

Любое случайное выделение энергии увеличивает полную энергию звезды, т. е. уменьшает её абс. величину. Поэтому в новом положении равновесия звезда должна расширяться, чтобы уменьшить по абс. величине значение гравитац. энергии. В соответствии с этим значение тепловой энергии звезды (а значит, и темп-ры) в новом состоянии уменьшится, т. к. она составляет половину абс. величины гравитац. энергии. Т. о., выделение энергии приводит к уменьшению темп-ры, что и наз. отрицат. теплоёмкостью. При отрицат. теплоёмкости случайное выделение тепла уменьшит темп-ру, а значит, и уменьшит выделение тепла в ядерных реакциях, скорость к-рых быстро падает с уменьшением темп-ры. Наоборот, случайная потеря энергии будет компенсирована сжатием и ростом скорости тепловыделения.

На нек-рых критич. стадиях теплоёмкость звезды становится положительной. Тогда развивается тепловая неустойчивость и происходит тепловая вспышка. Наиб. очевиден механизм развития тепловой неустойчивости при наличии вырожденного ядра, где давление и внутр. энергия вещества практически не зависят от темп-ры. В этом случае тепловыделение приводит к росту темп-ры, к-рый не влияет на рост давления и потому не сопровождается расширением. Т. к. скорость ядерных реакций быстро растёт с ростом темп-ры, происходят самоускоряющиеся выделение ядерной энергии и тепловая вспышка (ядерный взрыв).

Процессы, определяющие Э. з., протекают с разными характерными временами, из к-рых отметим гидродинамическое ( $\tau_h$ ), тепловое ( $\tau_{th}$ ) и ядерное ( $\tau_n$ ). Гидродинамич. время характеризует скорость изменения параметров звезды при движениях вещества со скоростями, сравнимыми со скоростью звука  $v_{зв}$ . По порядку величины  $\tau_h \sim R/v_{зв}$ , где  $R$  — характерный размер звезды. Для равновесной звезды ( $v_{зв} \sim \sqrt{GM/R}$ ) гидродинамич. время порядка времени свободного падения:  $\tau_{ff} \sim R^{3/2}/\sqrt{GM}$ .

Тепловое время определяет скорость охлаждения или нагрева звезды. При охлаждении в отсутствие ядерного горения  $\tau_{th} \sim Q/L \sim GM^2/RL$ , поскольку запас энергии  $Q$  порядка гравитац. энергии звезды; в этом случае  $\tau_{th}$  часто наз. временем Кельвина — Гельмгольца. В случае быстрого ядерного горения в отсутствие гидродинамич. движений, когда  $\tau_{th} < \tau_h$ , время нагрева  $\tau_{th} \sim TC_V/\epsilon$ , где  $\epsilon$  — скорость энерговыделения, а  $C_V$  — теплоёмкость при пост. объёме.

Ядерное время  $\tau_n$  определяет скорость изменения хим. состава (концентрации элементов) при ядерном горении. Обычно используют концентрацию (содержание) по массе  $X_i$  — долю массы единицы объёма, приходящуюся на данный элемент  $i$ . Ядерное время очень резко (экспоненциально) зависит от темп-ры. В нормальных звёздах, где поддерживается гидростатич. равновесие, это время, как правило, много больше др. характерных времён. При быстром ядерном горении  $\tau_n$  связано с тепловым временем:

$$\tau_{th} \sim \frac{TC_V}{q} \tau_n, X_i \sim 1,$$

где  $q$  — калорийность ядерного топлива (энергия, выделяющаяся при сгорании единицы массы топлива  $i$ ,  $\epsilon = qdX_i/dt$ ).

На протяжении почти всей Э. з. — начиная от стадии молодой сжимающейся звезды до поздних стадий — время  $\tau_h$  является минимальным из всех характерных времён. Только в предсверхновых, где имеет место ядерное равновесие (равновесие относительно реакций сильного взаимодействия), время  $\tau_n$  является наименьшим. Обычно в звезде сохраняются приблизит. равновесие относительно быстрых процессов (напр., гидростатич. равновесие), а время эволюции определяется одним из медленных процессов.

На стадии гравитац. сжатия выполняется неравенство  $\tau_h \ll \tau_{th} \ll \tau_n$ . Звезда находится в гидростатич. равновесии, эволюция определяется потерей энергии (с характерным временем  $\tau_n$ ), а осн. ядерные реакции практически не протекают.

