

ТЕПЛОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ

§ 46. Эволюционные стадии
проявления тепловых неустойчивостей

Развитие динамической неустойчивости в звезде ведет к переходу ее в компактное состояние (нейтронную звезду или черную дыру) с возможным наблюдаемым взрывом сверхновой, и означает конец ядерной эволюции. Результаты развития тепловой неустойчивости не всегда столь катастрофичны. В гл. 9, § 35 некоторые проявления тепловой неустойчивости уже рассматривались.

а) Неустойчивость в вырожденных областях. Развитие неустойчивости в условиях вырождения вещества, предсказанное в [484], объясняется очень просто. Рост температуры в этом случае почти не влияет на давление. Гидродинамический механизм стабилизации не срабатывает, экспоненциально подающее с температурой время ядерного горения быстро уменьшается и происходит термоядерный взрыв. Проявления подобных взрывов довольно разнообразны.

1. Гелиевая вспышка. Имеет место в вырожденных гелиевых ядрах образующихся у звезд с начальной массой $M_i < 2,25M_\odot$ (см. § 33) после выгорания водорода в центре. Результатом гелиевой вспышки является снятие вырождения в ядре и переход в состояние спокойного горения гелия (см. рис. 89). Во время гелиевой вспышки всегда $\tau_n > \tau_h$ и статическое равновесие почти не нарушается.

2. Углеродная вспышка. В звездах с массой вначале $M_i = 2,25 \div 8M_\odot$ вырожденное ядро образуется после выгорания в нем гелия и образования смеси $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ (§ 33, 35). Судьба такой звезды зависит от конкуренции между процессами роста вырожденного C—O ядра при горении гелиевого слоевого источника и истечения вещества. Как показано в § 33, согласно наблюдательным свидетельствам лишь наиболее массивным звездам из этого интервала удается увеличить массу ядра до $1,39M_\odot$, когда в нем развивается тепловая неустойчивость, ведущая к взрыву с $\tau_n < \tau_h$ (§ 33, п.з). В результате такого взрыва происходит либо полный разлет звезды, либо переход к коллапсу с образованием нейтронной звезды (§ 35).

3. Неон-кислородные вспышки. У звезд с $M = 8 \div 13M_\odot$ углерод в ядре горит в невырожденном состоянии, но образующееся при этом $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ — ядро оказывается вырожденным (§ 34, п. б). Для звезд с $M = 8 \div 10M_\odot$ развитие динамической неустойчивости является следствием нейтронизации ^{24}Mg , ведущей к коллапсу, и начинается прежде, чем в вырожденном ядре разовьется тепловая неустойчивость. Кислородная тепловая вспышка на стадии сжатия почти не влияет на коллапс. Для звезд с $M = 10 \div 13M_\odot$ тепловая вспышка развивается на периферии вырожденного ядра, приводит к снятию в нем вырождения и дальнейшей спокойной эволюции. Здесь, как и в гелиевой вспышке, всегда $\tau_n > \tau_h$.

4. Оболочки белых карликов. Вырожденные водородно-гелиевые слои формируются в оболочках белых карликов в результате аккреции в двойных системах. Предполагается, что развитие в них тепловой неустойчивости

термоядерного горения водорода является причиной вспышек новых звезд (§ 39, п.д). При этом τ_n становится меньше τ_h .

5. Оболочки нейтронных звезд. Образование вырожденных слоев из водорода и гелия с последующей термоядерной вспышкой здесь также происходит в результате аккреции. Расчеты показывают [243], что после загорания водорода в оболочках нейтронных звезд развиваются столь высокие температуры, что происходит взрывное горение гелия. Тепловые взрывы возможны также в чисто гелиевой вырожденной оболочке. В процессе взрыва условие статичности $\tau_n > \tau_h$ не нарушается. Подобные взрывы связываются с рентгеновскими барстерами — вспыхивающими рентгеновскими источниками, наблюдаемыми в сферической составляющей Галактики и в шаровых скоплениях в диапазоне энергий от десятых долей кэВ до нескольких десятков кэВ. Анализ наблюдательных данных свидетельствует в пользу того, что барстерами являются очень старые нейтронные звезды с малыми магнитными полями, входящие в состав тесных двойных систем в паре с маломассивным красным или белым карликом. Из-за малого магнитного поля возможно раскручивание нейтронной звезды до больших угловых скоростей в результате аккреции и превращения ее в быстрый миллисекундный пульсар*).

