

## ГАЗОДИНАМИКА АККРЕЦИИ

Исследование газодинамического течения вещества в гравитационном поле тяжести было начато в 40-е гг. Ф. Хойлом, Х. Бонди, В. Мак-Креем в связи с проблемой взаимодействия обычных звезд с межзвездным веществом. В нашей стране процесс аккреции изучался Л.Э. Гуревичем и А.И. Лебединским (см. Гуревич, 1953; Лебединский, 1953) в 40-е и 50-е гг. в связи с проблемой образования и эволюции звезд. Однако влияние аккреции межзвездного вещества на эволюцию и наблюдательные свойства нормальных звезд, как правило, несущественно.

Интерес к теории аккреции резко возрос в 60-е гг., когда стало ясно, что для релятивистских звезд аккреция газа является наиболее эффективным механизмом их энерговыделения. К настоящему времени выполнено большое число теоретических работ по этой теме. Имеется ряд монографий и обзоров (Зельдович и Новиков, 1971; Сюняев, 1978; Шапиро и Тьюколски, 1985; Горбацкий, 1977).

В этой главе мы ограничимся изложением главных результатов исследований процесса аккреции без учета влияния собственного магнитного поля аккрецирующей нейтральной звезды.

Как стало ясно уже после первых работ (Бонди и Хойл, 1944; Бонди, 1952), характер аккреции вещества, не имеющего углового момента, в основном определяется соотношением между скоростью звука в нем,  $a_\infty$ , и скоростью движения звезды относительно среды (или наоборот),  $v_\infty$ . Аккреция вещества, обладающего вращательным моментом, может привести к образованию аккреционных дисков.

Обычно выделяют четыре режима аккреции, которые чаще реализуются и довольно детально исследованы (рис. 21).

1. **Сферически-симметричная аккреция.** Аккрецирующая звезда практически не движется относительно среды:  $v_\infty \ll a_\infty$ . У вещества среды отсутствует сколько-нибудь значительный момент вращения.

2. **Цилиндрическая аккреция.** Вращательный момент по-прежнему мал, но скорость движения звезды сравнима или больше скорости звука в веществе:  $v_\infty \gtrsim a_\infty$ .

3. **Аккреционный диск.** Вещество обладает общим вращательным моментом, достаточным для образования аккреционного диска.

4. В целом ряде случаев (Липунов, 1980а) реализуется **двухпоточковая аккреция**, когда наряду с аккреционным диском имеется квазисферически-симметричный поток вещества. Газодинамика частного случая такой аккреции была рассмотрена Колыхаловым и Сюняевым (1979).

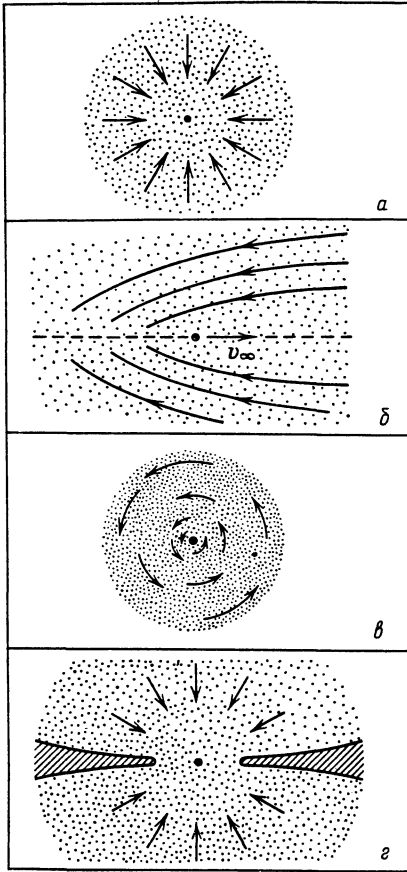


Рис. 21. Четыре режима аккреции: *а* — сферически-симметричная аккреция, *б* — цилиндрическая, *в* — дисковая и *г* — двух-поточковая аккреция

Ниже мы не будем учитывать релятивистских эффектов, влияние которых, вообще говоря, не мало —  $\sim 10\%$ . Это оправдывается тем, что влияние, например, магнитных полей гораздо больше, а учитывается с худшей точностью.

