Разделив $f(M_2)$ на M_2, получаем:

$$\frac{f(M_2)}{M_2} = \frac{M_2^2}{(M_1+M_2)^2}\sin^3 i \le 1.$$

Таким образом, функция масс звезды в двойной системе представляет собой нижний предел ее массы. Поэтому оценка функции масс по наблюдениям одного компонента двойной системы позволяет получить ограничение на массу второго компонента. Подобная ситуация имеет место при наблюдении тесных двойных систем, где обычная звезда составляет пару с компактным компонентом, излучение которого принимается только в рентгеновском диапазоне. Например, функция масс некоторых рентгеновских двойных систем — кандидатов в черные дыры — оказывается свыше 3 масс Солнца (абсолютный верхний предел массы нейтронных звезд в рамках общей теории относительности). Это служит важнейшим указанием на то, что компактная звезда в этих системах не может быть нейтронной звездой и, по-видимому, является черной дырой.

Подчеркнем в заключение этого параграфа, что измерение кеплеровских орбит в спектроскопических двойных системах по кривым лучевых скоростей не позволяет определить все параметры двойной системы, поскольку неизвестен угол наклона орбиты к лучу зрения. Однако задача может быть решена для релятивистских тесных двойных систем из двух нейтронных звезд, по крайней мере одна из которых видна как радиопульсар. В этом случае детальный анализ времен прихода импульсов позволяет с использованием релятивистских эффектов найти все орбитальные параметры двойной системы (см. главу 10).

7.2. Особенности эволюции звезд в ТДС

Эволюция звезд в двойных системах отличается от эволюции одиночных звезд, если приливное влияние соседнего компонента существенно. Действительно, приливное ускорение, создаваемое возмущающей массой M_2 на поверхности звезды с массой M_1 и радиусом R с расстояния l примерно равно $|a_t| \sim R\cdot\frac{d}{dl}\left(\frac{GM_2}{l^2}\right) = \frac{2GM_2R}{l^3}$. На малых расстояниях $l \lesssim R\cdot(2M_2/M_1)^{1/3}$, определяемых из условия $a_t \sim g = GM_1/R^2$, приливные силы существенно искажают форму поверхности звезды M_1 и приводят к появлению нового явления, отсутствующего у одиночных звезд или у компонентов широких звездных пар — перетеканию вещества с одной звезды на вторую.

7.2.1. Приближение Роша и полость Роша

Обычно в теории эволюции тесных двойных систем (ТДС) пользуются *приближением Роша (Roche)*, при котором звезды считаются точечными массами и можно пренебречь их собственным моментом импульса осевого вращения по сравнению с орбитальным. Этого приближения в подавляющем большинстве случаев вполне достаточно, поскольку обычно плотность звезды (за исключением некоторых моделей нейтронных звезд с однородной плотностью) сильно увеличивается к центру. Еще одно ограничение связано с синхронностью вращения компонентов ТДС, что обеспечивается в большинстве случаев их эффективной приливной синхронизацией (ср. случай системы Земля–Луна, в которой вращение Луны уже синхронизовано с орбитальным обращением, несмотря на малый радиус Луны по сравнению с ее полостью Роша). При этом для очень тесных пар нейтронных звезд и черных дыр на последних стадиях слияния важны эффекты общей теории относительности (ОТО). Слияние таких звезд связано с возрастающим по мере сближения компонентов темпом потерь орбитального момента импульса из-за гравитационного излучения (см. Приложение). Эффекты ОТО становятся определяющими, когда размер орбиты оказывается порядка нескольких гравитационных радиусов компонентов. В дальнейшем мы будем полагать приближение Роша справедливым. Этого достаточно для понимания основных процессов, отличающих эволюцию звезд в ТДС от одиночных звезд.

