

(7.VIII) находим, что скорость оттока $v_{sh} \approx 10^8$ см/с, что также находится в согласии с наблюдаемой картиной стационарных эмиссий.

Из-за частичной диссипации кинетической энергии струй вполне естественно ожидать, что в районе выхода струй температура оболочки должна быть выше. Другими словами, оттекающая от диска оболочка представляет собой квазисферическую звезду с двумя горячими пятнами, прецессирующими с периодом 164 дня. Эта картина естественным образом объясняет повышение блеска SS 433 к моменту, когда джеты "смотрят на нас" (см. рис. 96, а). Кроме того, она объясняет точное совпадение максимума блеска с моментом T_3 . Если бы фотометрия объяснялась прецессией внешних частей диска, то такое совпадение понять было бы невозможно. Действительно, представим, что фотометрическое поведение связано с различием в ориентации положений внешних частей диска. Тогда положение внутренних частей, которые коллимируют джеты, отставало бы на время радиального движения вещества в диске:

$$t_r \approx \frac{T}{2\pi\alpha} \left(\frac{R}{H} \right)^2,$$

где α — параметр турбулентности, T — период двойной системы, R/H — отношение радиуса внешней границы диска к его толщине. Естественно ожидать, что $R/H \approx 0,1$. Так как $\alpha < 1$, то $t_r \geq 200$ дней. Было бы совершенно непонятно, почему максимум блеска SS 433 совпадает с моментом максимального расхождения релятивистских эмиссий. Синтезированная кривая блеска с прецессионным периодом, построенная в рамках модели, в которой нормальная звезда заполняет полость Роша, а соседка представляет собой квазисферическую звезду с двумя горячими пятнами, полностью согласуется с наблюдательными данными (Колосов и др., 1986).

В работах Липунова и Шакуры (1982), Ван ден Хёвела и др. (1981) предполагалось, что релятивистской звездой является нейтронная звезда — супераккретор. В этой модели появление релятивистских джетов может быть связано с выбросом вещества из полярной колонки (Липунов и Шакура, 1982) либо с коллимацией оттекающего вещества внутренними частями аккреционного диска (Шакура и Сюняев, 1973). В первом случае угол и скорость джетов могут быть даже "подсчитаны" (см. формулу (12.VIII)).

Наряду с моделью супераккретора предлагалась модель эжектора (Бисноватый-Коган и др., 1981), а также модель "пропеллера" (Шкловский, 1979).

§ 4. Другие кандидаты

SS 433 — это не единственный объект в Галактике, у которого наблюдаются релятивистские выбросы. Первым в этой "подгруппе" был ярчайший источник рентгеновского неба — источник Sco X-1. Радионаблюдения показали, что сам Sco X-1 является нестационарным радиоисточником и, кроме того, возле него симметрично располагаются два слабых радиоисточника. Это явление сходно тому, что наблюдается у квазаров и активных ядер галактик.

Давайте попытаемся найти родственные свойства SS 433 и Sco X-1. Оба являются переменными радиоисточниками, у обоих наблюдаются релятивистские выбросы (правда, в случае SS 433 — это холодный газ, движущийся со скоростью $\sim 80\,000$ км/с, а у Sco X-1 — по-видимому, облако релятивистских частиц, которое практически не движется (Фомалонт и др., 1983); оба источника находятся на пределе эддингтоновской светимости для звезд ($1-10 M_{\odot}$).

Разница — в оптических компонентах: у SS 433 — это массивная OB-звезда, а у Sco X-1 — маломассивная звезда позднего спектрального класса. Не является ли это различие ключевым? Маломассивная звезда, заполняющая полость Роша, истекает гораздо медленнее (примерно в 1000 раз), чем звезда в SS 433. Нельзя ли сказать, что Sco X-1 — это супераккректор, но в отличие от SS 433 здесь темп аккреции не сильно (например, раз в десять) превосходит критический предел M_{cr} (формула (2.VIII))? При $\dot{M}_c \approx 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ радиус фотосферы оттекающего вещества $R_{ph} \approx 10^8$ см (см. формулу (8.VIII)). Ясно, что все излучение будет идти в рентгеновском диапазоне (что и наблюдается). Скорость истечения оболочки $v_{sh} \approx 30\,000$ км/с (формула (7.VIII)). Выбрасывание вещества со столь высокой скоростью неизбежно приведет к образованию ударных волн и генерации релятивистских частиц и, как следствие, к синхротронному радиоизлучению.

Интересно, что многие яркие рентгеновские источники балджа являются радиоисточниками. Еще более удивительно то, что так называемые "шумовики" (§ 14 гл. V), как правило, являются источниками нетеплового радиоизлучения (см. Братт и др., 1979). Не являются ли эти источники слабыми (в смысле слабого превышения \dot{M}_c) супераккректорами, или источниками, стохастически переходящими из состояния аккреции в состояние супераккреции? В этом случае явление возникновения "шума" можно объяснить хаотическими пульсациями в потоке вещества, оттекающего от диска вблизи рентгеновской фотосферы. Характерное время пульсаций оценивается как

$$t_n \approx \frac{R_{ph}}{v_{ph}} \approx \frac{R_{ph}}{v_{sh}} \approx 2 \cdot 10^{-2} \dot{M}_{-7}^2 m_x^{-1} \text{ с,}$$

что соответствует частоте

$$\nu_n \approx 50 \dot{M}_{-7}^{-2} \text{ Гц.}$$

Оценим оптическую толщину по томсоновскому рассеянию в оттекающей оболочке:

$$\tau \approx \frac{\kappa_T \dot{M}}{4\pi v_{sh} R_{in}} \approx \frac{R_{ph}}{R_{in}}. \quad (13.VIII)$$

Полагая внутренний радиус равным радиусу сферизации, $R_{in} \approx R_s \approx 10^7 \dot{M}_{-7}$ см, получим оптическую толщину внутри оболочки: $\tau \approx 10 \dot{M}^{1/2} m_x^{-1/2}$. Положив, что рентгеновская светимость $L_x \sim e^{-\tau}$, найдем с помощью (13.VIII): $L_x \sim e^{-\nu^{-1/4}}$. Чем больше частота пульсаций, тем выше светимость.