Приемлемость газодинамического описания определяется соотношением между длиной свободного пробега  $l$  и характерным размером рассматриваемой задачи. В случае аккреции самогравитация аккрецируемого вещества мала, так что характерный размер задачи равен "радиусу гравитационного взаимодействия"  $R_G$  (далее мы его часто будем называть радиусом гравитационного захвата). Это характерное расстояние, на котором кинетическая энергия вещества сравнивается с его гравитационной энергией:  $(a_\infty^2 + v_\infty^2)/2 = GM/R_G$ . Таким образом, радиус гравитационного взаимодействия можно определить как

$$R_G = \frac{2GM}{v_\infty^2 + a_\infty^2}. \quad (1.11)$$

Условие применимости уравнений сплошной среды:  $l \ll R_G$ .

В отсутствие излучения полная система уравнений, описывающих процесс аккреции, имеет вид

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \nabla v = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \varphi, \quad (a)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho v = 0, \quad (б) \quad (2.11)$$

$$P = P(\rho), \quad (в)$$

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi G(\rho + \rho_*). \quad (г)$$

Первое уравнение — уравнение Эйлера в поле тяжести. Второе уравнение — уравнение неразрывности. Предположим, что вещество вновь не возникает и не исчезает при  $0 < r < \infty$ . Третье — уравнение состояния для изоэнтропического случая и четвертое — уравнение Пуассона для гравитационного потенциала  $\varphi$ ;  $\rho_*$  — плотность гравитирующего тела.

Для учета процессов излучения следует добавить закон сохранения энергии (см. дальше). В задаче об аккреции обычно пренебрегают самогравитацией газа, а гравитирующий центр предполагается точечным.

Решение газодинамической системы должно содержать информацию как о локальных параметрах потока—плотности, температуре, скорости — так и об интегральных параметрах. Среди них важнейшим является темп аккреции  $\dot{M}$ , который в стационарном случае не меняется со временем и определяет полный поток массы на аккрецирующую звезду. Из общих соображений ясно, что темп аккреции можно записать в виде

$$\dot{M} = \sigma_G \rho_\infty v_\infty. \quad (3.II)$$

Через  $\sigma_G$  будем обозначать сечение гравитационного взаимодействия (или захвата).

Темп аккреции  $\dot{M}$  самым существенным образом зависит от того, является среда газодинамической или нет (Зельдович и Новиков, 1971). Для иллюстрации этого оценим темп аккреции бесстолкновительного газа на звезду радиуса  $R_x$ , движущуюся со скоростью  $v_\infty$ . В этом случае вращательный момент каждой частицы сохраняется и темп аккреции вещества будет определяться максимальным прицельным параметром частицы, еще попадающей на поверхность звезды,  $l_{\max}$ :

$$l_{\max} \approx R_x \frac{v_p}{v_\infty}. \quad (4.II)$$

Это соотношение становится точным, когда  $v_p$  (параболическая скорость на поверхности звезды) стремится к бесконечности. Очевидно, темп аккреции будет

$$\dot{M} = \pi l_{\max}^2 \rho_\infty v_\infty \approx \pi R_G^2 \rho_\infty v_\infty (R_x/R_G). \quad (5.II)$$

Сравнивая это выражение с (3.II), получим сечение захвата для бесстолкновительной аккреции:

$$\sigma_G (\text{бесстолкн.}) \approx \pi R_G^2 \frac{R_x}{R_G}. \quad (6.II)$$

В случае столкновительного вещества закон сохранения углового момента для отдельной частицы не выполняется и можно предположить, что будут захватываться все частицы, кинетическая энергия которых меньше гравитационной. Таким образом, отношение сечения гравитационного захвата бесстолкновительной и столкновительной среды есть

$$\frac{\sigma_G (\text{бесстолкн.})}{\sigma_G (\text{столкн.})} \approx \frac{R_x}{R_G}.$$

Для нейтронной звезды  $R_x \approx 10^6$  см, а  $R_G \approx 10^{12} v_7^2$  (где  $v_7 = v_\infty/10^7$  см/с—характерная скорость относительно звезды). При типичных условиях темп аккреции газа в  $10^6$  раз выше темпа аккреции бесстолкновительных частиц. Столь сильное различие столкновительного и бесстолкновительного режимов аккреции определяем важность исследования газодинамического течения вещества в поле тяжести.

