ка. Радиус внешней границы, по-видимому, не сильно превышает радиус гравитационного захвата: $R_{\text{out}} \approx R_G$.

Нестационарное решение. Если приток вращательного момента на внутреннюю границу диска не слишком велик, внутренняя граница дискового потока начнет "ползти" к нейтронной звезде. Постепенно диск расплывается, так что его внутренняя граница, наконец, достигает радиуса коротации, после чего начинается аккреция на поверхность нейтронной звезды. Аккреция продолжается в течение времени, равного приблизительно времени радиального движения в диске, после чего опять возникает первоначальная ситуация. Этот сценарий, очевидно, приводит к появлению вспышечного рентгеновского источника (или точнее, транзиентного источника). Рассмотренный процесс может быть описан нестационарными уравнениями двухпотоковой аккреции (91.II) и (92.II).

Структура дискового потока меняется медленно и в области $R < R_1$ (R_1 – по-прежнему радиус, на котором "внедряется" вещество в диск) описывается так называемой моделью "мертвого" диска, или "диска-накопителя", рассмотренной ниже.

§ 4. "Мертвые" диски и "диски-накопители"

Пусть реализуется режим дисковой аккреции. Что будет происходить с диском, если радиус его внутренней границы больше радиуса коротации?

Эту ситуацию впервые рассмотрели Сюняев и Шакура (1977). Они показали, что в режиме "пропеллера" возникает "мертвый" диск, или "диск-накопитель". Скорость аккреции в таком диске ничтожно мала. По диску от внутренней границы наружу перетекает момент вращения, отбираемый от нейтронной звезды. Отвод момента сопровождается выделением энергии в диске. Однако мощность излучения такого диска намного меньше энерговыделения аккрецирующей нейтронной звезды (в R_d/R_x раз).

Структура "мертвого" диска рассчитывается следующим образом. В уравнении для сохранения потока вращательного момента (см. с. 198) полагается $\dot{M}_c = 0$. Тогда имеем

$$W_{r\varphi}(R) = W_{r\varphi}(R_d)\left(\frac{R_d}{R}\right)^2. \tag{43.VI}$$

Поток энергии с единицы поверхности диска:

$$Q_- = Q_-(R_d)\left(\frac{R_d}{R}\right)^{7/2}. \tag{44.VI}$$

Если бы такой диск излучал по закону черного тела, то его спектр описывался бы степенным законом:

$$F_\nu \sim \nu^{5/7} \quad \text{при} \quad h\nu < kT(R_d). \tag{45.VI}$$

Расчет структуры "мертвого" диска в стандартной модели дисковой аккреции (α-модели) при преобладающей роли свободно-свободного поглощения (см. формулы табл. 3) дает следующие результаты:

$$H\ (\text{см}) \approx 2{,}3 \cdot 10^6\, \alpha^{1/4} \omega_k^{-6/7} \Sigma^{3/14},$$

$$a_s\ (\text{см/с}) \approx 2{,}3\, \alpha^{1/14} \omega^{1/7} \Sigma^{3/14},$$

$$T\ (\text{К}) \approx 2 \cdot 10^4\, \alpha^{1/7} \omega^{2/7} \Sigma^{3/7}, \qquad (46.\text{VI})$$

$$P\ (\text{дин/см}^2) \approx 0{,}7 \cdot 10^6\, \alpha^{1/14} \omega^{8/7} \Sigma^{17/14},$$

$$W_{r\varphi}\ (\text{дин/см}) \approx 3{,}3 \cdot 10^{12}\, \alpha^{8/7} \omega^{2/7} \Sigma^{10/7},$$

$$Q_-\ (\text{эрг/(см}^2 \cdot \text{с))} \approx 2{,}5 \cdot 10^{12}\, \alpha^{8/7} \omega^{9/7} \Sigma^{10/7}.$$

Используя уравнение переноса вращательного момента, можно найти связь между Σ и R при данном $\dot{M}$. В качестве параметра можно рассматривать полную массу диска:

$$M_D = 2\pi \int\limits_{R_d}^{R_{\text{out}}} \Sigma(R) R dR. \qquad (47.\text{VI})$$

