроксимировать следующим образом:

$$r_c^{(m)} \simeq r_c^{(1)}(1 + \beta)^{m-1}, \quad r_c^{(1)} \simeq 0,25A,$$

$$\beta \simeq 0,024, \quad m = 1, 2, 3.$$

Эти величины близки к значению $r_c^{(1)} \simeq 0,21A$, оцененному из трехмерного численного расчета. Что касается вращательных частот, то они могут быть аппроксимированы так¹⁰:

$$\omega_r^{(m)} \equiv 2\pi f^{(m)} \equiv m\Omega_{ph}^{(m)} \simeq m\Omega_{ph}^{(1)}(1 + \beta_1)^{-(m-1)},$$

$$\beta_1 \simeq 0,045.$$

Таким образом, мы имеем некоторые сдвиги частот:

$$\Delta f^{(m)} \equiv \frac{f^{(m)} - mf^{(1)}}{f^{(m)}} \simeq -\beta_1(m-1); \quad m = 2, 3.$$

Описанные выше результаты в модели двумерного изолированного аккреционного диска с реальными параметрами, совпадающими с параметрами трехмерной модели аккреционного диска в тесной системе двойных звезд, не являются неожиданными. Наблюдаемая скорость вращения "ядерного" ионизованного диска в центре Галактики также имеет сглаженный излом в окрестности радиуса 0,9 пс (рис. 18а). Такая форма графика скорости вращения вызвана присутствием в центре диска массивной черной дыры, окруженной "изотермическим" шаровым скоплением¹¹ звезд с плотностью $\rho_0 \propto r^{-2}$. Численное исследование [92] показало, что однорукавная "миниспираль", наблюдаемая в "ядерном" диске, может быть вызвана неустойчивостью сверхотражения, возбуждаемой наличием сглаженного скачка скорости вращения. Для ясности заметим, что 1) только две структуры из четырех структур "миниспиралей" принадлежат "ядерному" диску: Северный рукав и Западная арка (рис. 18б); 2) "ядерный" диск наклонен к лучу зрения на угол $\sim 60^\circ$. Из рисунка 18б видно хорошее согласие между наблюдательными данными и результатами численного расчета [92].

¹⁰ В случае чисто кеплеровского вращения мы имеем $\omega_r^{(m)} \simeq m\Omega_{ph}^{(1)}(1 + \beta)^{-3(m-1)/2}$.

¹¹ Черная дыра в центре Галактики вызывает кеплеровское вращение $v_{0\phi} \sim r^{-1/2}$, а шаровое скопление — постоянную скорость вращения $v_{0\phi} = \text{const}$.