## § 1. Сферически-симметричная аккреция

Решение для стационарной сферически-симметричной аккреции было получено Бонди (1952). В предположении об изэнтропичности течения уравнение Эйлера (2.IIa) содержит интеграл энергии (интеграл Бернулли). Предположим, что уравнение состояния имеет вид адиабаты Пуассона:  $P \sim \rho^\gamma$ . Тогда интеграл Бернулли будет

$$\frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{R} = \text{const} = \epsilon_0. \quad (7.II)$$

Слева стоит сумма кинетической энергии, энтальпии и гравитационной энергии 1 г аккрецируемого вещества.

Уравнение неразрывности (2.IIб) можно записать в виде

$$\dot{M} = 4\pi R^2 \rho v = \text{const}. \quad (8.II)$$

Два уравнения, (7.II) и (8.II), полностью определяют любое стационарное сферически-симметричное течение. Соответствующая классификация течений содержится в монографии Зельдовича и Новикова (1971). Мы рассмотрим лишь случай аккреции, т.е. падения вещества. В этом случае граничные условия задаются на бесконечности:

$$\epsilon_0 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_\infty}{\rho_\infty} = \frac{a_\infty^2}{\gamma-1}. \quad (9.II)$$

Пусть  $a_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$  – скорость звука. Подставляя граничные условия, получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{a_s^2}{\gamma-1} = \frac{GM}{R} + \frac{a_\infty^2}{\gamma-1}, \quad (10.II)$$

$$v = \frac{\dot{M}}{2\pi\rho_\infty R^2} \left( \frac{a_\infty}{a_s} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}}.$$

В плоскости  $v$  и  $a_s$  эти уравнения представляют собой соответственно семейство эллипсов и гипербол. При заданных граничных условиях и данном  $R$  система (10.II) содержит три неизвестных параметра:  $v$ ,  $a_s$  и  $\dot{M}$ , причем  $\dot{M}$  вообще постоянно и должно определяться в процессе решения задачи. Есть несколько способов определения  $\dot{M}$  (см. Зельдович и Новиков, 1971; Шапиро и Тьюколски, 1985). Для разнообразия мы поступим следующим образом. Будем рассматривать такое течение, при котором вдали ( $R \rightarrow \infty$ ) движение плазмы дозвуковое, а вблизи ( $R \rightarrow 0$ ) – сверхзвуковое. В некоторой критической точке  $R = R_B$  скорость падения вещества сравнивается со звуковой скоростью  $v = a_s$ . Легко проверить, что в этой точке эллипсы и гиперболы, соответственно уравнениям Бернулли и неразрывности, касаются. Вообще касание эллипсов и гипербол всегда происходит на биссектрисе в системе координат  $(a_s, v)$ . Найдем такое значение  $\dot{M}$ , при котором наступает стационарная аккреция с переходом из дозвукового в сверхзвуковой режим. В точке пересечения гиперболы

и эллипса с биссектрисой скорость звука равна

$$a_s^2 = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left( \epsilon_0 + \frac{GM}{R} \right), \quad (а) \quad (11.И)$$

$$a_s^2 = \left[ \frac{\dot{M}}{4\pi\rho_\infty} a_\infty^{\frac{2}{\gamma-1}} \right]^2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} R^{-4} \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (б)$$

Последняя система уравнений получена из системы (10.И) путем подстановки  $v = a_s$ . График зависимости  $a_s(R)$  для уравнений (11.Иа) и (11.Иб)

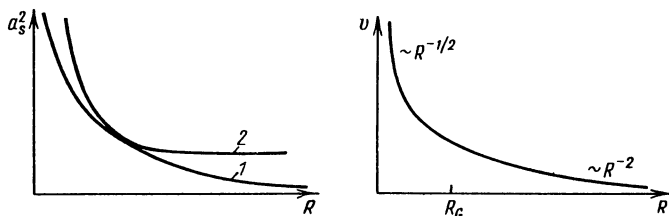


Рис. 22. Качественная зависимость  $a_s^2$  от расстояния по уравнениям (11.И)

Рис. 23. Зависимость скорости падения газа от расстояния до звезды при сферически-симметричном течении Бонди

