БОЛГАРСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК . BULGARIAN ACADEMY OF SCIENCES
АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 4 . ASTROPHYSICAL INVESTIGATIONS, 4
София . 1985 . Sofia

Аккреционные диски*

Л. Филиппов

I. Введение

Квазары, ядра активных галактик, рентгеновские источники, звезды типа T Tauri, двойные взривные звезды — эта необычайно богатая группа астрономических объектов характеризуется колоссальным количеством выделенной энергии. Типичная энергия излучения при вспышке карликовых новых достигает порядка 10^{38} erg, а мощность квазаров 10^{47} erg/s. Единственная теория, объясняющая выделение такой колоссальной энергии, это теория о переработке гравитационной энергии. Энергия, накопленная в виде гравитационного поля, может быть израсходована потенциально с любой скоростью выделения, благодаря механизму „аккреции". Материя падает радиально, непосредственно на центральный объект (сферическая аккреция), или если имеет большой начальный момент вращения, образует кольцо или диск и падает по спирали. Существование аккреционных дисков в двойных звездных системах подтверждается разными наблюдениями.

В случаях объектов, в которых, как предполагается, существует „черная дыра", мы ожидаем тоже аккреционных дисков, так как этот механизм самый производительный. Когда имеем радиальное падение вещества, большая часть энергии переходит в кинетическую, которая теряется, так как она поглощается вместе с веществом „черной дырой".

Мы можем приблизительно оценить энергию, которая ожидается при дисковой аккреции. Если M — масса центрального тела, R — его радиус, тогда энергия, связанная с единицей массы в конце пути падения, как часть энергии массы покоя, будет:

$$\frac{1}{2}\,\frac{MG}{Rc^2}=\begin{cases}10^{-4} & \text{— белый карлик,}\\ 0{,}05 & \text{— нейтронная звезда.}\end{cases}$$

Эффективность энерговыделения для „черной дыры" зависит от ее собственного момента вращения и принимает значения 0,057—0,42. По этой причине светимость дисков, которую можно ожидать в зависимости от скорости аккреции $\dot{M}$, можно представить:

* В этой статье используется принятая в астрофизике единица энергии erg; 1 erg $=10^{-7}$ J.

$$L \sim 10^{-4} \dot{M} \sim (10^{34}\,\mathrm{erg/s}) \left(\frac{\dot{M}}{10^{-9} M_{\odot}/\text{год}}\right).$$

Для черной дыры имеем:

$$L \sim 0{,}1\, \dot{M} \sim (10^{37}\,\mathrm{erg/s}) \left(\frac{\dot{M}}{10^{-9} M_{\odot}/\text{год}}\right).$$

Эти результаты показывают, что значение дисковой аккреции очень большое и процессы, связанные с ней, требуют глубокого понимания.

II. Диски в двойных системах

Рассматриваем двойную систему, одна из составляющих которой является белым карликом, нейтронной звездой или черной дырой (т. е. объектами малых размеров), а вторая звезда принадлежит позднему спектральному классу. На определенном этапе эволюции, зависящей от отношения масс обоих компонентов, один из них заполняет свою полость Роша и начинается протекание вещества ко второй составляющей через внутреннюю точку Лагранжа. Материя входит в поле действия второго компонента с большим угловым моментом и переходит в орбитальное движение. Она не будет сваливаться непосредственно на звезду, а будет двигаться почти по кеплеровской орбите и формировать вокруг компактного объекта газовый диск.

Натяжение, которое возникает из-за наличия вязкости, уменьшая постепенно угловой момент и приводит к появлению радиальной составляющей в движении вещества, что, со своей стороны, создает движение к центральному объекту по очень сжатой спирали. „Лишняя" гравитационная энергия будет диссипировать в виде тепла и излучения. Постоянная аккреция материи на внешней границе диска компенсирует потери вещества на внутренней границе. Перетекание плазмы по диску не обязательно должно быть стационарным, а можно ожидать самые разные неустойчивости, которые дают в конце концов те явления излучения, которые наблюдаются в двойных системах и рентгеновских источниках.