В расчетах с регулярной аккрецией [458], рис. 126, тепловые вспышки происходят также регулярно с интервалом между вспышками, зависящим от скорости аккреции \dot{M} . Наблюдения показывают сильную нерегулярность появления и свойств вспышек [601], рис. 127, что указывает на возможность хаотических проявлений. Возникновение стохастичности в некоторых моделях рентгеновских барстеров исследовано в работе [550].

6. Взрыв в оболочке нейтронной звезды из-за реакции деления сверхтяжелых ядер. В более жестком диапазоне энергий от 20 кэВ до 20 МэВ наблюдаются гамма всплески. По длительности: от десятых долей до десятков секунд, они близки к рентгеновским, но показывают большее разнообразие типов всплесков (рис. 128 [377]). В отличие от рентгеновских барстеров, которые видны на одних и тех же нерегулярно вспыхивающих источниках, гамма всплески за малым исключением не являются рекуррентными. О природе гамма всплесков нельзя говорить столь определенно, как о природе рентгеновских барстеров, но их происхождение на нейтронных звездах сомнения не вызывает. Эта уверенность основана на наблюдении жесткого пульсара в течение более ста секунд после гамма вспышки на месте одного из самых мощных из наблюдаемых всплесков, происшедшего 10 мая 1979 г. [152].

Скорее всего, гамма-всплески происходят на старых остывших одиночных нейтронных звездах, так как они не связаны ни с одним стационарным оптическим объектом (или радио), которыми могли бы быть нормальный компаньон нейтронной звезды или сама молодая нейтронная звезда — радиопулсар.

Модель гамма всплеска, предложенная в [278, 289] и развитая в [62, 288], основана на неустойчивости, ведущей к ядерному взрыву при ре-

*) Открытие миллисекундного пульсара в шаровом скоплении М 28 [473а] подтвердили эту эволюционную схему, рассмотренную в [250а]. К 1989 г. открыто 5 радиопулсаров в шаровых скоплениях с быстрым вращением (см., например, [34а]).

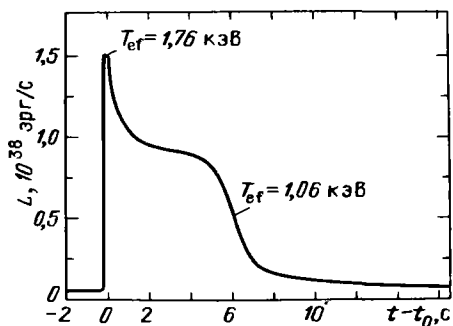


Рис. 126. Зависимость светимости от времени при вспышке, связанной с водородно-гелиевым горением в оболочке нейтронной звезды. Указаны эффективные температуры в максимуме светимости и на спаде вспышки (из [458])