показан на рис. 22. Видно, что при  $\gamma < 5/3$  возможно только касание кривых (а) и (б). Дифференцируя оба уравнения (11.И) по  $R$  и приравнявая результаты, находим, что в критической точке

$$a_s^2 = \frac{1}{2} \frac{GM}{R_B}. \quad (12.И)$$

Подставим это значение в (11.И) и разрешим систему относительно  $\dot{M}$ :

$$\dot{M} = \pi \left( \frac{2}{5 - 3\gamma} \right)^{\frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)}} \frac{GM}{a_\infty^3} \rho_\infty. \quad (13.И)$$

Безразмерный множитель в этой формуле стремится к единице при  $\gamma \rightarrow 5/3$ . Переход через скорость звука происходит на расстоянии

$$R_B = \frac{5 - 3\gamma}{4} \frac{GM}{a_\infty^2}. \quad (14.И)$$

При  $v_\infty = a_\infty$  из формулы (3.И) найдем радиус гравитационного захвата:

$$R_G \approx \frac{2GM}{a_\infty^2}.$$

Как и ожидалось, аккреция газа значительно эффективнее аккреции бесстолкновительной среды.

Рассмотрим некоторые свойства сферически-симметричного течения. При  $\gamma < 5/3$  существует критическая точка  $R = R_B$ , в которой скорость движения переходит через скорость звука. При  $\gamma = 5/3$  критическая точка

формально находится в начале координат  $R = 0$ , так что движение везде дозвуковое. Это легко понять. При адиабатическом течении половина гравитационной энергии переходит в тепловую энергию газа, так что  $a_s^2 \approx GM/r$ , а другая половина переходит в кинетическую энергию движения:  $v^2 \approx GM/r$ . При  $\gamma < 5/3$  после прохождения критической точки вещество находится практически в свободном падении (рис. 23):

$$\left\{ \begin{array}{l} v \approx \sqrt{\frac{2GM}{R}}, \\ \rho \approx \frac{\dot{M}}{4\pi\sqrt{2GM}} R^{-3/2}. \end{array} \right. \quad R \ll R_B \quad (15.II)$$

Асимптотика для плотности кинетической энергии  $\rho v^2/2$ :

$$\frac{\rho v^2}{2} \rightarrow \frac{\dot{M}\sqrt{2GM}}{4\pi} R^{-5/2}. \quad (16.II)$$

Если на пути падающего потока выставить жесткую стенку, то динамическое давление, оказываемое потоком на нее, было бы порядка (16.II).

Физическая причина практически свободного падения газа при  $R \ll R_B$  заключается в том, что течение сверхзвуковое, и нижележащие слои не оказывают влияния на "летающее" вслед вещество.

## § 2. Роль излучения и эжекции

Качественно излучение можно учесть, положив  $\gamma < 5/3$ . Но можно также решить задачу, дополнив систему газодинамических уравнений (2.II) вторым началом термодинамики. Такой учет излучения впервые был проведен Шварцманом (1971). Мы пока не рассматриваем энерговыделение на поверхности звезды.

Изменение энергии 1 г вещества равно

$$d\epsilon = -PdV + dQ, \quad (17.II)$$

где  $V$  — удельный объем,  $dQ$  — выделение тепла 1 г вещества. Для одноатомного газа (или полностью ионизованной плазмы) уравнение (17.II) принимает вид

$$\frac{3}{2\mu} R_u \frac{dT}{dt} = R_u \frac{T}{\mu\rho} \frac{d\rho}{dt} - \alpha_{ff} T^{1/2} \rho + \frac{dQ'}{dt}, \quad (18.II)$$

где  $R_u$  — универсальная газовая постоянная. Второй член в правой части описывает потери энергии на свободно-свободное излучение (для полностью ионизованной водородной плазмы  $\alpha_{ff} \approx 5 \cdot 10^{20}$  эрг/(г·с)), третий член описывает возможные потери на излучение за счет других процессов. Подставляя  $v dt = dR$  и учитывая, что  $\rho \sim R^{-3/2}$ , получим уравнение для распределения температуры в стационарном аккреционном потоке:

$$\frac{dT}{dR} = -\frac{T}{R} + B \frac{\sqrt{T}}{R} + \frac{2\mu}{3R_u} \frac{dQ'}{dR}; \quad (19.II)$$

$B$  — некоторая константа. Когда роль излучения мала, мы автоматически получим  $T \sim R^{-1}$ : тепловая энергия следует за гравитационной.