Данные наблюдений и подробное описание видов звезд можно, например, найти в статье Смака (1972).

III. Другие механизмы формирования дисков

Возникновение дисков можно связать с образованием звезд (Линден-Бэлл, Прингл, 1974). Сжимающаяся газовая масса, имеющая очень большой угловой момент вращения, образует звезду, у которой внешняя поверхность скапливает лишний момент вращения и тоже образует массивный диск. В зависимости от степени эволюции звезды мы могли бы описать стадии звезд типа T Tauri. Время жизни в этой стадии около 10^5 лет. Это новоподобные звезды с массивным, более ярким, чем сама звезда, диском.

Такой механизм — образование аккреционного диска с большим моментом вращения на внешней границе, рассматривается Ярошинским (1978) как модель „барстера".

Активные ядра галактик и квазаров — это на несколько порядков более мощные источники энергии, и их массы также должны быть относительно большими. Кажется (Линден-Бэлл, 1969), что в их центральных частях находятся большие массивные „черные дыры“ с массами порядка $10^7 M_\odot$ для галактик $10^9-10^{10} M_\odot$ для квазаров. Вокруг этих массивных „черных дыр“ межзвездная среда в особых случаях могла бы образовать аккреционный диск. Проблема все-таки далека от полного решения, так как сложно определить область возможных масс „черных дыр“, отвечающих отдельным видам объектов, и производительность аккреции, и установить совпадение с теоретическими результатами.

IV. Диски — плоские звезды

В астрономии давно уже известны объекты в форме дисков. Исторически первыми были кольца Сатурна, наблюдаемые еще в 1650 г. Гюйгенсом. Плоскими объектами другого типа являются галактики. Новостью последних лет является необходимость создания теории газовых дисков, оптически толстых, с термодинамическим описанием. До сих пор такая теория существует для звезд и опирается на предположение о сферической симметрии, обоснованном хорошим сходством с наблюдениями. Солнце является совершенным примером.

Сильная концентрация массы к центру звезды не позволяет ротации влиять на главную структуру звезды, а единственно на ее внешнюю поверхность, скапливающую небольшую часть вещества. Также в двойных системах, где присутствие компаньона возмущает гравитационное поле основной звезды, т. е. меняет распределение ее массы внутри, влияние ограничивается только на внешние поверхности. Благодаря этому, можно использовать модели с предположенной сферической симметрией.

Теория аккреционных дисков относится ко второму крайнему случаю— плоской звезде, которую можно считать локально плоско-параллельной структурой. Ясно, что уравнения должны быть простыми, как в случае сферических звезд.

V. Модель тонкого аккреционного диска

Представьте себе звезду или „черную дыру“, являющуюся источником гравитационного поля. Вокруг нее вращается газовый, невесомый диск.

Далее, если мы предполагаем, что частицы газа в диске двигаются почти как свободные по круговым орбитам, значит принимаем влияние термодинамических особенностей газа за эффекты второго и высшего порядка малости. Допустимая малая внутренняя энергия газа по сравнению с кинетической энергией вращения и гравитационной энергией означает низкую температуру, а затем маленькую толщину диска. Это позволяет относиться к диску локально как к плоско-параллельной системе и симметрически разделить его на цилиндрические поверхности толщиной dr (r — расстояние от оси вращения) и высотой, равной толщине диска.

Закон вращения такого цилиндра идентичен вращению свободной частицы на конечной орбите с радиусом r, значит гравитационная сила уравновешивается центробежной силой, а влияние градиента давления в радиальном направлении не учитывается. Но в вертикальном направлении единственная сила, которая уравновешивает вертикальную составляющую гравитационной силы, является как раз градиентом давления, и здесь нельзя о нем забывать Термодинамические параметры газа для цилиндра, такие как давление, плотность, температура и т. д., являются функциями расстояния меридиональной плоскости диска. Координата r номерирует очередные цилиндры, а затем входит в уравнения как параметр.

