звезды (Зельдович и Новиков, 1967). Оценки показывают, что доля этого излучения сравнительно невысока ($\sim 10^{-4}$). Тем не менее, обнаружение такого излучения было бы весьма интересным.

§ 4. Захват вещества движущейся звездой

Хронологически первой была исследована задача об аккреции газа на движущийся гравитирующий центр (Хойл и Литлтон, 1939; Бонди и Хойл, 1944; Мак-Крей, 1951). Газодинамическая задача оказалась сложной и, в отличие от сферически-симметричного случая, здесь не было найдено точных аналитических решений. Для астрофизики нейтронных звезд важнейшим является темп аккреции захваченного вещества. Можно сказать, что хотя структура аккреционного потока исследована недостаточно полно, для величины $\dot{M}_c$ имеется неплохая аппроксимирующая формула.

Рассмотрим вначале задачу в пылевидном приближении. Перейдем в систему координат, связанную с гравитирующим центром, движущимся относительно среды со скоростью v_∞. Пусть частицы везде двигаются свободно, но "слипаются" на оси симметрии (ось аккреции, рис. 25). В рассматриваемом приближении линии тока – гиперболы. При движении отдельных частиц сохраняется угловой момент относительно аккрецирующей звезды:

$$|\boldsymbol{R} \times \boldsymbol{v}| = b v_\infty ,$$

где b – прицельный параметр частицы. Пусть $v_\parallel$ и $v_\perp$ – соответственно параллельная и перпендикулярная компоненты скорости в точке слипания. На оси аккреции вклад в угловой момент дает только компонента $v_\perp$, поэтому

$$v_\perp R_{\text{col}} = b\, v_\infty .$$

При слипании перпендикулярная компонента скорости исчезает, так что

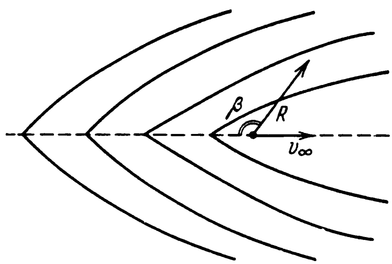

Рис. 25. Линии тока при цилиндрической аккреции

кинетическая энергия частиц уменьшается и полная их энергия может стать отрицательной (частицы будут захвачены). Очевидно, будут захвачены только те частицы, для которых скорость после столкновения будет меньше параболической:

$$v_\parallel \leqslant \sqrt{2GM/R_{\text{col}}}.$$

Для определения максимального прицельного параметра захваченной частицы добавим закон сохранения энергии:

$$\frac{1}{2}\,(v_\parallel^2 + v_\perp^2) - \frac{GM}{R_{\text{col}}} = \frac{1}{2}\, v_\infty^2 .$$

Из последних двух уравнений следует, что захватываются те частицы, для которых

$$v_\perp \leqslant v_\infty .$$

Используя уравнение траектории частиц, ничего не стоит найти максимальный прицельный параметр захваченной частицы b_{max} и темп аккреции $\dot{M} = \pi b^2_{max} \rho_\infty v_\infty$. Расчет приводит к следующей, довольно очевидной формуле:

$$\dot{M}_c = \xi_1 \pi \frac{(2GM)^2}{v^3_\infty} \rho_\infty, \qquad (38.II)$$

где ξ_1 – безразмерный коэффициент порядка единицы.

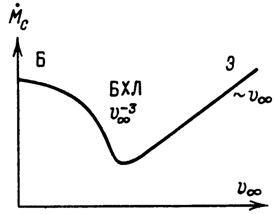

Рис. 26. Качественная зависимость темпа аккреции вещества на звезду от скорости ее движения. Б – сферическая аккреция Бонди, БХЛ – цилиндрическая аккреция Бонди–Хойла–Литлтона, Э – захват геометрическим течением (аккреция Эддингтона)

Как видим, для рассмотренного случая сечение гравитационного захвата определяется радиусом захвата R_G: $\sigma_G \approx \pi R^2_G$.

Структура выражения (38.II) напоминает формулу Бонди (13.II). Это обстоятельство позволило Бонди (1952) применить удобное аналитическое выражение для темпа аккреции даже в том случае, когда скорость движения объекта и скорость звука сравнимы (формула Бонди–Хойла–Литлтона):

$$\dot{M}_c = \xi_1 \frac{(2GM)^2}{(v^2_\infty + a^2_\infty)^{3/2}} \rho_\infty . \qquad (39.II)$$

Эта формула дает правильную асимптотику при больших и малых числах Маха. Необходимо только учесть, что при очень больших скоростях, v_∞, радиус гравитационного захвата оказывается меньше радиуса звезды R_x; в этом случае, очевидно, сечение захвата будет равно геометрическому сечению (аккреция Эддингтона):

$$\dot{M}_c = \pi R^2_x \rho_\infty v_\infty, \qquad v_\infty \gg 2GM/R_x .$$

Теперь мы можем построить полную зависимость темпа аккреции для произвольного соотношения между тремя характерными скоростями: скоростью звука в веществе a_∞, скоростью движения тела v_∞ и параболической скоростью на поверхности звезды v_p (рис. 26). Существенно, что $\dot{M}_c$ ни при каких условиях не обращается в нуль.

§ 5. Газодинамика цилиндрической аккреции

Пылевидное приближение, рассмотренное в предыдущем параграфе, позволило получить формулу, достаточно точно описывающую темп аккреции газа на движущийся центр, однако оно даёт мало информации о структуре газового потока. В принципе, используя уравнение траектории в пылевидном приближении, можно получить плотность вещества в любой