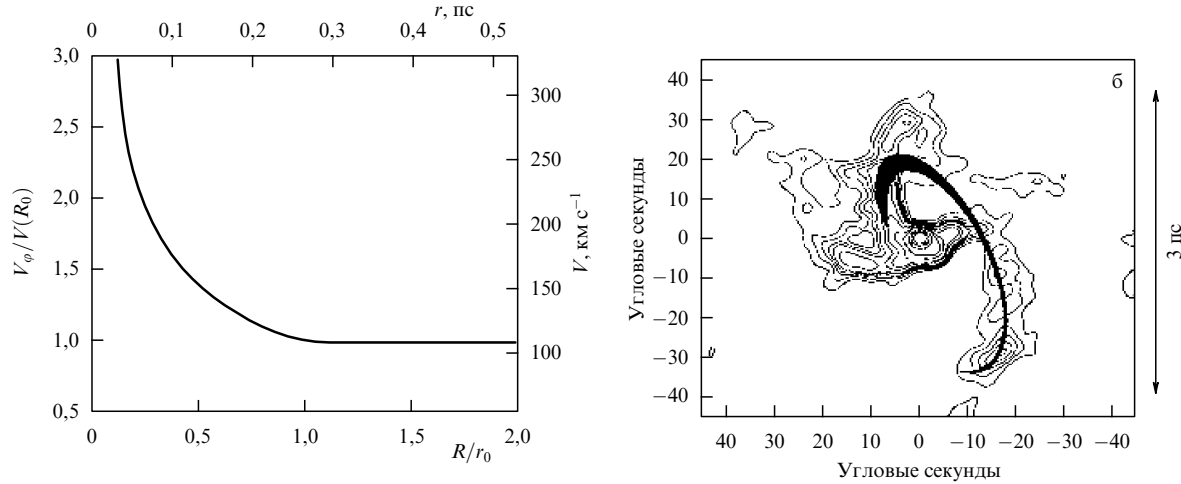


Рис. 18. (а) Наблюдаемая скорость вращения "ядерного" диска в центре нашей Галактики. (б) Изофоты (тонкие линии) диска в центре нашей Галактики, сгущение изофот показывает положение "миниспирали". На картину изофот наложена полученная в расчетах [92] однорукавная спиральная волна плотности (регулярная структура, обозначенная толстой кривой), вызванная неустойчивостью сверхотражения.

4.2. Оценки коэффициента турбулентной вязкости и величины α в аккреционных дисках

В монографиях и обзорах по физике плазмы формула для оценки коэффициента турбулентной вязкости ν_{turb} записывается в виде (см., например, [93])

$$\nu_{\text{turb}} \approx \frac{(\gamma_L)_{\text{max}}}{(k_{\perp}^2)_{\text{min}}}, \quad (29)$$

где $(\gamma_L)_{\text{max}}$ — максимальный инкремент линейной неустойчивости, которая вызывает соответствующую турбулентную вязкость, $(k_{\perp}^2)_{\text{min}}$ — минимальное волновое число, соответствующее максимальной длине волны, генерируемой данной неустойчивостью.

Формула (29) может быть легко получена из соображений размерности. Действительно, размерность турбулентной вязкости ν_{turb} , как и молекулярной ν_{mol} ,

$$[\nu_{\text{turb}}] = [\nu_{\text{mol}}] = \text{см}^2 \text{ с}^{-1}.$$

Подставляя в правую часть последнего выражения величины соответствующей размерности: $[\text{см}^2] = [k^{-2}]$, $[\text{с}^{-1}] = [\gamma]$, мы приходим к формуле (29).

Развитая трехмерная колмогоровская турбулентность в аккреционных дисках означает, что максимальный размер турбулентных пульсаций много меньше полутолщины диска h , т.е. $k_{\perp} h \gg 1$ или в предельном случае $(k_{\perp})_{\text{min}} h \geq 1$. Тогда, учитывая максимальный инкремент неустойчивости сверхотражения для моды $m = 1$ (рис. 17д) и условие равновесия диска по z -координате, $h \approx c_0/\Omega_0$, мы имеем

$$(\gamma_L)_{\text{max}} \approx 0,035 \Omega_{\text{ph}} = 0,035 \Omega_{\text{cor}} = 3,5 \times 10^{-2} \left(\frac{c_0}{h} \right),$$

$$(k_{\perp})_{\text{min}} \approx h^{-1}.$$

Подставляя эти выражения в (29), мы получаем коэффициент турбулентной вязкости в виде

$$\nu_{\text{turb}} \approx 3,5 \times 10^{-2} c_0 h.$$

Следуя [41, 42], мы находим

$$\alpha \approx 3,5 \times 10^{-2},$$

что согласуется как с областью численной вязкости наших расчетов, $10^{-2} < \alpha < 10^{-1}$, так и с интервалом

определения α в соответствующих статьях наблюдателей и теоретиков (см., например, [50, 52, 94, 95]).

4.3. Спектр турбулентности

Хорошо известно, что в соответствии со сценарием Колмогорова развитой стационарной турбулентности поток энергии направлен от малых волновых чисел $k_{\perp}$ к большему. При этом мощность потока энергии ε на единицу массы остается постоянной:

$$\varepsilon \approx (\delta V)^2 t^{-1} \approx (\delta V)^3 \lambda^{-1} = \text{const}. \quad (30)$$

Здесь предполагается, что турбулентные пульсации с пространственным размером $\sim \lambda$ имеют характерные пульсации скорости¹² δV . Из (30) находим хорошо известный спектр турбулентности Колмогорова – Обухова [97, 98]:

$$\delta V \approx (\lambda \varepsilon)^{1/3}, \quad \varepsilon = \text{const}.$$

Заметим, что условие (30) может быть выполнено только в случае, когда турбулентная среда является однородной и изотропной, что не выполняется для исследуемых нами неоднородных и дифференциально вращающихся аккреционных дисков.