Рассмотрим ТДС из звезд M_1 и M_2 на круговых орбитах с суммой больших полуосей $a_1+a_2=a$. Выберем систему координат, синхронную с орбитальным обращением ТДС и началом в центре звезды M_1, в которой ось X направлена от звезды M_1 к M_2 и ось Z направлена вдоль вектора вращения. В этой системе потенциал Роша в точке (x,y,z) записывается в виде суммы трех потенциалов, связанных с гравитационными полями компонентов и центробежной силой:

$$\Phi = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{1}{2}\omega^2[(x-\mu a)^2+y^2], \tag{7.4}$$

$r_1=\sqrt{x^2+y^2+z^2}, r_2=\sqrt{(x-a)^2+y^2+z^2}$ и $\mu a = M_2/(M_1+M_2)a$ характеризуют положение центра масс системы на оси X. Последнее слагаемое в этой формуле описывает потенциал центробежной силы. Выражая из 3-го закона Кеплера (7.1) частоту ω через полную массу системы, потенциал Роша можно записать в виде:

$$\Phi = -\frac{1}{2}\omega^2 a^2 \Omega_R \,,$$

где безразмерный потенциал

$$\Omega_R = \frac{2}{(1+q)(r_1/a)} + \frac{2q}{(1+q)(r_2/a)} + \frac{(x-\mu a)^2 + y^2}{a^2}$$

является только функцией отношения масс $q = M_2/M_1$.

Эквипотенциали находятся из уравнения $\Phi(x,y,z) = const$ и представляют собой семейство симметричных относительно осей X и Y (но не осесимметричных!) поверхностей. Эти поверхности вблизи центров звезд мало отличаются от сферических, вокруг звезды большей массы размер эквипотенциали больше, однако по мере роста их радиуса отличия от сферической симметрии становятся все заметнее, и при некотором значении потенциала обе поверхности касаются в некоторой точке (внутренняя точка Лагранжа L_1), расположенной на оси между массами. Эти критические поверхности носят название *полостей Роша*. Решая уравнение третьего порядка $\partial\Phi/\partial x = 0$, $y = z = 0$, можно определить положение точек L_1, L_2, и L_3 на оси x, в которых потенциал Роша достигает экстремума (максимума). Заметим, что расстояния между массами и точками Лагранжа (для определенности будем считать везде $M_1 \geq M_2$) удовлетворяют неравенствам $L_3M_1 \geq L_2M_2 \geq L_1M_1 \geq L_1M_2$ (равенство имеет место только в случае равных масс). Сечение эквипотенциальных поверхностей в модели Роша в орбитальной плоскости (X, Y) двойной системы изображено на Рис. 7.2

В случае звезд с сильно отличающимися массами для радиуса полости Роша вокруг звезды меньшей массы M_2 часто используют приближенную формулу:

$$\frac{R_L}{a} \approx 0.49 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2}\right)^{1/3} . \qquad (7.5)$$

7.2.2. Перенос масс

Теперь рассмотрим, как ведут себя звезды в тесной двойной системе. В стационарном случае размер каждой звезды ограничен одной из эквипотенциалей, и пока звезды далеки от заполнения критической полости Роша, их форма мало отличается от сферической.

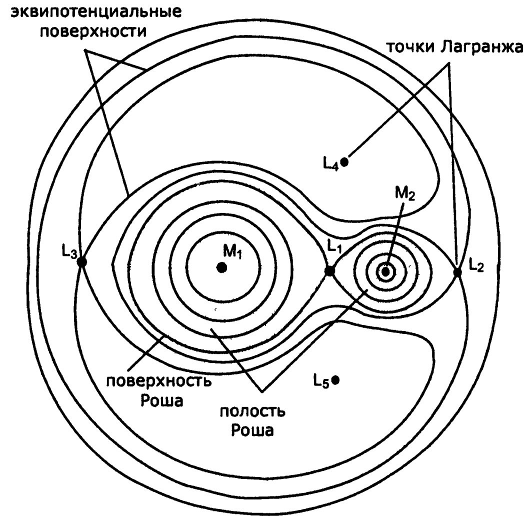

Рис. 7.2. Сечение поверхностей равного потенциала в модели Роша в орбитальной плоскости двойной системы. Показаны точки Лагранжа L_1, L_2, L_3, L_4 и L_5. Полость Роша затемнена.