На ГП это неравенство сохраняется, но эволюция определяется ядерными реакциями ( $\tau_n$ ) и имеет место гидростатич. и тепловое равновесие.

После образования гелиевого ядра, сжатия центральных областей и расширения оболочки скорость ядерных реакций в центре звезды возрастает настолько, что  $\tau_n$  становится порядка  $\tau_{th}$ . При этом осн. отклонения от теплового равновесия происходят в массивной оболочке вокруг гелиевого ядра. Гидродинамич. время остаётся минимальным, и гидростатич. равновесие звезды не нарушается.

При вспышке в углеродно-кислородном ядре, приводящей к полному разлёту звезды, как  $\tau_n$ , так и  $\tau_{th}$  оказываются много меньше  $\tau_h$ , что и приводит к нарушению гидростатич. равновесия и взрыву.

В ядрах массивных предсверхновых, где имеет место ядерное равновесие, значение  $\tau_n$  минимально и Э. з. определяется скоростью потери энергии ( $\tau_{th}$ ), как в молодых сжимающихся звёздах. Она заканчивается потерей гидродинамич. устойчивости и быстрым коллапсом. Гидродинамич. неустойчивость связана не с изменением  $\tau_n$ , а с изменением структуры равновесного состояния звезды. Развитие тепловой неустойчивости связано с быстрым уменьшением  $\tau_n$  и  $\tau_{th}$  и заканчивается взрывом, когда эти времена становятся меньше  $\tau_h$ .

Итак, если исключить неск. критич. моментов, звёзды в своей массе глобально устойчивы относительно механич. и тепловых возмущений. Разнообразие свойств вещества звёзд, в частности наличие зон перем. ионизации, тонких слоёв горения, протяжённых оболочек, приводит к развитию локальных неустойчивостей, к-рые не ведут к разрушению звезды, т. к. обычно стабилизируются нелинейными эффектами при достижении конечных амплитуд возмущений. Существование неск-рых типов *перемещенных звёзд* связано с развитием подобных локальных неустойчивостей.

Осн. фактором, определяющим распределение темп-ры в звезде, является скорость потери энергии (светимость), зависящая от *непрозрачности* звёздных недр. Скорость Э. з. без источников энергии определяется запасами тепловой и гравитац. энергии и скоростью остывания, а «включение» ядерных реакций эквивалентно увеличению запасов тепловой энергии и уменьшению скорости эволюции. Фактич. светимость звезды определяется её структурой и не зависит от скорости протекания ядерных реакций. Рассмотрим, напр., переход от стадии гравитац. сжатия к стадии ГП звезды с  $M=1 M_{\odot}$ . Если бы звезда излучала только за счёт запаса гравитац. энергии, то характерное время её жизни (время Э. з.) составляло бы  $2,5 \cdot 10^7$  лет. По мере излучения энергии и сжатия темп-ра в центре звезды растёт и ядерное тепловыделение увеличивается до тех пор, пока не уравновесит потери на излучение (светимость). Начиная с этого момента гравитац. сжатие прекращается и звезда «застывает» на ГП, пока не выгорит водород и не образуется гелиевое ядро. Для такой звезды за счёт горения водорода время жизни увеличивается почти на три порядка, достигая  $\sim 10^{10}$  лет. Аналогично горение очередного ядерного горючего «замораживает» звезду в нек-ром др. состоянии. Точку (на ГРД), в к-рой происходит «замораживание» звезды, определяет зависимость скорости ядерных реакций данного горючего от темп-ры. Чем больше заряд ядра горючего, тем бóльшая темп-ра требуется для обеспечения данной скорости тепловыделения (из-за роста высоты *кулоновского барьера ядра* горючего). Однако при росте темп-ры и плотности светимость звезды, являющаяся ф-цией состояния, также возрастает. Поэтому по мере эволюции и образования всё более тяжёлых элементов в центр. ядре светимость растёт почти монотонно.

При высокой темп-ре всё бóльшую роль в охлаждении звезды играют нейтринные потери. На поздних стадиях нейтринные потери на несколько порядков превышают потери на излучение фотонов и соответственно ускоряют Э. з.