Эволюцию диска вводим, учитывая влияние вязкости. Действие этого сцепления проявляется при взаимодействии двух соседних цилиндров, вращающихся с небольшой разницей в скоростях. Значит, осуществляется некоторая небольшая передача момента вращения и массы от одного цилиндра к другому.

Выделенная при этом энергия будет высвечиваться с поверхности диска. Эволюция, благодаря небольшому сцеплению, очень медленна и не мешает гидродинамическому равновесию.

1. Величины, характеризирующие диск

Введем цилиндрические координаты (r, φ, z). Центр системы совпадает с центром компактной звезды, а плоскость $(r, \varphi, 0)$ совпадает с центральной плоскостью диска. Гравитирующий объект создает сферически симметричное поле $\Psi(R)$, где $R^2 = r^2 + z^2$. Предположим, что $\Psi(R) < 0$, $\frac{d\Psi}{dR} > 0$ (сл. условия нормировки).

А. Кинематические параметры: v — линейная скорость вращения; Ω — угловая скорость вращения; j — момент импульса на единицу массы; e — механическая энергия на единицу массы.

Эти величины зависят только от r, а их связи с гравитационным потенциалом такие, как для свободных частиц на конечных орбитах радиуса R.

а) $$\frac{v^2}{r} = \left(\frac{\partial\Psi(R)}{\partial r}\right)_{z=0} \equiv \frac{d\Psi_0}{dr},$$

б) $$v = \left(r\,\frac{d\Psi_0}{dr}\right)^{1/2}, \qquad \Omega = \left(\frac{1}{r}\cdot\frac{d\Psi_0}{dr}\right)^{1/2},$$

в) $$j = vr = \left(r^3\,\frac{d\Psi_0}{dr}\right)^{1/2}, \qquad e = \frac{1}{2}v^2 + \Psi_0 = \frac{1}{2}r\frac{d\Psi_0}{dr} + \Psi_0,$$

г) $$\frac{de}{dr} = \frac{3}{2}\,\frac{d\Psi_0}{dr} + \frac{1}{2}\,r\,\frac{d^2\Psi_0}{dr^2} = \Omega\,\frac{dj}{dr}.$$

В. Термодинамические величины, описывающие особенности газа внутри цилиндра $(r, r+dr)$.

$P(z)$ — давление, $\rho(z)$ — плотность, $T(z)$ — температура, $\eta(z)$ — коэффициент вязкости, $k(z)$ — коэффициент непрозрачности, $\varepsilon(z)$ — лучевое тепловыделение вязкостной диссипации, $v_r(z)$ — радиальная скорость протекания вещества, $\Sigma(z)$ — поверхностная плотность слоя $(-z, z)$, $2F(z)$ — поток тепла, возникающий в слое $(-z, z)$.

С. Величины, характеризующие цилиндр как одно целое и определяющие действие на поверхности $r = \mathrm{const}$, при единичной ширине цилиндра $dr = 1$: Σ — поверхностная плотность, g — момент вязких сил, $\dot{M}$ — скорость аккреции, J — поток момента импульса, $\dot{E}_r$ — радиальный поток энергии, $\dot{E}_z$ — вертикальный поток энергии, F — поток тепла.

2. *Радиальная структура*

Между взаимодействующими цилиндрами наступает передача массы, энергии и момента импульса. Транспорт этот должен быть согласован с законами сохранения этих величин. Масса и момент импульса передаются в радиальном направлении, только энергия может покидать диск в направлении, перпендикулярном его поверхности (под видом излучения). Балансируя потоки данных величин, входящих и выходящих из цилиндра, и нормируя их на единицу толщины цилиндра $dr=1$, получаем

а) $$\frac{\partial}{\partial t}(2\pi r\Sigma) + \frac{d\dot{M}}{dr} = 0 \quad \text{(уравнение неразрывности)},$$

б) $$\frac{\partial}{\partial t}(2\pi r\Sigma j) + \frac{d\dot{J}}{dr} = 0 \quad \text{(уравнение сохранения момента)},$$

