

Отметим, что, как следует из уравнения (17.4.11), максимальное гравитационное красное смещение для устойчивой сверхмассивной звезды очень мало — в интервале $10^{-2} - 10^{-4}$. Тем не менее, как и для белых карликов, небольшие поправки за счет эффектов общей теории относительности оказываются *решающими* при определении устойчивости системы, близкой к ньютоновской.

17.5. ЭВОЛЮЦИЯ СВЕРХМАССИВНЫХ ЗВЕЗД

Попытаемся теперь проследить эволюцию сверхмассивной звезды, начиная со сжатия большого диффузного водородного облака. Как показывает уравнение (17.2.8), для равновесия сферической сверхмассивной звезды требуется, чтобы значение энтропии на барион лежало в интервале $10^2 - 10^4$. Это гораздо больше энтропии водородного газа в типичных примерах астрофизической плазмы [см. уравнение (17.3.4)]. Поэтому начальный динамический коллапс должен быть диссипативным (столкновение фрагментов облака, турбулентность, ударные волны), чтобы возникла равновесная конфигурация, которую мы обсуждали. Вагонер [592] рассматривал альтернативную возможность, что еще до того, как энтропия возрастает, становятся важными центробежные силы, обусловленные начальным моментом количества движения, которые приводят к образованию сверхмассивного диска.

Мы предполагаем, что температура в центре никогда не становится настолько высокой, чтобы ядерное сгорание приобрело важное значение. Простое сравнение скорости генерации ядерной энергии с фотонной светимостью — уравнение (17.1.5) — показывает [636], что это допущение обосновано при $M \geq 6 \cdot 10^4 M_{\odot}$. В этом режиме можно также пренебречь эффектом образования электрон-позитронных пар.

Как только сверхмассивная звезда возникла, ее эволюция сводится к квазистатическому продвижению через последовательность равновесных состояний с возрастающей центральной плотностью. Звезда излучает на эддингтоновском пределе, масса ее по существу остается постоянной, а энтропия и энергия уменьшаются. Когда энергия уменьшается от нуля до E_{crit} , плотность становится достаточно высокой для появления неустойчивости, определяемой общей теорией относительности. Звезда претерпевает катастрофический коллапс.

Описанную картину можно считать обоснованной, если характерное время тепловой эволюции больше характерного гидродинамического времени. Тогда звезда успевает перестраивать свою структуру, чтобы в процессе эволюции всегда находиться в равновесии. Оценивая характерное время тепловой эволюции, имеем

$$t_{\text{thermal}} \sim \frac{|E_{\text{crit}}|}{L} = 2,8 \times 10^{16} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1} \text{ с}, \quad (17.5.1)$$

где использованы уравнения (17.1.5) и (17.4.9). Для гидродинамического времени получаем

$$t_{\text{hydro}} \sim (G\rho)^{-1/2} = 2,7 \times 10^{-6} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{7/4} \text{ с}, \quad (17.5.2)$$

где мы использовали уравнение (17.4.7). Два характерных времени сравниваются при $M \sim 10^8 M_{\odot}$; выше этого значения массы равновесная фаза эволюции сверхмассивных объектов отсутствует. Отметим, что равновесная фаза длится только $10 - 10^5$ лет при значениях массы в интервале $10^8 - 10^4 M_{\odot}$.

Какова судьба сверхмассивной звезды, которая в процессе эволюции достигла плотности, критической в отношении коллапса? Одна возможность состоит в том, что с повышением температуры и плотности ядерные реакции начинают протекать с высокой скоростью, приводя звезду к сильному взрыву. Похоже [206], что это происходит со звездами, имеющими массу $M \leq 3 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Однако при больших значениях массы уже *ничто* не может задержать коллапс: образуется черная дыра. На рис. 17.2 показано образование такой черной дыры, согласно расчету на ЭВМ коллапса сверхмассивной звезды с $M = 10^6 M_{\odot}$, выполненному Шапиро и Тьюколски [533]. Представлена пространственно-временная диаграмма, где время отложено по вертикали в единицах времени пролета фотоном расстояния, равного шварцшильдовскому радиусу GM/c^2 , а радиус отложен по горизонтали в единицах шварцшильдовского радиуса. В качестве радиальной координаты принят так называемый «изотропный» радиус, использованный для упрощения расчетов на ЭВМ. В верхней части рисунка указана эквивалентная шварцшильдовская радиальная координата r_s , соответствующая окончанию вычислений. Координата r_s определена таким образом, чтобы площадь сферической поверхности радиусом r_s равнялась $\mathcal{A} = 4\pi r_s^2$. При больших значениях r/M разница между r , r_s и обычной ньютоновской радиальной координатой исчезает.