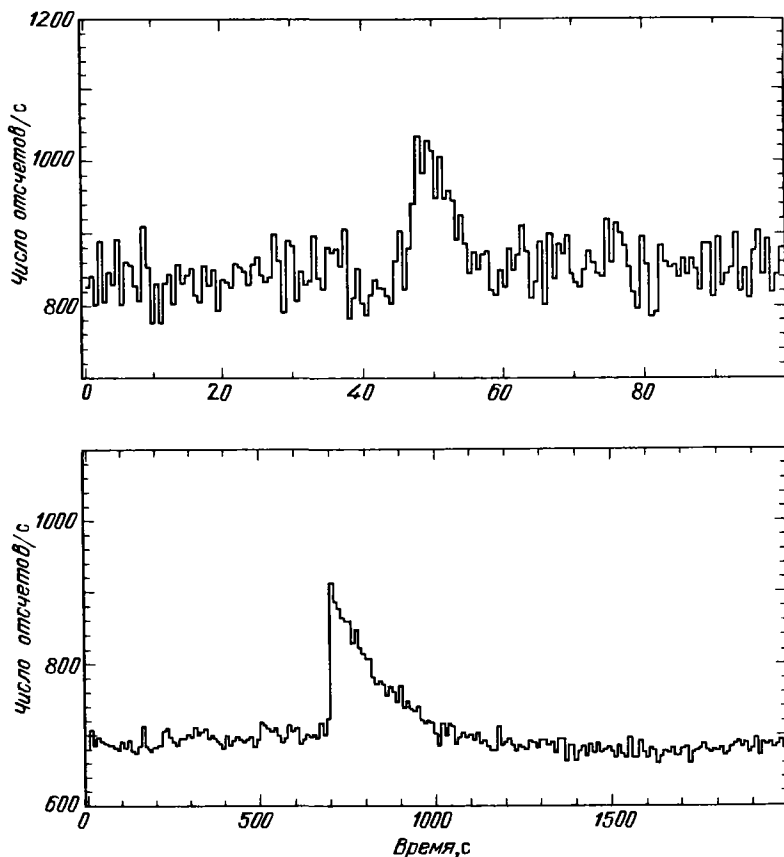


Рис. 127. Профили двух всплесков, наблюдавшихся от источника GX 17 + 2 на спутнике EXOSAT 6 сентября 1984 г. (вверху) и 20 августа 1085 г. (внизу). Временное разрешение равно 0,63 с для верхнего и нижнего рис. соответственно (из [601])

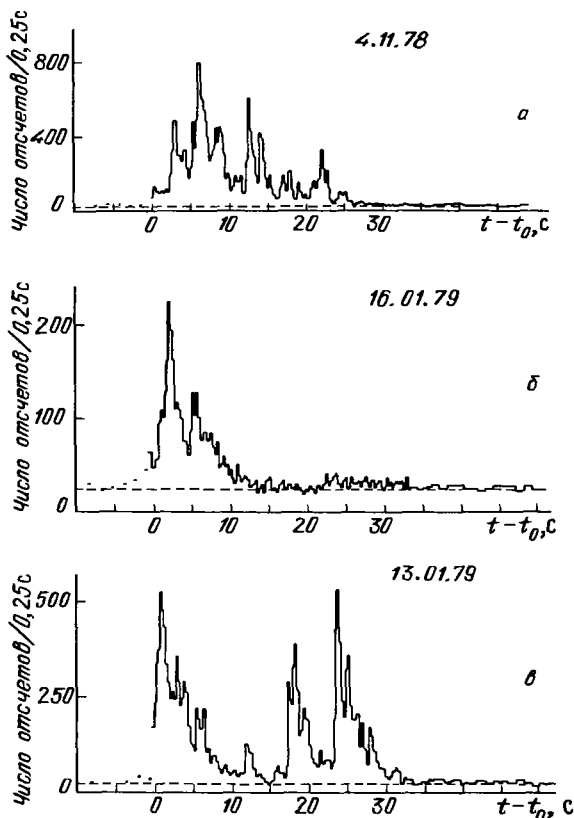


Рис. 128. Временные профили нескольких гамма-всплесков, наблюдаемых в эксперименте "Конус". Даты всплесков указаны на рисунках (из [377])