Для звезды, заполняющей почти всю полость Роша, приливные эффекты уже сильно искажают ее форму. Если же размер звезды сравняется с размером полости Роша, становится возможным перемещение частицы с поверхности одной звезды внутрь эквипотенциальной поверхности соседней без изменения ее энергии, так как при приближении к точке L_1 высота потенциального барьера, отделявшего точки поверхности звезды на оси x от соседней полости, стремится к нулю (точка L_1 является седловой точкой потенциала Роша, в ней $\nabla\Phi(L_1) = 0$). Таким образом, частицы атмосферы звезды, движущиеся с тепловыми скоростями в окрестности внутренней точки Лагранжа, способны проникнуть внутрь полости Роша соседнего компонента.

Рассмотрим теперь двойную систему, состоящую из звезд главной последовательности M_1 и M_2 на круговой орбите. Более массивная звезда эволюционирует быстрее, а значит первой начнет увеличивать радиус и заполнять свою полость Роша. Это может привести к обмену масс между компонентами. При этом, как показывает анализ и численное моделирование, перетекание вещества будет происходить в различных шкалах времени в зависимости от (1) эволюционного состояния заполняющей полость Роша звезды, (2) отношения масс компонентов и (3) наличия дополнительных источников уменьшения орбитального момента импульса (например, в случае очень тесных систем, за счет излучения гравитационных волн двойной системой).

Для качественного понимания эволюции ТДС часто рассматривают так называемый консервативный обмен массами, когда постулируется, что перенос массы между компонентами двойной системы с круговой орбитой происходит консервативно, без изменения полной массы двойной системы, и с сохранением полного момента импульса J, который в основном сосредоточен в орбитальном движении звезд. Поскольку угловая скорость орбитального движения обеих звезд одинакова, а звезда меньшей массы M_2 движется вокруг центра масс системы по окружности большего радиуса, момент импульса в расчете на единицу массы для этой звезды выше, чем для более массивной звезды M_1. Считая, что суммарный момент импульса сохраняется в процессе переноса вещества, получаем, что при переносе вещества от звезды большей массы на меньшую большая полуось орбиты второй должна уменьшаться, то есть звезды будут сближаться, их полости Роша будут пропорционально уменьшаться (см. (7.5)), что ускорит процесс аккреции. Обратно, если теряет массу более легкая звезда, то полуось ее орбиты после завершения перетекания должна возрасти.

Однако отметим, что консервативный перенос масс является крайне идеализированной моделью. Во-первых, уже сам факт обмена масс между компонентами является диссипативным процессом, который нельзя полностью описать уравнениями в приближении Роша. Во-вторых, в реальных двойных системах всегда есть звездный ветер, уносящий момент импульса, а в случае очень тесных систем существенным становится уменьшение орбитального момента вращения из-за излучения гравитационных волн. Поэтому анализ изменения параметров орбиты при обмене масс является очень сложной задачей.

Для устойчивости перетекания нужно также потребовать, чтобы во время перетекания звезда все время находилась в контакте с полостью Роша: $R(t) = R_L(t)$ одновременно с $\dot{R} = \dot{R}_L$. Переходя к переменной массе, эти равенства можно привести к виду:

$$\frac{d\ln R}{d\ln M} = \frac{d\ln R_L}{d\ln M}\,.$$

Если это равенство нарушается, то перетекание либо прекращается, либо резко возрастает. Например, в случае потери массы более массивным компонентом, для устойчивого перетекания требуется, чтобы радиус звезды при уменьшении ее массы тоже достаточно быстро уменьшался. Это условие выполняется далеко не для всех звезд — например, оно очевидно не выполняется для вырожденных звезд с обратной зависимостью масса–радиус, а также для звезд с протяженными конвективными оболочками (гиганты, сверхгиганты или звезды главной последовательности очень малой массы).

