

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

$$v_1 \leq v_\infty.$$

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

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

где  $\xi_1$  — безразмерный коэффициент порядка единицы.

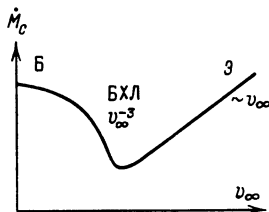


Рис. 26. Качественная зависимость темпа аккреции вещества на звезду от скорости ее движения. Б — сферическая аккреция Бонди, БХЛ — цилиндрическая аккреция Бонди-Хойла-Литлтона, Э — захват геометрическим течением (аккреция Эддингтона)

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

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):

$$\dot{M}_c = \xi_1 \frac{(2GM)^2}{(v_\infty^2 + a_\infty^2)^{3/2}} \rho_\infty. \quad (39. II)$$

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

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

Теперь мы можем построить полную зависимость темпа аккреции для произвольного соотношения между тремя характерными скоростями: скоростью звука в веществе  $a_\infty$ , скоростью движения тела  $v_\infty$  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

точке (Спигел, 1970). Такое решение обладает особенностью на оси аккреции — плотность вещества обращается в бесконечность. Ясно, что именно здесь должны в первую очередь сказаться эффекты давления, которые должны привести к образованию конусообразной ударной волны. Это хорошо видно на примере решения линеаризованных уравнений газовой динамики (Спигел, 1970).

Пусть возмущения плотности малы:

$$\rho = \rho_{\infty} + \delta\rho, \quad \delta = \delta\rho/\rho_0 \ll 1.$$

Гравитирующий центр будем считать точкой, движущейся со скоростью  $v_{\infty}$ :

$$\rho_* = M\delta(R - v_{\infty} t).$$

Будем считать также, что темп аккреции  $\dot{M}$  равен

$$\dot{M} = \xi_1 \pi R_G^2 v_{\infty} \rho_{\infty}.$$

Линеаризуем систему уравнений (2.11) и получим

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -a_{\infty}^2 \nabla \delta + \nabla \varphi,$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \nabla \mathbf{v} = -\xi_1 \pi R_G^2 v_{\infty} \delta(R - v_{\infty} t), \quad (40.11)$$

$$\nabla^2 \delta \varphi = -4\pi G(\rho_* + \delta\rho_{\infty}).$$

Введем джинсовскую длину волны (см. Зельдович и Новиков, 1971)

$$k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_{\infty}}{a_{\infty}^2}.$$

Система уравнений (40.11) после несложных преобразований сводится к следующему уравнению малых возмущений, создаваемых движущимся гравитирующим центром:

$$\square \delta + k_J^2 a_{\infty}^2 \delta = -4\pi G \rho_* + \xi_1 \pi R_G^2 v_{\infty} \frac{\partial}{\partial t} \delta(R - v_{\infty} t), \quad (41.11)$$

где  $\square = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2$  — оператор Д'Аламбера. Переходя в систему координат, связанную с движущейся звездой (см. рис. 25) и пренебрегая самогравитацией газа ( $k_J = 0$ ), получим уравнение

$$(a_{\infty}^2 - v_{\infty}^2) \nabla^2 \delta = 4\pi G M \delta(r),$$

решением которого является

$$\delta = \frac{R_G M_M}{R(1 - M_M^2 \sin^2 \beta^{1/2})},$$

где  $M_M = v_{\infty}/a_{\infty}$  — число Маха. Полученное решение имеет особенность на поверхности конуса:

$$\sin \beta_{sh} = \frac{1}{M_M}.$$

Ясно, что вблизи конуса линейное приближение не справедливо. А сингулярность указывает на возникновение конусообразной ударной волны с углом раскрытия  $\beta_{sh}$ .

Отметим, что уже в линейном приближении возникает сила динамического трения

$$F_{fr} = \pi R_G^2 \rho_\infty v_\infty^2,$$

тормозящая аккрецирующую звезду. Возникновение такой силы впервые было выявлено Чандрасекаром при рассмотрении движения тяжелой частицы в бесстолкновительной среде (Чандрасекар, 1943). Динамическое трение возникает из-за того, что в кильватерном следе плотность фонового вещества выше, чем перед движущимся центром.

Численные расчеты цилиндрической аккреции были проведены в 70-е гг. (Хант, 1971; Эди и др., 1975). В этих работах рассчитано адиабатическое ( $\gamma = 5/3$ ) стационарное течение для чисел Маха  $M_M = 1, 2, 4$ . Было показано, что перед гравитирующим центром образуется лобовая ударная волна. В случае  $\gamma = 4/3$  образуется более сложное течение, в котором присутствуют коническая и отошедшая ударные волны (Эди и др., 1975).

Проведенные расчеты показывают, что картина течения существенно зависит от эффективности механизма охлаждения газа. Когда плотность газа вблизи радиуса захвата мала, излучение слабо, т.е. реализуется случай  $\gamma = 5/3$ . Тогда перед звездой на расстоянии  $\sim R_G$  располагается лобовая ударная волна. Температуру за ударной волной определяется как

$$T_{sh} = \frac{m_p v_\infty^2}{6k} \approx 2,5 \cdot 10^5 v_7^2 \text{ К.}$$

Здесь  $v_7 = v_\infty / 10^7$  см/с.

При большей плотности вещества плазма становится излучательной, сжимаемость ее возрастает, и за звездой образуется коническая ударная волна (Илларионов и Сюняев, 1975). Критический темп аккреции, разделяющий оба режима, дается следующим выражением (Сюняев, 1978):

$$\dot{M}_{18} \approx \frac{3\sqrt{\pi}}{32} \left( \frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} v_8.$$

Большой интерес представляет поиск приближенных аналитических решений.

Бисноватый-Коган и др. (1979) нашли автомодельные решения, описывающие течение вблизи гравитирующего центра для политропы  $1,31 < \gamma < 5/3$ . Анализ полученных решений привел авторов к двум важным заключениям: 1) в реальном течении с большим числом Маха в набегающем потоке ударная волна будет не отошедшей, а присоединенной; 2) образующая конуса в общем случае не будет прямой линией. Как видим, исследование цилиндрической аккреции нельзя считать окончательными и детали картины предстоит еще уточнить.