

Система уравнений, приведенная в табл. 3, решается алгебраически, если в уравнениях VIII и IX одним из членов можно пренебречь. Поэтому аккреционный диск разбивают на три зоны, внутри каждой из которых доминирует тот или иной член. В самой внутренней зоне (зона А) (см. рис. 27) давление излучения  $P_r$  намного превышает газовое давление  $P_g$ , и можно пренебречь свободно-свободным поглощением. В средней зоне (зона Б) давление излучения уже малó,  $P_r \ll P_g$ , но томсоновское рассеяние по-прежнему доминирует над свободно-свободным поглощением,  $\sigma_T \gg \sigma_H$ . И наконец, во внешней зоне (зоне В)  $P_r \ll P_g$  и  $\sigma_{ff} \gg \sigma_T$ .

Размеры переходных слоев между зонами оцениваются следующим образом:

$$\begin{aligned} r_{AB} &\approx 50(\alpha m)^{2/21} \dot{m}^{16/21}, \\ r_{BB} &\approx 2,7 \cdot 10^3 \dot{m}^{2/3}. \end{aligned} \quad (54. II)$$

Здесь  $r \equiv R/3R_g$ ,  $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{cr}$ ,  $m = M/M_\odot$ . Для нейтронных звезд  $R_g \approx 5$  км. Тогда  $r_{AB} \approx 750$  км для критического темпа аккреции. Как мы убедимся дальше, во многих случаях аккреционный диск раньше разрушается магнитным полем. Так что в аккреционных дисках вокруг сильно замагниченных нейтронных звезд зона А отсутствует.

В заключение этого параграфа кратко остановимся на важном отличии гидростатики аккреционных дисков от гидростатики звезд и звездных атмосфер.

Из уравнения гидростатического равновесия IV для случая изотермической атмосферы следует, что

$$\begin{aligned} P &= P_0 e^{-(z/H)^2}, \\ \rho &= \rho_0 e^{-(z/H)^2}, \\ H &= \left( \frac{kTR^3}{Mm_p\sigma} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (55. II)$$

Плотность и давление в атмосфере диска падает быстрее, чем в атмосферах звезд ( $\sim e^{-z^2/H^2}$ ). Это связано с тем, что, когда мы "поднимаемся" над плоскостью диска, растет вертикальная компонента силы тяжести со стороны центральной звезды.

Вопрос о возникновении тепловой неустойчивости дисковой аккреции (Лайтман, 1974; Лайтман и Эрдли, 1974) был подробно проанализирован Сюняевым и Шакурой (1975), Шакурой и Сюняевым (1976). Было показано, что во внутренней зоне, где главную роль играет излучение (зона А), процесс аккреции неустойчив. Излучение диска оказывается сильно переменным (см. также Сюняев, 1972).

### § 7. Светимость и спектр аккреционных дисков

Энергия, выделяемая с единицы поверхности диска в обе стороны, определяется путем интегрирования выражения (52. II). Найдем количество энергии, выделяющейся в элементарном кольце диска толщиной  $dR$ :

$$dL(R) = 2Q^+ \cdot 2\pi R dR = \frac{3}{2} \dot{M} \frac{GM}{R^2} \left( 1 - \sqrt{\frac{R_d}{R}} \right) dR. \quad (56. II)$$

Казалось бы, что величина  $dL(R)$  обусловлена работой силы тяжести, точнее, ее половиной. Действительно, при медленном смещении по  $R$  половина энергии переходит в кинетическую энергию движения вещества по  $\varphi$ -координате, а вторая – в тепло:

$$dL_{gr}(R) = \dot{M} \frac{d}{dr} \left( -\frac{GM}{2R} \right) dR = \frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM}{R^3} dr. \quad (57.II)$$

Сравнивая (57.II) и (56.II), видим, что в диске на больших расстояниях ( $R \gg R_d$ ) выделяется в три раза больше энергии.