Характерная шкала времени обмена масс определяется как $\tau_{\dot{M}} = M/\dot{M}$. Для количественного описания эволюции двойных звезд требуется детально учитывать «отклик» внутренней структуры звезды на изменение ее массы, что возможно только путем численного решения самосогласованной задачи. Однако очень схематически можно различать следующие случаи, отражающие основные физические особенности переноса масс в двойных звездах.

1. Звезда главной последовательности заполняет полость Роша. Перетекание происходит в медленной ядерной шкале времени, определяющей рост радиуса звезды на стадии горения водорода,

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_n \simeq 10^{10}(\text{лет})\frac{(M/M_\odot)}{(L/L_\odot)}\,. \tag{7.6}$$

В случае проэволюционировавшей звезды, заполняющей полость Роша, перетекание происходит в более короткой тепловой шкале времени (время Кельвина–Гельмгольца),

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_{KH} \simeq \frac{GM^2}{RL} \sim 3\cdot 10^7(\text{лет})\frac{(M/M_\odot)^2}{(R/R_\odot)(L/L_\odot)}\,. \tag{7.7}$$

2. Звезда после главной последовательности с оболочкой в лучистом равновесии. Перетекание происходит в тепловой шкале времени оболочки, $\tau_{\dot{M}} \approx \tau_{KH}$. Расчеты показывают, что для звезд большей массы, заполняющих полость Роша, или для звезд с конвективными оболочками (при любом отношении масс) перетекание происходит за очень короткое время в шкале, близкой к гидродинамической, $\tau_{\dot{M}} \approx \tau_d \sim 1/\sqrt{G\rho}$.

3. В частном, но важном с точки зрения наблюдательных проявлений случае тесных двойных систем, в которых большую роль играет эффект потери орбитального момента импульса за счет замагниченного звездного ветра или гравитационного излучения, перетекание часто связано именно с уменьшением орбитального момента

импульса системы, то есть с уменьшением размеров самой полости Роша. Важнейшими примерами таких систем являются маломассивные ТДС: взрывные (катаклизмические) переменные, где полость Роша заполняет звезда главной последовательности с массой порядка массы Солнца или меньше, вторым компонентом которой является белый карлик, а также маломассивные рентгеновские двойные системы — аналог катаклизмических переменных, но в паре с нейтронной звездой или черной дырой. Орбитальные периоды этих систем, как правило, составляют несколько часов. Достоверно известный минимальный орбитальный период у маломассивной рентгеновской двойной в шаровом скоплении NGC 6624 составляет около 10 мин.

7.3. Стадии эволюции двойных звезд

В зависимости от степени заполнения полостей Роша компонентами различают следующие типы двойных звезд:

1. Разделенные двойные системы. Обе звезды не заполняют полость Роша. Этот класс включает все визуально-двойные звезды и широкие спектроскопические двойные пары (например, предкатаклизмические переменные), двойные радиопульсары, двойные белые карлики.

2. Полуразделенные двойные системы. Одна из звезд заполняет полость Роша. Сюда входят затменные переменные типа Алголя (орбитальный период несколько дней), катаклизмические переменные (орбитальный период несколько часов), рентгеновские двойные (массивные и маломассивные, за исключением пар Ве-звезда + нейтронная звезда), некоторые симбиотические звезды (орбитальный период порядка нескольких лет). Из-за переноса масс на второй компонент полуразделенные двойные системы обладают наибольшим наблюдаемым разнообразием.

3. Контактные двойные системы. Обе звезды заполняют свои полости Роша. К этому классу принадлежат звезды типа *W* Большой Медведицы (маломассивные двойные из звезд главной последовательности, орбитальный период меньше суток).

Физически более обоснованной является классификация взаимодействующих двойных по эволюционным стадиям компонентов, так как в процессе эволюции первоначально разделенная система из двух звезд главной последовательности проходит различные фа-