Если мы опустим обе руки в мелкую воду в ванне и начнем их вращать в одну и ту же сторону, то мы увидим два вихря, стремящихся объединиться в один (рис. 19), т.е. характерный масштаб в этом случае будет увеличиваться в отличие от масштаба колмогоровского каскада, который уменьшается. Этот случай соответствует двумерной — бэтчелоровской — турбулентности, для которой выполняется обратное колмогоровскому неравенство: $k_{\perp} h \ll 1$ или $(k_{\perp})_{\text{max}} h \leq 1$.

Как мы видели в разделе 3.4.4, на внеатменной части кривых блеска видимая амплитуда вариаций изменяется с периодом $T_1 \approx (1/5)T_{\text{orb}}$ (где T_{orb} — орбитальный период двойной системы)¹³. Эти вариации проявляют себя наиболее отчетливо в эмиссионной линии дважды

¹² Детальное описание движения турбулентной жидкости как суперпозиции усредненной и пульсационной компонент содержится, например, в монографии [96].

¹³ Очевидно, что приливные вариации большой амплитуды тоже присутствуют. Их период $T_{\text{tid}} \approx T_{\text{orb}}/2$.

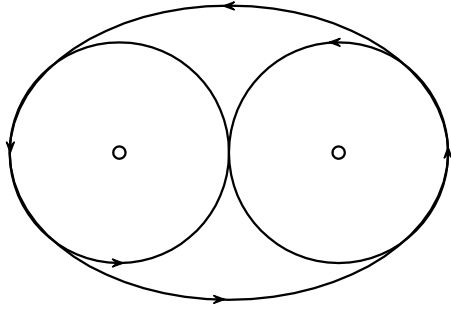


Рис. 19. Схематическое изображение вихрей в мелкой воде. Характерная особенность — стремление двух вихрей объединиться в один.

ионизованного гелия HeII 4686 Å (см. рис. 16). В системе IP Peg угол наклона орбиты составляет $\sim 68^\circ$, поэтому более холодный и плотный сгусток — однорукавная волна плотности — будет периодически закрывать от наблюдателя внутреннюю горячую область. Отсюда и видимые вариации на внезатменных частях кривых блеска. Линия HeII 4686 Å заведомо выходит из внутренних частей диска с высокой температурой, превышающей порог ионизации HeII в $\simeq 51$ эВ. Анализируя вариации блеска в этой линии, мы можем получить представление о затмевающих излучение структурах во внешних частях аккреционного диска.

В соответствии с описанными в разделе 4.1 результатами однорукавная спиральная волна плотности в аккреционном диске может быть вызвана неустойчивостью сверхотражения. Эта плотная структура локализуется в радиальной области $r \sim (0,15-0,30)A$ и имеет период обращения близкий к T_1 .

Представим плотность в экваториальной плоскости аккреционного диска ($z = 0$) на некотором радиусе r при фиксированном азимутальном угле φ в виде

$$\rho(t) = \langle \rho \rangle + \Delta \rho(t), \quad \Delta \rho(t) = \delta \rho_{\text{tid}}(t) + \sum_{m=1}^{m_{\text{max}}} \delta \rho^{(m)}(t).$$

Здесь мы предположили, что вариации плотности около среднего уровня $\langle \rho \rangle$ вызваны суперпозицией приливной гармоники $\delta \rho_{\text{tid}}(t)$ и основных собственных азимутальных мод m ($m_{\text{max}} \leq 3-4$), связанных с неустойчивостью сверхотражения. Затем мы можем аналогичным образом аппроксимировать наблюдаемую интенсивность излучения в линии HeII 4686 Å как суперпозицию среднего уровня $\langle I \rangle$ и некоторых пульсаций $\Delta I(t)$, т.е.

$$I(t) = \langle I \rangle + \Delta I(t), \quad \Delta I(t) = \delta I_{\text{tid}}(t) + \sum_{m=1}^{m_{\text{max}}} \delta I^{(m)}(t).$$

