

ГЛАВА 12

ДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ

§ 42. Иерархия характерных времен

Процессы, определяющие эволюцию звезд, характеризуются большим разнообразием характерных времен, из которых можно выделить гидродинамическое (τ_h), тепловое (τ_{th}), ядерное (τ_n) и время, характеризующее скорость слабых взаимодействий (τ_β). На протяжении почти всей эволюции, начиная от стадии молодой сжимающейся звезды до поздних стадий эволюции, τ_h остается минимальным из всех характерных времен. В моделях массивных предсверхновых имеет место ядерное равновесие, где время τ_n является наименьшим (см. § 34). В обычной звезде имеет место примерное равновесие относительно быстрых процессов (например, статическое равновесие), а время эволюции определяется одним из медленных.

1. На стадии гравитационного сжатия

$$\tau_h \ll \tau_{th} \ll \tau_\beta, \tau_n. \quad (42.1)$$

Эволюция определяется здесь тепловым временем τ_{th} , звезда находится в почти статическом равновесии, а времена τ_β и τ_n столь велики, что ядерный состав остается замороженным (кроме самых легких ядер).

2. На главной последовательности условия (42.1) сохраняются, но эволюция определяется ядерным и слабым временами τ_n , τ_β и звезда находится в состоянии, близком к статическому и тепловому равновесию.

3. После образования гелиевого ядра наступает период гравитационного сжатия центральных областей и расширения оболочки, аналогичный периоду 1. От загорания гелия в ядре и вплоть до последних стадий характерные ядерные времена остаются сравнимыми с тепловыми

$$\tau_h \ll \tau_{th} \sim \tau_n \lesssim \tau_\beta \quad (42.2)$$

и определяют темп эволюции звезды.

Тепловое время в ядре существенно меньше, чем в оболочке τ_{th}^{env} , как и ядерное время, которое в центральных областях τ_n^{core} минимально, так как в оболочке ядерные реакции не идут вообще. На спокойных стадиях эволюции массивных звезд за главной последовательностью имеет место $\tau_{th}^{env} \sim \tau_n^{core}$, т.е. минимальное ядерное время звезды сравнимо с тепловым максимальным. Во время бурных событий типа гелиевой вспышки в вырожденном ядре или вспыхив в гелиевом слоевом источнике (см. § 33) ядерное время в центральных областях или в гелиевом слое уменьшается до величины, сравнимой к локальным тепловым временам. Гидродина-

мическое время при этом остается минимальным и статическое равновесие звезды не нарушается.

4. В звездах малой и средней массы с $M \leq (6 \div 8)M_{\odot}$, ядра которых превращаются в белые карлики, условие минимальности τ_h никогда не нарушается. Слабые взаимодействия приводят к нейтринному охлаждению звезд, которое на стадии образования белого карлика преобладает над фотонным и определяет тепловое время $\tau_h \ll \tau_{th} \sim \tau_{\beta} \ll \tau_n$. В конце образования белого карлика после сброса оболочки ядерные реакции в карлике в центральных областях прекращаются и возможно лишь остаточное горение водорода и гелия в оболочке.

5. В более массивных звездах, у которых ядро после сброса оболочки превышает чандрасекаровский предел, развивается неустойчивость сложного типа, включающая в себя тепловые, ядерные и слабые процессы. У наименее массивных звезд этого интервала происходит быстрое падение τ_n из-за роста температуры в вырожденном C—O ядре, так что достигается условие

$$\tau_n \sim \tau_{th} \ll \tau_h, \tau_{\beta}, \quad (42.3)$$

означающее начало теплового взрыва (см. § 35).

6. Для больших масс наступление условия (42.3) не происходит, но захват электронов при их большой ферми-энергии ускоряется до тех пор, пока не наступает условие

$$\tau_{\beta} \sim \tau_h \ll \tau_{th}, \tau_n, \quad (42.4)$$

означающее наступление коллапса, вызываемого нейтронизацией (см. § 36).

7. В самых массивных звездах, где вырождение не наступает, происходит уменьшение τ_n из-за роста температуры, оно становится меньше τ_h , что означает установление ядерного равновесия. В процессе дальнейшего излучения энергии звезда попадает в область динамической неустойчивости, принципиально отличной от всех, рассмотренных выше.

При неустойчивостях, связанных с тепловыми, ядерными и слабыми процессами их развитие связано с быстрым уменьшением данных характерных времен. Если они становятся порядка или меньше гидродинамического, то эта неустойчивость заканчивается тепловым взрывом или коллапсом. Динамическая неустойчивость связана не с изменением характерного динамического времени τ_h , которое меняется слабо, а с изменением структуры равновесного состояния. В отличие от остальных типов, динамическая неустойчивость может быть исследована на основе теории консервативных механических систем. Основными здесь являются два эквивалентных метода: вариационный и малых возмущений.

§ 43. Вариационный принцип и малые возмущения

а) Вариационный принцип в ОТО. Рассмотрим равновесие сферически-симметричных звезд и их устойчивость на основе вариационного принципа. Рассмотрение проведем в рамках ОТО для возможности применения результатов к нейтронным и сверхмассивным звездам. В метрике шварцшильдовского типа [143]

$$ds^2 = -g_{00} dt^2 + g_{11} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (43.1)$$

для произвольного сферически-симметричного распределения вещества