в) $$\frac{\partial}{\partial t}(2\pi r\Sigma e) + \frac{d\dot{E}_r}{dr} + \frac{d\dot{E}_z}{\partial r} = 0 \quad \text{(уравнение сохранения энергии)}.$$

Эти уравнения можно написать по-другому, употребляя очевидные связи

$$\dot{J} = \dot{M}j + g, \qquad \dot{E}_r = \dot{M}e + g\Omega,$$

где первые члены обозначают следствие переноса массы, а остальные — результат действия вязких сил:

$$\frac{d\dot{E}_r}{dr} = 2F \, . \, 2\pi r.$$

Число 2 перед F обозначает, что энергия излучается в оба направления перпендикулярно плоскости диска. Сделаем сейчас простые преобразования:

$$\frac{\partial}{\partial t}(2\pi r\Sigma j) + \frac{\partial \dot{J}}{dr} = j\,\frac{\partial}{\partial t}(2\pi r\Sigma) + \frac{d}{dr}(\dot{M}j + g)$$

$$= -j\frac{d\dot{M}}{dr} + j\,\frac{d\dot{M}}{dr} + \dot{M}\frac{dj}{dr} + \frac{dg}{dr}$$

и

$$\frac{\partial}{\partial t}(2\pi r\Sigma e) + \frac{d\dot{E}_r}{dr} + \frac{d\dot{E}_z}{dr} = e\,\frac{\partial}{\partial t}(2\pi r\Sigma) + \frac{d}{dr}(\dot{M}e + g\Omega)$$

$$+ 4\pi rF = \dot{M}\left(\frac{de}{dr} - \Omega\,\frac{dj}{dr}\right) + g\,\frac{d\Omega}{dr} + 4\pi rF.$$

Благодаря этой процедуре получаем законы сохранения вида:

а) $$2\pi r\,\frac{\partial\Sigma}{\partial t} + \frac{d\dot{M}}{dr} = 0,$$

б) $$\dot{M}\frac{dj}{dr} + \frac{dg}{dr} = 0,$$

в) $$g\,\frac{d\Omega}{dr} + 4\pi rF = 0.$$

Знание потока тепла $F(z)$ и поверхностной плотности $\Sigma(z)$ определяет точно радиальную структуру диска и скорость изменения поверхностной плотности $\frac{\partial\Sigma(z)}{\partial t}$ в данный момент. Связь между $F(z)$ и $\Sigma(z)$ получается как результат термодинамического анализа диска.

3. Вертикальная структура диска

Вертикальная структура диска определяется уравнением гидростатического равновесия в направлении z:

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{d\Psi}{dR}\frac{z}{R}\rho,$$

так как диск тонкий $R \approx r$, и на основании предыдущих обозначений

$$\frac{dP}{dz} = -\left(\frac{d\Psi}{dr}\right)\frac{z}{r}\rho.$$

По определению

$$2F_z = \int_{-z}^{z} \varepsilon dz \quad \text{и} \quad \Sigma_z = \int_{-z}^{z} \rho dz.$$

Соответствующие уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{dF_z}{dz} = \varepsilon \quad \text{и} \quad \frac{d\Sigma_z}{dz} = 2\rho.$$

Распределение температуры определяется уравнением лучистого теплообмена в направлении z. При условии, что диск оптически толст и потока тепла в радиальном направлении можно не учитывать, получаем

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{3\varkappa\rho}{4acT^3}F_z.$$

Наконец, из механики сплошных сред известно, что вязкость диссипирует энергию и дает поток тепла, равным

$$\varepsilon = \eta\left(r\frac{d\Omega}{dr}\right)^2.$$

Уравнения эти должны выполняться соответственно вместе с краевыми условиями:

на поверхности: $z = z_0$, $P = 0$, $F_z = F = T_p^4$, $T = T_{p_1}\Sigma_z = \Sigma$;

в плоскости: $z = 0$, $\Sigma_z = 0$, $F_z = 0$, $T = T_c$, $P = P_c$.