Здесь $\delta I_{\text{tid}}(t)$ — приливная гармоника с частотой $f_{\text{tid}} \simeq 2f_{\text{orb}}$, $f_{\text{orb}} \equiv 1/T_{\text{orb}}$. Другие пульсации соответствуют основным собственным модам и имеют простую гармоническую зависимость:

$$\delta I^{(m)}(t) \simeq A_m \cos [2\pi f_m(t - t_{0m})].$$

Поэтому амплитуда m -й гармоники A_m должна быть пропорциональна амплитуде $|\delta \rho^{(m)}|$ соответствующей собственной моды, $A_m \equiv A(k_{\perp}^{(m)}) \propto |\delta \rho^{(m)}|$. Вычисленный [99] фурье-спектр (квадрат модуля амплитуды $|A_m|^2$ от нормализованной орбитальной частоты f_{orb}) пульсаций $\Delta I(t)$ показывает четыре основных пика кроме приливной гармоники (рис. 20а). Первый пик, имеющий частоту $f_1 \simeq 4,94$, предположительно соответствует моде $m = 1$. Поэтому, согласно нашим результатам

численного исследования в линейном приближении изолированного двумерного аккреционного диска с основными параметрами трехмерного диска в двойной системе (см. раздел 4.1), два последующих пика должны соответствовать модам¹⁴ $m = 2$ и $m = 3$.

Величина удельной тепловой (упругой) энергии m -й гармоники волны плотности может быть оценена как (см., например, [100])

$$\delta E_T^{(m)} \simeq \frac{c_0^2}{2\langle \rho \rangle} (\delta \rho^{(m)})^2 \propto (\delta \rho^{(m)})^2.$$

Величина удельной кинетической энергии в той же самой волне выражается в виде [100]

$$\delta E_K^{(m)} \simeq \frac{\langle \rho \rangle}{2} (\delta V^{(m)})^2 \propto (\delta V^{(m)})^2,$$

где $\delta V^{(m)}$ — амплитуда возмущенной скорости в m -й гармонике волны. Как показано в [100], $\delta E_T^{(m)} \simeq \delta E_K^{(m)}$, откуда следует

$$\delta E_T^{(m)} dk \propto |\delta \rho^{(m)}|^2 \propto |A(k_{\perp}^{(m)})|^2.$$

Предполагая степенной закон распределения спектральных амплитуд максимумов, можно записать

$$(\delta V^{(m)})^2 \propto |A(k_{\perp}^{(m)})|^2 \simeq \frac{B}{(k_{\perp}^{(m)})^\mu} \simeq \frac{\tilde{B}}{m^\mu}, \quad (31)$$

где

$$k_{\perp}^{(m)} \simeq k_{\phi}^{(m)} \simeq \frac{m}{r_c^{(m)}} \simeq \frac{m}{r_c^{(1)}} (1 + \beta)^{-(m-1)}, \quad m = 1, 2, 3,$$

и коротационные радиусы $r_c^{(m)}$ крупномасштабных мод предполагаются близкими друг другу (в соответствии с результатами, представленными в разделе 4.1, мы здесь можем принять $\beta \sim 0,05 \ll 1$).

Взяв логарифм от (31), получим

$$\ln \{|A_m|^2\} \simeq \ln \tilde{B} - \mu \ln m.$$

Как мы видим из рис. 20б, три пика, соответствующие модам $m = 1, 2, 3$, связаны линейной (с достаточно хорошей степенью точности) зависимостью. Наклон этой линейной зависимости дает следующий показатель степени n :

$$\delta V^{(m)} \propto (k_{\perp}^{(m)})^{-n}, \quad n \equiv \frac{\mu}{2} \simeq 0,74 \pm 0,18.$$

Здесь оцененная величина ошибки соответствует неопределенностям вычисленного (с помощью дискретного преобразования Фурье) степенного спектра (обозначенного крестами на рис. 20).

Величина показателя степени $n \simeq 0,74 \simeq 3/4$, вычисленного для аккреционного диска в IP Peg, существенно отличается от показателя степени развитой турбулентности $n_K = 1/3$, вычисленного Колмогоровым и Обуховым, — на величину $\Delta n \simeq 0,4$. Такое большое различие возникает вследствие того, что в любом аккреционном диске не выполняются два условия, необходимые для реализации спектра Колмогорова–Обухова: однородность и изотропия.

