

(аккреция на черные дыры звездной массы). Более подробно эти вопросы обсуждаются в монографии В. М. Липунова «Астрофизика нейтронных звезд».

10.7. Эддингтоновский предел светимости при аккреции на компактные релятивистские объекты

Выше в главе 5 при рассмотрении роли давления излучения в массивных стационарных звездах нам уже встречалось понятие эддингтоновского предела светимости, при превышении которого световое давление превосходит гравитационное притяжение. Как мы видели, при аккреции газа на компактные звезды в двойных системах возникает мощное излучение со светимостью, зависящей от массы центрального тела M .

Рассмотрим плазму на расстоянии r от звезды со светимостью L . Пусть источник излучения изотропен и стационарен. Тогда на расстоянии r поток излучения $F = L/(4\pi r^2)$. Фотоны взаимодействуют с электронами плазмы (томсоновское рассеяние) и оказывают давление с силой $F_r = (F/c)\sigma_T$, где $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2 \sim 6.7 \cdot 10^{-25}$ см² — томсоновское сечение рассеяния фотона на электроны в нерелятивистском приближении $h\nu \ll m_e c^2$. Сила притяжения со стороны центрального тела массы M , действующая на тяжелые протоны в рассматриваемом элементе объема плазмы, есть $F_g = GMm_p/r^2$. Из-за кулоновских сил давление света на электроны передается всему элементу плазмы, при этом равновесие $F_g = F_r$ возможно при критическом значении светимости (т. н. *эддингтоновский предел*)

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 10^{38} (\text{эрг/с}) \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (10.13)$$

Это выражение аналогично полученному ранее для звезд. Замечательно, что L_{Edd} определяется только массой центрального тела и механизмом непрозрачности падающего вещества (в рассмотренном примере полностью ионизованной плазмы — томсоновским рассеянием на электронах). При $L > L_{Edd}$ давление излучения сильнее гравитационного притяжения, падение вещества на тяготеющий центр невозможно, и давление излучения приводит к оттоку вещества от источника.

Применим эти рассуждения к аккреции на компактные объекты. Светимость $L_a = (1/2)GM\dot{M}/R_i = \eta\dot{M}c^2$, где R_i — внутренний радиус аккреционного диска ($3R_g$ в случае шварцшильдовской черной дыры). Отсюда максимальный темп стационарной аккреции, при котором она еще возможна (т. е. не останавливается давлением излучения),

$$\dot{M}_{cr} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \simeq 10^{-8} M_\odot / \text{год} \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (10.14)$$

При превышении этого значения часть падающего вещества будет отбрасываться давлением излучения, формируя своеобразный «звездный ветер» от диска.

Классический пример двойной системы, в которой реализуется сверхкритическая аккреция на компактный объект — SS433, массивная двойная звезда, от которой наблюдаются узконаправленные струи вещества (джеты), движущиеся со скоростью $0.26 c$. Двойные системы с релятивистскими струями получили название *галактических микроквazarов*. Компактные звезды у большинства из них имеют массу больше $3M_\odot$ и являются надежными кандидатами в черные дыры. По-видимому, близкая к критической аккреция на черную дыру всегда сопровождается образованием релятивистских джетов, однако механизм их формирования до конца не выяснен.