Свободные параметры — это соответственно T_c и P_c (в центре) и F и Σ или F и z (на поверхности).

Комплекс уравнений вертикальной структуры дополняют следующие функции: $\Psi(R)$ — гравитационный потенциал, $P(\rho, T)$ — уравнение состояния, $\eta(\rho, T)$ — коэффициент вязкости, $k(\rho, T)$ — коэффициент непрозрачности.

VI. Вязкость в дисках

Чтобы продолжить вычисления свойств вертикальной структуры диска (т. е. плотности), мы должны предположить природу вязкости. Ш а к у р а, С ю н я е в (1973) параметризировали вязкость посредством связи

$$t_{\Phi r}=\alpha P \; (t_{\Phi r} \text{ — тензор вязкостного натяжения}),$$

где α — безразмерный параметр меньше единицы и удовлетворяет

$$\alpha \sim v_{\text{turb}}/c_S+P_B/P.$$

В этом уравнении v_{turb}, c_S и P_B соответственно характерная скорость турбулентности, скорость звука и давление магнитного поля. П р и н г л, Р и й с (1972) сделали простой вывод по поводу данного приближения, первое — любое α постоянно, второе — зависит только от радиуса. Л ю с т (1954) и Л и н д е н-Б э л л, П р и н г л (1974) сделали предположение, что коэффициент вязкости удовлетворяет закон следующей формы:

$$\eta=t_{\Phi r}/\Omega\rho\alpha r^n,$$

который приводит к линейному уравнению для временного поведения диска. Л и н д е н-Б э л л, П р и н г л (1974), предполагают, что вязкость производится турбулентностью, амплитуда регулируется критическим Рейнольдсовым числом $R_{e,cr}\sim 100$.

Другие авторы приближаются к решению проблемы, используя второстепенные принципы. С т ю а р т (1975) попытался рассмотреть турбулентную вязкость. Э р д л и, Л а й т м а н (1975) рассматривали магнитную вязкость в результате сдвигового усиления и рекомбинации хаотического магнитного потока. Они получили закон вязкости, который эквивалентен „α-модели" Шакуры и Сюняева в районе 0,01—1. Более подробно этот результат был рассмотрен И ч и м а р у (1976) для объяснения магнитно-гидродинамической турбулентности в цилиндрической геометрии и ее применения к аккреционным дискам.

Так как существует неуверенность в реальном понимании природы вязкости, мы будем использовать самую распространенную модель — α.

Но перед этим покажем на примере политропных дисков, что незнание реальных физических процессов, ответственных за эту вязкость, ставит проблему аккреционных дисков в той же ситуации, в которой была теория строения звезд до Эдингтона, когда не был известен источник энергии.

1. Политропные диски

Отказываемся от всяких общих черт, принимаем $\Psi=-\frac{GM}{R}$ и строим модель тонкого, почти кеплеровского диска, представленного политропой

$$P=K\rho^{1+\frac{1}{n}},$$

где n является индексом политропы, $k=\text{const}$. Уравнение вертикальной структуры для каждого значения индекса политропы аналитически интегрируемо (в теории сферических звезд только для $n=0,\ 2,\ 5$).

Плотность газа как функция z принимает вид

$$\rho=\rho_c\left(1-\frac{z^2}{z_0^2}\right)^n.$$

Здесь введено обозначение центральной плотности

$$\rho_c = \frac{GM}{2r^3} z_0^2 \frac{1}{K(n+1)}.$$

Соединение с уравнением состояния идеального газа

$$P = \frac{R}{\mu H} \cdot \rho T$$

позволяет определить центральную температуру

$$T_c = \left(\frac{\mu H}{R} \cdot \frac{GM}{r}\right) \frac{1}{2(n+1)} \left(\frac{z_0}{r}\right)^2.$$