¹⁴ Сдвиги соответствующих частот в спектре, изображенном на рис. 20а, оцениваются как $\Delta f^{(2)} \simeq -0,09$ и $\Delta f^{(3)} \simeq -0,25$. Они качественно согласуются с результатами, полученными в нашей модели.

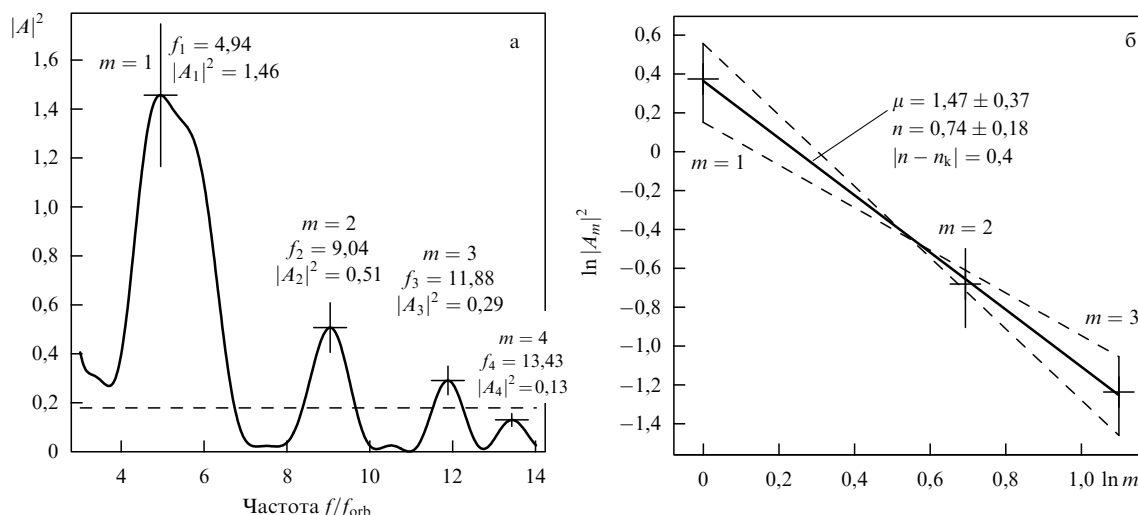


Рис. 20. (а) Фурье-спектр переменности блеска системы IP Peg в линии HeII 4686 Å (1-я ночь на рис. 16). Горизонтальная штриховая линия показывает уровень, соответствующий наблюдательному отношению сигнал/шум равному единице. (б) Линейное представление степенного спектра. Штриховые линии обозначают пределы, соответствующие максимальным ошибкам.

5. Заключение

Таким образом, комплексный анализ крупномасштабных процессов в аккреционных дисках системы двойных звезд, включая трехмерное численное моделирование, численное решение линейной краевой задачи для нахождения собственных функций и собственных значений двумерного изолированного аккреционного диска с основными параметрами, соответствующими полученным в трехмерных расчетах, и фурье-анализ степенного спектра пульсаций на внезатменной части кривых блеска в аккреционном диске IP Peg, позволил получить следующие результаты.

1. Продемонстрировано наличие глобальной приливной моды $m=2$, вызванной гравитационным воздействием звезды-донора на аккреционный диск.

2. Выявлено наличие возрастающих по амплитуде коллективных мод колебаний $m=1, 2, 3$, вызванных неустойчивостью сверхотражения.

3. Показано, что максимальным инкрементом $\gamma \simeq 0.035 \Omega_{\text{ph}}$ обладает первая мода, $m=1$.

4. Вычисленный максимальный инкремент неустойчивости и оценка минимальной величины волнового вектора $(k_{\perp})_{\text{min}} \simeq h^{-1}$ позволили впервые получить из первых принципов коэффициент турбулентной вязкости и величину параметра $\alpha = 0.035$. Полученное значение α согласуется с наблюдательными и теоретическими оценками многих авторов.

5. Впервые определен спектр развитой турбулентности аккреционного диска в системе IP Peg, который является степенным с показателем $n \simeq 3/4$.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Программы Президента РФ по поддержке ведущих научных школ, Программ Президиума РАН "Происхождение и эволюция звезд и галактик" и "Математическое моделирование и интеллектуальные системы", Программы ОФН РАН "Протяженные объекты во Вселенной".