акции деления сверхтяжелых ядер во внешней оболочке нейтронной звезды при $\rho \leq 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Сверхтяжелые ядра образуются при формировании нейтронной звезды и запасаются в неравновесном слое (см. § 4, пп. д и е) [60, 61, 287]. Будучи устойчивыми в неравновесном слое при $\rho = 10^{10} - 10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, сверхтяжелые ядра становятся неустойчивыми относительно бета-распада после перехода в менее плотные слои с $\rho \leq 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Такой переход может быть вызван звездотрясением на нейтронной звезде аналогичным тому, которое вызывает, возможно, наблюдаемые скачки периода в радиопульсарах [153]. Увеличение числа протонов в ядре делает его неустойчивым относительно деления после бета распада. Появление быстрых нейтронов при спонтанном делении инициирует вынужденное деление, которое в итоге приводит к цепной реакции [288] и взрывному выделению энергии за время $\tau_n \sim 10^{-8} \text{ с}$, много меньшее гидродинамического времени оболочки $\tau_{h,env} = R/v \approx 10^4/10^{10} \approx 10^{-6} \text{ с}$. Выделение энергии $Q \approx 10^{40} \text{ эрг}$ в оболочке нейтронной звезды приводит к формированию ударной волны, выход которой на поверхность связывается с наблюдаемым гамма всплеском [39].

Неустойчивость, ведущая к цепной реакции деления, по своей природе отличается от рассмотренных выше проявлений тепловой неустойчивости, обусловленных уменьшением времени горения τ_n из-за роста температуры. Ядерное время деления зависит не от температуры, а от концентрации быстрых нейтронов при сверхкритической массе делящихся ядер. Тепловой характер этой неустойчивости проявляется в том, что в вырожденном веществе на начальных этапах развития цепной реакции относительный рост давления незначителен и гидродинамические движения и образование ударной волны происходит только после высвобождения всей энергии деления сверхтяжелых ядер. Такую неустойчивость можно назвать ядерно-тепловой.

б) Неустойчивости в отсутствие вырождения. 7. Петли на эволюционных треках массивных звезд на ГР диаграмме. Эволюционные треки звезд с массами $M \geq 3M_\odot$ на ГР диаграмме оказываются очень чувствительными к исходным параметрам и даже к методу численного счета (§ 32, пп. б и в). Столь нерегулярное поведение указывает на наличие тепловой неустойчивости, природа которой отличается от рассмотренных выше. Здесь имеют дело не с уменьшением τ_n из-за изменения температуры, более того, темп ядерного горения здесь меняется слабо. Проявление данной тепловой неустойчивости состоит в неустойчивости эволюции звезды на стадии горения гелия в ядре и водорода в слоевом источнике. Математически это сводится к тому, что зависящие от времени решения уравнений эволюции оказываются неустойчивыми, т.е. сколь угодно малые различия в начальных условиях ведут со временем к большим различиям в решениях. В процессе развития данной неустойчивости соотношения между характерными временами τ_h , τ_{th} , τ_n по порядку величины не меняются. Неустойчивость является необходимым условием развития стохастичности [138], проявляющейся в численных расчетах.

Несмотря на существование многочисленных эволюционных расчетов с образованием петель, физическая природа данной неустойчивости и ее движущие силы остаются неясными. В [651] эта неустойчивость у массивных звезд с $M \geq 15M_\odot$ связывается с выходом водородного слоевого источника за скачок химического состава на границе максимального проникновения вглубь внешней конвективной зоны на предыдущих стадиях эволюции. Однако не исключено, что само это проникновение является следствием данной неустойчивости. Для менее массивных звезд предположения о физической природе петель отсутствуют.

8. Вспышки в невырожденных гелиевых слоях. Данный тип неустойчивости имеет место в звездах с массами $2,25 \div 8M_\odot$ на стадии роста вырожденного C—O ядра из-за горения гелия в слоевом источнике (§ 33, п.г). По своим проявлениям эта неустойчивость полностью аналогична неустойчивости ядерного горения в условиях вырождения. Так же как и там, с ростом температуры характерное время горения гелия τ_{He} сильно уменьшается, хотя никогда не достигает τ_h , поэтому статическое равновесие сохраняется, как в случаях 1, 3, 5. Слой горения гелия оказывается динамически слабо реагирующим на рост температуры внутри него, однако причина этого не в слабой зависимости давления от температуры, как в вырожденном веществе, а связана с откликом всей звезды на повышение температуры в тонком слое.