Как функция r она отличается от центральной температуры сферических звед главным образом множителем z_0/r, значит она намного меньше. Для диска в новых звездах $\left(M = 1M_\odot,\ R = 1R_\odot,\ \frac{z_0}{r} = 0{,}03\right)$ имеем следующий пример:

$$T_c = 10^7 \frac{1}{1+n} \left(\frac{z_0}{r}\right)^2 \approx 10^4\ \mathrm{K},$$

если n порядка 1,5 – 3. Полученная температура слишком низкая, диски, пожалуй, должны быть теплее. Поток тепла, генерированный этим диском при условии вязкости, происходящей от ионизированного водородного газа,

$$\eta = 10^{-16}\, T^{2,5}\ \mathrm{g/cm^2.\ s}$$

имеет порядок

$$F = \int_0^{z_0} \left(r \frac{d\Omega}{dr}\right)^2 \eta dz = \frac{9}{4} \cdot \frac{GM}{r^3} \int_0^{z_0} \eta\, dz \approx \frac{9}{4} \frac{GM}{r^3} \eta(T_c) z_0 \approx 10^{-2} \left(\frac{z_0}{r}\right)^6 \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{cm^2.s}}.$$

Насколько эта величина мала, можно судить по сравнению ее с потоком тепла, полученным от холодных красных гигантов для

$$T = 3000\ \mathrm{K};\quad F = 10^{10}\ \mathrm{erg/cm^2.\ s}.$$

Этот пример указывает на то, что так используемая вязкость ионизированного водорода недостаточна для разогрева диска, а молекулярная вязкость еще недостаточнее. Значит, мы должны обратиться к другим процессам. Например, к тем, которые были раньше упомянуты.

2. Теория „α-модели“ дисков

Предположим, что причиной для возникновения вязкости является турбулентность. Оценим ее (вязкости) верхний предел в зависимости от параметров диска. Коэффициент динамической вязкости имеет порядок

$$\eta \approx \rho v_{\mathrm{turb}} L_{\mathrm{turb}},$$

где v_{turb} — скорость турбулентного движения по отношению к среднему движению объекта, а L_{turb} — характерная длина перемешивания турбулентности.

Скорость турбулентности не может превышать скорость звука C_s, потому что в противном случае рождались бы ударные волны, которые сразу превращают энергию турбулентности в тепло. Характерная длина перемешивания турбулентности должна быть меньше толщины диска z_0.

Значит, $\eta_{\max} = \rho C_s z_0$. В общем, коэффициент вязкости будет меньше, и его можно переделать в следующем виде:

$$\eta = \alpha\eta_{\max}, \quad 0 \leqq \alpha \leqq 1.$$

Отсюда и название теории дисков.

Оценим скорость вращения и радиальную скорость через значение скорости звука

$$C_s^2 \approx \frac{RT}{H} \approx \frac{GM}{r}\left(\frac{z_0}{r}\right)^2 = V^2 \left(\frac{z_0}{r}\right)^2.$$

Сравнивая обе формулы

$$\dot{M} = 2\pi r \int_{-z_0}^{z_0} \rho V_z dz \approx 2\pi r \Sigma V_r$$

и

$$\dot{M} = -\frac{dr}{dj} \cdot \frac{dg}{dr} \approx \frac{r}{j} \frac{g}{r} \approx \frac{4\pi r F}{\Omega/r} \approx \frac{4\pi r \Omega^2 \eta z_0}{\Omega/r} \approx 2\left(\frac{z_0}{r}\right)^2 (GMr)^{1/2} \pi\alpha\Sigma,$$

получаем

$$V_r \approx V\left(\frac{z_0}{r}\right)^2.$$

По-другому можно представить ее в виде

$$V_r/C_s \approx \alpha C_s/V.$$

Независимо от конкретного механизма, отвечающего за вязкость, вращение есть сверхзвуковое, а аккреция — сильно инфразвуковая.

Естественным способом можно определить временной масштаб аккреции

$$\tau_{\mathrm{acc}} \equiv r/V_r$$

и связать его с периодом вращения диска

$$\frac{\tau_{\mathrm{acc}}}{P_{\mathrm{rot}}} = \frac{1}{2\pi\alpha} \left(\frac{r}{z_0}\right)^2.$$

Даже при максимальной вязкости период вращения значительно короче; значит материя спускается по плотной спирали.