Пунктиром представлены мировые линии сферических оболочек вещества, испытывающих сжатие к меньшему радиусу. Цифры около каждой мировой линии указывают долю массы, находящейся внутри данной оболочки. Сплошные линии обозначают *выходящие* радиальные световые лучи. Штриховая линия — это горизонт событий (поверхность черной дыры; см. гл. 12). Ему соответствует пара световых лучей, испущенных в разное время при одном и том же значении радиуса, один из которых уходит на бесконечность, а второй не уходит. Затененная часть рисунка внутри границы черной дыры — это область «ловушечных поверхностей». В этой области площадь сферической световой вспышки немедленно уменьшается из-за влияния сильного гравитационного поля. Прямые линии со стрелками показывают мировые линии радиально входящих и выходящих световых лучей в отсутствие гравитационного поля. Траектории фотонов, излученных вблизи черной дыры и внутри ее, отличаются от этих прямых, что отражает влияние сильного гравитационного поля. Отметим, что горизонт движется наружу к $r_s = 2GM/c^2$ по мере того, как все больше вещества падает

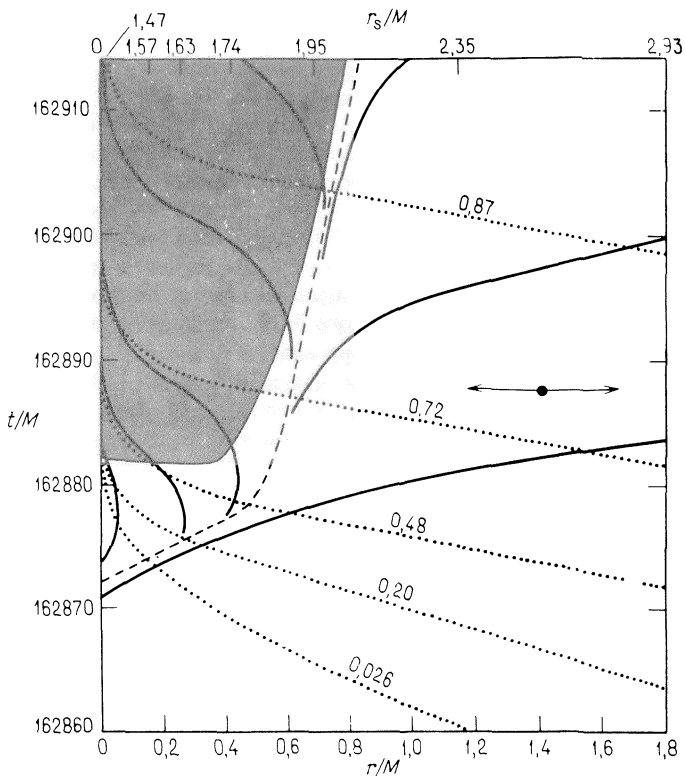


Рис. 17.2. Пространственно-временная диаграмма коллапса сверхмассивной звезды с $M = 10^6 M_{\odot}$, ведущего к образованию черной дыры. Коллапс начинается с неустойчивой равновесной конфигурации А, показанной на рис. 17.1. (Подробности обсуждаются в тексте.) [533].

в черную дыру. Вертикальные асимптоты мировых линий частиц и фотонов при $r = 0$ — это ложный эффект, связанный с координатной системой.

Основная особенность этого и других расчетов в том, что коллапс гомологичен. По существу скорость изменяется линейно с радиусом, а мгновенные фотографии профиля плотности в разные моменты времени аналогичны друг другу по форме, хотя величина плотности возрастает¹⁾. Вследствие гомологичной природы коллапса вся масса движется внутрь когерентно, пересекая горизонт событий всего лишь за несколько пролетных единиц времени, т.е. за несколько GM/c^3 . Такое когерентное движение при столь коротком характерном времени может привести к заметному всплеску

¹⁾ Решения такого типа называются также *автомодельными*. — Прим. перев.

ку гравитационного излучения, если коллапс сопровождается несферическими возмущениями (вызванными, например, влиянием вращения или магнитных полей). Формула квадрупольного излучения (16.2.16) как раз показывает, насколько чувствительно испускаемое излучение к характерному времени коллапса: $\Delta E \propto \tau^{-5}$. Время пролета фотоном отрезка, равного шварцшильдовскому радиусу для массы M , представляет собой кратчайшее характерное время, в течение которого возможны значительные изменения в крупномасштабном распределении массы. Только при гомологичном коллапсе τ может приближаться к этому пределу. Если же вместо этого вначале проколлапсирует центральная часть звезды, а далее последует относительно медленная аккреция основной массы на центральную черную дыру, то время коллапса τ окажется намного более продолжительным и гравитационное излучение будет значительно слабее.