

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.

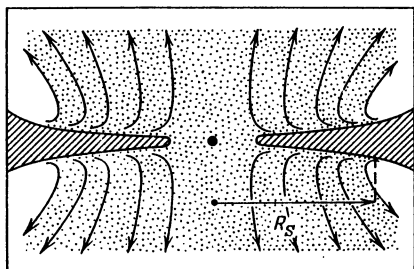


Рис. 29. Картина течения вещества при сверхкритической дисковой аккреции (Шакура и Сюняев, 1973)

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  $GMM/R_s = L_{Ed}$ :

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

При  $R > R_s$  структура аккреционного диска не отличается от докритического случая. На радиусе сферизации сила давления света становится сравнимой с вертикальной компонентой силы тяжести и диск утолщается, так что его толщина становится порядка радиуса. Часть вещества под действием лучевого давления начинает истекать (рис. 29). Шакура и Сюняев (1973) заметили, что если темп аккреции уменьшается по закону

$$\dot{M}(R) = \frac{R}{R_s} \dot{M}_{cr}, \quad (65.11)$$

то полная светимость аккреционного диска никогда сильно не превысит критического значения. Точнее, общая светимость превзойдет эддингтоновский предел лишь в  $\sim \ln(R_s/R_d)$  раз.

Основная масса аккрецируемого вещества будет истекать в виде квазисферической оболочки со скоростью порядка параболической на радиусе сферизации. При  $R_s \gg R_d$  оптическая толща истекающей оболочки много больше единицы. Таким образом, все жесткое излучение, возникающее у внутренней границы диска, перерабатывается в более мягкий диапазон.

Вдоль оси диска могут образоваться два потока вещества, оттекающего с субрелятивистской скоростью. Кстати, если наблюдатель специально "смотрит" вдоль оси диска, он может "увидеть" более жесткое излучение, идущее от центральных областей.

Радиус фотосферы в оптическом свете находится из условия  $\tau_T \tau_{ff} \approx 1$ , где  $\tau_T$  и  $\tau_{ff}$  — оптическая толща по томсоновскому и свободно-свободному поглощению соответственно. При темпе аккреции  $\sim 10^{-4} M_\odot/\text{год}$  радиус фотосферы оказывается сравнимым с радиусом звезды-сверхгиганта ( $\sim 10^{12}$  см). Таким образом, аккрецирующий диск в сверхкритическом режиме выглядит как звезда-сверхгигант с аномально мощным звездным ветром.

## § 9. Аккреция в двойных системах

Как впервые отметил Зельдович (1964), наиболее благоприятные условия для аккреции на релятивистскую звезду возникают в тех случаях, когда эта звезда образует пару с нормальной звездой. Это предположение прекрасно подтверждается наблюдениями: самые яркие галактические рентгеновские источники являются спутниками нормальных звезд в двойных системах.

В двойной системе вещество, аккрецируемое релятивистской звездой, поставляется соседней нормальной звездой. Поэтому режим аккреции существенно зависит от характера истечения соседней звезды.

Известно, что нормальные звезды могут терять вещество в основном двумя путями (речь, конечно, идет о медленной потере, а не о катаклизмических процессах типа взрыва сверхновых и т.д.): 1) в виде квазисферического звездного ветра (рис. 30, а); такие явления наблюдаются практически у всех звезд, начиная нашим Солнцем и кончая массивными сверхгигантами; 2) в виде струи газа при заполнении полости Роша нормальной звездой (рис. 30, б). По-видимому, существует еще один режим истечения, характерный для быстро вращающихся звезд (например, Ве-звезд), —