3. Стационарная аккреция

Если $\dot{M} = \mathrm{const}$, то можно выявить некоторые глобальные параметры диска, не восстанавливая вертикальную структуру и предполагая единственно, что механизм вязкости настоль производителен, что сохраняет этот темп аккреции. Используя интегрируемость уравнения

$$\dot{M} \; \frac{dj}{dr} + \frac{dg}{dr} = 0$$

и интегрируя его по r ко внутреннему радиусу диска r_*, определяемому поверхностью центральной звезды (для „черной дыры" его установление гораздо сложнее), получаем

$$\dot{M}(j-j_*)+(g-g_*)=0.$$

Преобразуем уравнение, используя

$$g\frac{d\Omega}{dr}+4\pi F=0.$$

При этом предполагаем, что на внутренней границе момент сил уже не действует ($g_*=0$), и движение является кеплеровским. Получаем выражение для поверхностной яркости диска

$$F=\dot{M}\frac{3}{8\pi}\frac{GM}{r^3}\left[1-\left(\frac{r}{r_*}\right)^{1/2}\right]$$

и его полной светимости

$$L=2\int_{r^*}^{\infty}F2\pi r dr=\dot{M}\frac{GM}{2r_*}.$$

Как при сферических звездах, так и при дисках светимость ограничена давлением излучения и должна быть меньше предельной величины L_{Edd}. Следовательно, существует предельный темп аккреции, который соответствует этой светимости:

$$\dot{M}_{\mathrm{cr}}=\dot{M}(L_{\mathrm{Edd}}).$$

4. *Нестационарная аккреция и неустойчивости*

При рассмотрении временной эволюции диска в медленном радиальном движении, большинство авторов получает диффузное уравнение для поверхностной плотности Σ

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t}\alpha r^{-1}\frac{\partial}{\partial r}\left\{r^{\frac{1}{2}}\frac{\partial}{\partial r}(r^2W(\Sigma))\right\},$$

где $W\sim z_0t_{\varphi r}$ — есть интегрированное натяжение (см. Стюарт, 1975). Это уравнение показывает секулярную неустойчивость, в результате которой в диске формируются кольца всякий раз, когда $\frac{\partial W}{\partial\Sigma}<0$ (Лайтман, Эрдли, 1974). Это условие выполняется во внутренней области диска, используя „α-модель".

Тепловая неустойчивость (Прингл и др., 1973), может возникнуть, когда диск становится оптически тонким и источники фотонов связываются с областью охлаждения диска. В этой ситуации температура возрастает, чтобы скомпенсировать излучение гравитационной энергии, при этом уменьшается плотность и величина лучистого переноса. Таким образом уменьшается эффективность излучения (см. статью Прингла, 1976, для дальнейших обсуждений). Для унифицированного рассмотрения секулярной и тепловой неустойчивости смотрите работу Шакуры, Сюняева (1976).

Вещество в диске может быть неоднородно — в частности, пузырьки с размером $\sim z_0$ неизбежно должны быть в каждом диске, где $\alpha\cong 1$ или где давление магнитного поля сравнимо с общим давлением. Так мы можем наблюдать короткие стохастические рентгеновские вспышки из аккреционных дисков вокруг „черных дыр."

Минимальное характерное время $t_{\min}$ для вариации большой амплитуды имеет порядок орбитального периода на внутренней границе диска. Для Шварцшильдовской „черной дыры"

$$t_{\min} \approx 5.10^4 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ s.}$$

$t_{\min}$ может быть в раз 8 раз короче для Керровской „черной дыры".

Могут существовать вариации с временами длиннее этих. Например, обе — секулярная и тепловая неустойчивости, которые обсуждались выше, удовлетворяют термодинамическое время t_{th}, которое имеет порядок

$$t_{\mathrm{th}} \sim \alpha^{-1} t_{\min}$$

на внутренней границе диска. Следовательно, любые более медленные вариации могут быть связанными с колебаниями в $\dot{M}$ или в условиях на внешней границе.