Из (44.VI) находим зависимость параметров диска от радиуса:

$$\Sigma(R) = \Sigma(R_{\text{out}}) \left(\frac{R_{\text{out}}}{R}\right)^{11/10},$$

$$H(R) = H(R_{\text{out}}) \left(\frac{R}{R_{\text{out}}}\right)^{21/20},$$

$$a_s(R) = a_s(R_{\text{out}}) \left(\frac{R_{\text{out}}}{R}\right)^{9/20}, \qquad (48.\text{VI})$$

$$P(R) = P(R_{\text{out}}) \left(\frac{R_{\text{out}}}{R}\right)^{61/20},$$

$$T(R) = T(R_{\text{out}}) \left(\frac{R_{\text{out}}}{R}\right)^{9/10}.$$

Полная светимость "мертвого" диска (38.VI):

$$L \approx 5{,}7 \cdot 10^{34}\, \alpha^{8/7} m_x^{1/7} M_{23}^{10/7} R_{11}^{-9/7} \omega \left(\frac{R_d}{R_c}\right)^{-3/2} \text{ эрг/с}.$$

Здесь $R_{11} = R_{\text{out}}/10^{11}$ см, $M_{23} = M_d/10^{23}$ г, ω – частота вращения нейтронной звезды.

Время торможения нейтронной звезды мертвым диском

$$t_{sd} \approx \frac{I\omega}{2\pi W_{r\varphi}(R_d) R_d^2} \approx 600\, \omega \alpha^{-8/7} m_x^{-1/7} R_{11}^{9/7} M_{23}^{-10/7} \text{ лет}.$$

Положение внутренней границы диска найдем из баланса магнитного и газового давлений на внутреннем крае

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_d^2}{8\pi}\left(\frac{R_d}{2H}\right) = P = \rho v_s^2 = \rho_{ff} v_{ff}^2 \left(\frac{R}{H}\right),$$

где ρ_{ff} и v_{ff} – плотность и скорость в случае сферически-симметричной аккреции. Здесь учтен эффект усиления напряженности магнитного поля на внутреннем крае диска (см. § 6 гл. IV). Радиус диска оказывается порядка альвеновского радиуса (см. формулу (23.III)):

$$R_d \approx R_A,$$

т.е. таким же, как и при сферической аккреции. Казалось бы, собрав вещество в тонком слое, диск может "продавить" магнитное поле глубже. Но нет, поле усилилось, и ровно настолько, что радиус остановки не изменился.

Качественная картина образования и эволюции газового диска в двойной системе такова. Пусть перетекание идет через внутреннюю точку Лагранжа. Струя газа закручивается вокруг нейтронной звезды в кольцо. За счет турбулентной вязкости кольцо расплывается в диск за характерное время

$$t_r \approx \frac{R_{out}^2}{\nu_t} \approx \frac{R_{out}^2}{\alpha v_s H}.$$

Здесь ν_t – кинематическая турбулентная вязкость. Газ достигает радиуса R_d, где давление вещества сравнивается с давлением магнитного поля. Если $R_d > R_c$, то центробежный барьер препятствует аккреции и по диску лишь отводится вращательный момент компактной звезды.

Далее существуют две возможности.

1. Если вещество, поступающее на внешнюю границу, все же оттекает полностью из двойной системы, получая дополнительный вращательный момент, то задача стационарна, постоянна масса диска, меняется лишь угловая скорость вращения нейтронной звезды.

2. Если на внешней границе за счет действия приливных сил происходит эффективная перекачка момента вращения из диска в орбитальный момент (Пачинский, 1976; Папалойзу и Прингл, 1977), то масса диска медленно растет. Внутренние части очень быстро подстраиваются под эти изменения, так что в каждый момент времени структура диска описывается формулой (48.VI). Когда радиус диска сравнивается с радиусом коротации, начинается аккреция и за время порядка t_r включается мощный источник рентгеновского излучения.

Таким образом, "диски-накопители" могут быть причиной образования транзиентных источников.

§ 5. Нестационарная дисковая аккреция – модель транзиентных рентгеновских источников

Сценарий течения вещества, описанный в предыдущих параграфах, указывает на необходимость рассмотрения нестационарных уравнений дисковой аккреции. Теория нестационарной дисковой аккреции рассматривалась в работах Линден-Белла и Прингла (1974), Лайтмана (1974), Баса и Прингла (1981), Филипова (1984), Шакуры (1986).