Список литературы

1. Масевич А Г, Тутуков А В *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988)

2. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* 4-е изд. (М.: Наука, 1988) [Translated into English: Landau L D, Lifshitz E M *Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]

3. Szebehely V *Theory of Orbits: the Restricted Problem of Three Bodies* (New York: Academic Press, 1967)

4. Papaloizou J, Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **181** 441 (1977)

5. Lin D N C, Papaloizou J C B, Savonije G J *Astrophys. J.* **365** 748 (1990)

6. Dgani R, Livio M, Regev O *Astrophys. J.* **436** 270 (1994)

7. Michel F C *Astrophys. J.* **279** 807 (1984)

8. Sawada K, Matsuda T, Hachisu I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **219** 75 (1986)

9. Spruit H C *Astron. Astrophys.* **184** 173 (1987)

10. Syer D, Narayan R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **262** 749 (1993)

11. Бисноватый-Коган Г С, Блинные С И *Письма в Астрон. журн.* **2** 489 (1976) [Bisnovatyi-Kogan G S, Blinnikov S I *Sov. Astron. Lett.* **2** 191 (1976)]

12. Paczyński B *Comments Astrophys.* **6** 95 (1976)

13. Shakura N I, Sunyaev R A, Zilitinkevich S S *Astron. Astrophys.* **62** 179 (1978)

14. Lin D N C, Papaloizou J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **191** 37 (1980)

15. Blandford R D, Payne D G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883 (1982)

16. Lubow S H, Papaloizou J C B, Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268** 1010 (1994)

17. Cao X, Spruit H C *Astron. Astrophys.* **385** 289 (2002)

18. Lynden-Bell D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** 1360 (2003)

19. Lin D N C, Papaloizou J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **186** 799 (1979)

20. Lubow S H *Astrophys. J.* **245** 274 (1981)

21. Vishniac E T, Diamond P *Astrophys. J.* **347** 435 (1989)

22. Велихов Е П *ЖЭТФ* **36** 1398 (1959) [Velikhov E P *Sov. Phys. JETP* **9** 995 (1959)]

23. Chandrasekhar S *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (New York: Dover Publ., 1981)

24. Balbus S A, Hawley J F *Astrophys. J.* **376** 214 (1991)

25. Winters W F, Balbus S A, Hawley J F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **340** 519 (2003)

26. Goodman J *Astrophys. J.* **406** 596 (1993)

27. Lubow S H, Pringle J E, Kerswell R R *Astrophys. J.* **419** 758 (1993)

28. Cabot W *Astrophys. J.* **277** 806 (1984)

29. Li H et al. *Astrophys. J.* **533** 1023 (2000)

30. Klahr H H, Bodenheimer P *Astrophys. J.* **582** 869 (2003)

31. Papaloizou J C B, Lin D N C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **33** 505 (1995)

32. Balbus S A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **41** 555 (2003)

33. Fridman A M et al. *Phys. Lett. A* **317** 181 (2003)

34. Paczyński B, Sienkiewicz R *Acta Astron.* **22** 73 (1972)

35. Lubow S H, Shu F H *Astrophys. J.* **198** 383 (1975)

36. Shore S N, Livio M, van den Heuvel E P J *Interacting Binaries* (Saas-Fee Adv. Course, Lecture Notes, 1992, No. 22, Eds H Nussbaumer, A Orr) (Berlin: Springer-Verlag, 1994)

37. Boyarchuk A A, Bisikalo D V, Kuznetsov O A, Chechetkin V M *Mass Transfer in Close Binary Stars* (Adv. in Astron. and Astrophys., Vol. 6) (London: Taylor & Francis, 2002)