VII. Направления в развитии теории аккреционных дисков

1. Диски в двойных вспыхивающих звездах

В системах этого типа причина вспышек — это белый карлик (относительная масса около $1M_\odot$) и окружающий его диск. Энергия излучения во время вспышки новой значительная — порядка 10^{42} erg, и берется главным образом с ядерной энергии, выделяемой во время зажигания оболочки звезды. Источником энергии карликовых новых 10^{38}—10^{39} erg) является исключительно неустойчивость переноса массы.

Предлагаемые механизмы — колебания (флуктуации) переноса материи в диске или резкие колебания коэффициента вязкости, согласно Осаки, 1974. Кроме сильных неустойчивостей в дисках, в двойных системах существует и ряд других специфических проблем: о способе взаимодействия внутренних слоев диска с атмосферой белого карлика при переносе массы; о размерах диска и транспорте момента импульса во внешних слоях диска к орбитальному моменту импульса; о возможности ухода массы из системы; о горячем пятне в районе входа струи материи в диск.

Темпы аккреции в таких системах порядка $10^{-7} M_\odot$/год и яркость диска намного меньше Эдингтоновской светимости, которая равна $10^{38}(M/M_\odot)$ erg/s.

2. Диски вокруг массивных „черных дыр"

Модель, которая базируется на вращающемся диске вокруг „черной дыры", требует использования общей теории относительности. В некотором приближении можно использовать ньютоновскую теорию, но с искусственным подставленным потенциалом

$$\Psi = \frac{GM}{r - r_0}.$$

Точную теорию релятивистских тонких дисков дали Новиков и Торн (1973). Если все-таки рассматривать массивные „черные дыры", то в пространстве вблизи внутреннего радиуса диска давление радиации становится существенным, светимость близка к светимости Эдингтона (большая скорость аккреции), и можно ожидать развитие неустойчивостей, которые увеличивают толщину диска и нарушают гидродинамическое равновесие. Таким образом, этот район требует развития теории толстых дисков. Эту теорию необходимо развить более четко, учитывая самогравитацию дисков, транспорт излучения, эффект короны и т. д.

Литература

Ичимару (Ichimaru, S.). 1977. Astroph. J., **214**, 840.
Лайтман, Эрдли (Lightman, A. P., D. M. Eardly). 1974. Astrophys. J., **187**, L1.
Линден-Бэлл (Lynden-Bell, E.). 1969, 223, 690.
Линден-Бэлл, Прингл (Lynden-Bell, D., J. E. Pringle). 1974, M. N. R. A. S., **168**, 603.
Прингл (Pringle, J. E.). 1976. M. N. R. A. S., **177**, 65.
Прингл, Рийс (Pringl, J. E., M. J. Rees). 1972. Astron. Astrophys., 21, 1.
Прингл и др. (Pringle, J. E., M. J. Rees, A. C. Paçholczyk). 1973. Astron. Astrophys., **29**, 179.
Смак (Smak, I.) 1972. Post. Aşt., **20**, 91.
Стюарт (Stewart, J. M.). 1975. Astron. Astrophys., **42**, 95.
Шакура, Сюняев (Shakura, N. I., R. A. Sunyaev). 1976. M. N. R. A. S., 175, 613.
Эрдли, Лайтман (Eardly, D. M., A. P. Lightman). 1975. Astrophys., I. **200**, 187.
Ярошински (Jaroszynsky, M.). 1978. Preprint.

Accretion Discs

L. Filipov

(Summary)

The activity of quasars, of some galactic nuclei, of many X-ray pulsars and of double stars of the *T Tauri* type is probably maintianed at the expense of accretion discs. This work reviews the theory of accretion discs at its present stage of development.

Централъная лаборатория космических исследований, Болгарская академия наук

Поступила 20. XII. 1981 г.