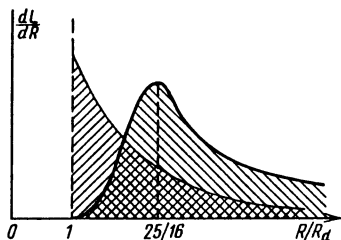


Рис. 28. Энерговыведение в кольце единичной ширины аккреционного диска (жирная линия). Тонкой линией показана зависимость изменения гравитационной энергии аккрецируемого вещества в том же кольце от расстояния до тяготеющего центра

Откуда берется дополнительная энергия? Парадокс объясняется просто. Ведь по диску постоянно осуществляется перенос момента и механической энергии из внутренних частей. Естественно, что полная светимость диска в конечном счете обусловлена выделением половины всей гравитационной энергии падающего из бесконечности вещества. Действительно, интегрируя (56.II), получаем полную светимость диска в полном соответствии с законом сохранения энергии:

$$L_d = \int_{R_d}^{\infty} \frac{dL(R)}{dR} \cdot dR = \frac{\dot{M}GM}{2R_d}. \quad (58.II)$$

Подчеркнем еще раз, что это справедливо только в том случае, если на внутреннем краю диска нет передачи вращательного момента:  $W_{r\varphi}(in) = 0$ .

Подставив в (58.II)  $R_d = 3R_g$  для невращающейся черной дыры и разделив получившееся выражение на  $\dot{M}c^2$ , находим, что эффективность энерговыведения дисковой аккреции на черную дыру равна  $\eta \approx 1/12$  (см. формулу (2.B)), т.е.  $\sim 8\%$ . Учет вращения черной дыры значительно повышает эффективность аккреции, до  $\sim 42\%$  (Бардин и др., 1972).

Для аккрецирующей нейтронной звезды аккреционная светимость диска дает значительный вклад в наблюдаемый поток лишь при малых магнитных полях, поскольку на поверхности выделяется в  $(R_d/R_x)$  раз больше энергии.

Оценки показывают, что оптическая толща аккреционного диска  $\tau \approx \kappa H r \gg 1$  (исключение может составлять лишь зона А с преобладающей ролью давления излучения).

Из рис. 28 следует, что максимум энергии выделяется вблизи внутренней границы диска  $R = (25/16)R_d$ . При аккреции на черную дыру или нейтронную звезду без магнитного поля температура в диске достигает  $T \approx 10^7 - 10^8$  К и фотоны, излучаемые в центральных частях диска, комптонизируются на горячих электронах, приводя к своеобразному виду спектра

ра с экспоненциальным завалом в виновской области (Шакура и Сюняев, 1973). Универсальный спектр формируется в холодных дисках или же во внешних частях аккреционных дисков.

Предположим, что диск излучает как черное тело. Тогда можно записать, что

$$Q^- = \sigma_{\text{СВ}} T^4, \quad (59. \text{II})$$

где  $\sigma_{\text{СВ}}$  – постоянная Стефана–Больцмана:  $\sigma_{\text{СВ}} = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{град}^4)$ .

Используя (56. II), имеем  $Q^+ = \frac{3}{8\pi} \dot{M} G M R^{-3}$  ( $R \gg R_d$ ) и из баланса энергии  $Q^+ = Q^-$  находим сразу распределение температуры в диске по радиусу:

$$T(R) = \left( \frac{3}{8\pi \sigma_{\text{СВ}}} \dot{M} \frac{GM}{R^3} \right)^{1/4} \sim R^{-3/4}. \quad (60. \text{II})$$

Полный спектр диска представляет собой суперпозицию чернотельных спектров колец

$$I_\nu = 2\pi \int_{R_{in}}^{\infty} B_\nu(T(R)) R dR; \quad (61. \text{II})$$

$R_{in}$  – расстояние, начиная с которого диск излучает как черное тело;  $B_\nu$  – функция Планка:

$$B_\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \left( \frac{kT}{h} \right)^3 \frac{x^3}{e^x - 1} \left( x \equiv \frac{h\nu}{kT} \right). \quad (62. \text{II})$$

Подставляя (60. II) и (62. II) в (61. II), получаем

$$I_\nu = \frac{16\pi^2 R_{in}^2}{c^2} \left( \frac{kT_{in}}{h} \right)^{8/3} h\nu^{1/3}. \quad (63. \text{II})$$

Излучение диска имеет степенной спектр с показателем 1/3. Этот результат был впервые получен Линден-Беллом (1969).