38. Warner B *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)

39. Pringle J E, in *Interacting Binary Stars* Ch. 1 (Cambridge Astrophys. Ser., Vol. 6, Eds J E Pringle, R A Wade) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985)
40. Bath G T, Pringle J E "Cataclysmic variables: An theoretical review", in *Interacting Binary Stars* (Cambridge Astrophys. Ser., Vol. 6, Eds J E Pringle, R A Wade) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985)
41. Шакура Н И *Астрон. журн.* **49** 921 (1972) [Shakura N I *Sov. Astron.* **16** 756 (1973)]
42. Shakura N I, Syunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
43. Frank J, King A R, Raine D J *Accretion Power in Astrophysics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985)
44. Fridman A M, Polyachenko V L *Physics of Gravitating Systems* (New York: Springer-Verlag, 1984)
45. Фридман А М, Горькавый Н Н *Физика планетных колец* (М.: Наука, 1994) Translated into English: Fridman A M, Gor'kavyi N N *Physics of Planetary Rings* (New York: Springer, 1999)
46. Mineshige S, Wheeler J C (Eds) *Disk Instabilities in Close Binary Systems: 25 Years of the Disk-Instability Model* (Frontiers Sci. Ser., No. 26) (Tokyo: Universal Academy Press, 1999)
47. Pringle J E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **19** 137 (1981)
48. Popham R, Narayan R *Astrophys. J.* **370** 604 (1991)
49. Фридман А М, Хоружий О В, в кн. Фридман А М, Горькавый Н Н *Физика планетных колец* (М.: Наука, 1994) с. 282
50. Lynden-Bell D, Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **168** 603 (1974)
51. Verbunt F "Accretion disks in stellar X-ray sources — A review of the basic theory of accretion disks and its problems" *Space Sci. Rev.* **32** 379 (1982)
52. Meyer-Hofmeister E, Ritter H "Accretion disks in close binaries", in *The Realm of Interacting Binary Stars* (Astrophys. and Space Sci. Library, Vol. 177, Eds J Sahade, G E McCluskey (Jr.), Y Kondo) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1993) p. 143
53. Tout C "Accretion disk viscosity", in *Cataclysmic Variables and Related Objects* (Astrophys. and Space Sci. Library, Vol. 208, Eds A Evans, J H Wood) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996) p. 97
54. Alexander D R, Augason G C, Johnson H R *Astrophys. J.* **345** 1014 (1989)
55. Bell K R, Lin D N C *Astrophys. J.* **427** 987 (1994)
56. Cannizzo J K, Kenyon S J *Astrophys. J. Lett.* **309** L43 (1986)
57. Cox D P, Daltabuit E *Astrophys. J.* **167** 113 (1971)
58. Raymond J C, Cox D P, Smith B W *Astrophys. J.* **204** 290 (1976)
59. Spitzer L (Jr.) *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley, 1978) [Спитцер Л (мл.) *Физические процессы в межзвездной среде* (М.: Мир, 1981)]
60. Schwarzschild M *Structure and Evolution of the Stars* (Princeton: Princeton Univ. Press, 1958) [Шварцшильд М *Строение и эволюция звезд* (М.: ИЛ, 1961)]
61. Бисноватый-Коган Г С *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989) [Translated into English: Bisnovatyi-Kogan G S *Stellar Physics* (Berlin: Springer-Verlag, 2001)]
62. Nagasawa M, Matsuda T, Kuwahara K *Numer. Astrophys. Jpn.* **2** 27 (1991)
63. Hirose M, Osaki Y, Mineshige S *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **43** 809 (1991)
64. Molteni D, Belvedere G, Lanzafame G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **249** 748 (1991)
65. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **78** 707 (2001) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **45** 611 (2001)]
66. Molteni D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **327** 1103 (2001)
67. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **80** 879 (2003) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **47** 809 (2003)]
68. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **81** 494 (2004) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **48** 449 (2004)]
69. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **81** 648 (2004) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **48** 588 (2004)]
70. Bisikalo D V *Astrophys. Space Sci.* **296** 391 (2005)
71. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **82** 788 (2005) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **49** 701 (2005)]
72. Bisikalo D V et al. *Chin. J. Astron. Astrophys.* **6** 159 (2006)
73. Lyubarskij Yu E, Postnov K A, Prokhorov M E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266** 583 (1994)
74. Ogilvie G I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **325** 231 (2001)
75. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **78** 780 (2001) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **45** 676 (2001)]
76. Fridman A M, Khoruzhii O V *Space Sci. Rev.* **105** 1 (2003)
77. Фридман А М *УФН* **177** 121 (2007) [Fridman A M *Phys. Usp.* **50** 115 (2007)]
78. Горбачский В Г *Астрофизика* **3** 245 (1967) [Gorbatskii V G *Astrophys. J.* **3** 116 (1967)]
79. Smak J *Acta Astron.* **20** 311 (1970)
80. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **78** 625 (2001) [Khruzina T S et al. *Astron. Rep.* **45** 538 (2001)]
81. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **80** 675 (2003) [Khruzina T S et al. *Astron. Rep.* **47** 621 (2003)]
82. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **80** 919 (2003) [Khruzina T S et al. *Astron. Rep.* **47** 848 (2003)]
83. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **82** 99 (2005) [Khruzina T S et al. *Astron. Rep.* **49** 79 (2005)]
84. Mason K O, Drew J E, Knigge C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **290** L23 (1997)
85. Froning C S, Long K S, Knigge C *Astrophys. J.* **584** 433 (2003)
86. Marsh T R, Horne K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **235** 269 (1988)
87. Кузнецов О А и др. *Астрон. журн.* **78** 997 (2001) [Kuznetsov O A et al. *Astron. Rep.* **45** 872 (2001)]
88. Morales-Rueda L, Marsh T R, Billington I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 454 (2000)
89. Wolf S et al. *Astron. Astrophys.* **332** 984 (1998)
90. Paczyński B *Astrophys. J.* **216** 822 (1977)
91. Ляхович В В, Фридман А М, Хоружий О В, в сб. *Неустойчивые процессы во Вселенной* (Отв. ред. А Г Мосевич) (М.: Космосинформ, 1997) с. 194
92. Fridman A M et al., in *The Galactic Center* (Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser., Vol. 102, Ed. R Gredel) (San Francisco: ASP, 1996) p. 335
93. Кадомцев Б Б, в сб. *Вопросы теории плазмы* Т. 4 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1964) с. 188 [Translated into English: Kadomtsev B B, in *Reviews in Plasma Physics* Vol. 4 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1971)]
94. Smak J *Acta Astron.* **49** 391 (1999)
95. Shu F H et al. *Astrophys. J.* **665** 535 (2007)
96. Монин А С, Яглом А М *Статистическая гидродинамика* (М.: Наука, 1964, 1967) [Translated into English: Monin A S, Yaglom A M *Statistical Fluid Mechanics* Vol. 1, 2 (Cambridge, MA: MIT Press, 1971, 1975)]
97. Колмогоров А Н *ДАН СССР* **30** 301 (1941) [Kolmogorov A N *C.R. Acad. Sci. URSS* **30** 301 (1941)]
98. Обухов А М *ДАН СССР* **32** 22 (1941) [Obukhov A M *C.R. Acad. Sci. URSS* **32** 22 (1941)]
99. Fridman A M et al., in *Chaos in Astronomy 2007* (Eds P Patsis, G Contopoulos) (Berlin: Springer-Verlag, 2008) (in press)
100. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986) [Translated into English: Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)]

The nature of accretion disks of close binary stars: overreflection instability and developed turbulence

A.M. Fridman

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, ul. Pyatnitskaya 48, 119017 Moscow, Russian Federation
 Tel. (7-495) 951-7993. Fax (7-495) 230-20 81. E-mail: afridman@inasan.rssi.ru
Russian Research Centre "Kurchatov Institute", Institute of Physics of Stochastic Structures,
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation

D.V. Bisikalo

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, ul. Pyatnitskaya 48, 119017 Moscow, Russian Federation
 E-mail: bisikalo@inasan.ru

The current status of physics of accretion disks in close binary stars is reviewed with emphasis on the hydrodynamic overreflection instability — a factor leading to accretion disk turbulence. The estimated turbulent viscosity coefficients are in good agreement with observations and explain the high angular momentum transfer rate and the measured accretion rate. Based on the observations, a power law spectrum for the developed turbulence is obtained.

PACS numbers: **47.87**, —i, 97.10.Gz, **97.80**, —d

Bibliography — 100 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (6) 577–604 (2008)

DOI: 10.3367/UFN.0178.200806b.0577

Received 28 February 2008

Physics—Uspekhi **51** (6) (2008)