Характерную температуру излучения можно оценить следующим образом:

$$\frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM}{R_d} = 2\pi R_d^2 \sigma_{\text{СВ}} T^4,$$

откуда получаем

$$T = \left( \frac{\dot{M} GM}{4\pi R_d^3 \sigma_{\text{СВ}}} \right)^{1/4} \approx 2 \cdot 10^7 \dot{M}_{18} R_6^{-3/4} m^{1/4} \text{ К},$$

где  $\dot{M}_{18} = \dot{M}/10^{18} \text{ г/с}$ ,  $R_6 = R_d/10^6 \text{ см}$ . Как видим, такая простая оценка неплохо согласуется со спектром рентгеновских барстеров, у которых аккреционные диски доходят почти до самой поверхности нейтронных звезд (см. гл. V).

Наибольшую трудность представляет собой расчет спектра внутренних областей аккреционного диска (см. Поздняков и др., 1982). Отметим, что на необходимость учета комптонизации впервые было указано Зельдовичем и Шакурой (1969).

### § 8. Сверхкритическая дисковая аккреция

Рассмотренное нами в § 6 уравнение аккреции в тонком диске описывает существенно докритический режим аккреции:  $\dot{M} \ll \dot{M}_{cr}$  (см. формулу (29.11)). Для томсоновского сечения рассеяния критический темп аккреции оказывается не слишком высоким и вполне может осуществиться в реальных условиях.

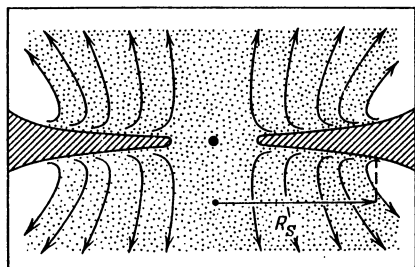


Рис. 29. Картина течения вещества при сверхкритической дисковой аккреции (Шакура и Сюняев, 1973)

Хотя исследованию сверхкритической дисковой аккреции посвящено немало работ, до сих пор нет единой точки зрения по этому поводу. Решение задачи затруднено тем, что при  $\dot{M} \gtrsim \dot{M}_{cr}$  сила давления излучения становится сравнимой с  $z$ -компонентой силы тяжести и диск перестает быть тонким. Задача становится двумерной.

Весьма правдоподобная модель сверхкритической дисковой аккреции была предложена Шакурой и Сюняевым (1973), которые, кстати, рассмотрели этот вопрос первыми. Они предложили своеобразный самосогласованный режим аккреции, который можно назвать динамическим с сильно выраженной турбулентностью.

В отличие от этого, в литературе появились попытки построения "квазистатических" толстых аккреционных дисков, в равновесии которых как по  $z$ -, так и по  $R$ -координате большую роль играет давление вещества и излучения (Пачинский и Вита, 1980; Ярошинский и др., 1980; Абрамович и др., 1980). Однако имеются указания на то, что такие конфигурации существенно неустойчивы (Натаянанда и Нараян, 1984).

Здесь мы остановимся на динамической модели, которая, по нашему мнению, лучше обоснована. Кроме того, в ее пользу имеется наблюдательная аргументация (см. § 3 гл. VIII).

По мере приближения к гравитирующему центру энергвыделение и сила светового давления монотонно растут. На некотором радиусе  $R_s$ , называемом радиусом сферизации, светимость диска достигает критического значения. Радиус сферизации определяется из приближенного выражения  $GMM/R_s = L_{Ed}$ :

$$R_s = \frac{\dot{M} \sigma_T}{4\pi m_p c} \approx 10^6 \dot{M}_{-8} \text{ см.} \quad (64.11)$$