1979 г. Февраль

Том 127, вып. 2

УСПЕХИФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.84

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ОБОЛОЧКИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД, ИХ РОЛЬ В ПОДДЕРЖАНИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И НУКЛЕОСИНТЕЗЕ

Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечеткин

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	263
2.	Теоретический предел массы нейтронных звезд, данные наблюдений и меха-	
	низмы образования	264
3.	Равновесные оболочки нейтронных звезд	266
4.	Физические процессы в оболочках горячих нейтронных звезд	268
5.	Образование неравновесного слоя и его структура	271
6.	Квазистационарные процессы в оболочках нейтронных звезд	275
	а) Запасы энергии молодой нейтронной звезды (275). б) Диффузия нейтро-	
	нов (276). в) Результаты расчетов (279). г) Сравнение с наблюдениями (280).	
7.	Нестационарные процессы с участием неравновесного слоя	282
	а) Устойчивость слоя относительно раскачки колебаний (282). б) Скачки	
	периода, сопровождаемые уменьшением скорости вращения (283). в) Гамма-	
	вспышки от нейтронных звезд (284). г) Свечение Крабовидной туманности	
	(286).	
8.	Роль нейтронных звезд в нуклеосинтезе элементов	286
	а) Процессы образования элементов (286). б) Возможности нуклеосинтеза	
	при вспышках Сверхновых (288). в) Нуклеосинтез тяжелых элементов при	
	участии нейтронных звезд (289). г) Производство дейтерия (291).	
9.	Заключение	292
Ц	итированная литература	292

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные звезды были обнаружены в 1968 г. как источники импульсного радиоизлучения — пульсары¹. Это событие произошло больше чем через 30 лет после того, как существование таких звезд было предсказано астрономами, исследовавшими Сверхновые звезды², и теоретиками, занимавшимися внутренним строением звезд ^{3,4}.

После этого выдающегося открытия интерес к физике нейтронных звезд резко возрос. Открытие рентгеновских пульсаров ⁵ подтвердил идею о том, что рентгеновские источники могут быть связаны с нейтронными звездами, и вызвало новую волну активности в исследовании нейтронных звезд, продолжающуюся до сих пор. Одним из основных вопросов, которому было посвящено большое число работ, является объяснение светимости нейтронных звезд. Для объяснения рентгеновской светимости нейтронных звезд наиболее разработанной является модель аккреции, применяемая для нейтронных звезд, Входящих в состав двойных систем ⁶*).

^{*)} Вывод о том, что нейтронные звезды должны являться источниками рентгеновского излучения, был сделан в работе ¹⁴¹, аккрения на нейтронные звезды в двойных системах впервые рассмотрена в работах ¹⁴², ¹⁴³.

С Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1979.

Радиоизлучение пульсаров объясняется процессами в магнитосфере вращающейся звезды⁷.

Другая часть работ посвящается внутреннему строению нейтронных звезд, определению предела из массы.

В данной статье мы рассмотрим проблемы, связанные со свойствами вещества в коре нейтронной звезды при плотностях $10^{10} < \rho < 10^{12} c/cm^3$, и покажем, что там протекают физические явления, важные для различных астрофизических приложений. Коснемся также кратко вопросов о внутреннем строении равновесной нейтронной звезды, верхнем пределе ее массы, образовании и наблюдательных проявлениях нейтронных звезд.

В процессе остывания в коре нейтронной звезды образуется неравновесный слой, в котором аккумулируется запас энергии до 10^{48} эрг 33,34 . Неравновесность состоит в большом избытке нейтронов, что приводит к появлению сверхтяжелых ядер вблизи границы устойчивости $Q_m = 0$ и наличию свободных нейтронов. Медленная эволюция неравновесного слоя за счет диффузии нейтронов в глубь звезды ⁶⁷ ответственна за большую продолжительность рентгеновской светимости $\sim 10^4$ лет. Нестационарные процессы в нейтронной звезде, вызываемые звездотрясениями и скачками периода ⁷⁷⁻⁸², приводят к выносу неравновесного вещества наружу, взрывному выделению энергии и могут объяснять наблюдаемые γ -вспышки ⁹¹⁻⁹⁶. При разлете неравновесного вещества межзвездная среда обогащается тяжелыми элементами, а соединение вылетающих нейтронов с окружающими протонами обогащает межзвездную среду дейтерием ⁶⁷.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛУМАССЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД ДАННЫЕ ЗНАБЛЮДЕНИЙ И МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ

Основная масса вещества нейтронных звезд находится в условиях наинизшего энергетического состояния, поэтому исследование физических свойств вещества нейтронных звезд сводится к вычислению термодинамических функций вещества при плотностях атомных ядер $\rho_n \sim$ ~ 2.10¹⁴ г/см³ и выше. Методы и результаты исследования свойств ядерного вещества внутри нейтронных звезд, расчеты структуры нейтронных звезд на основе полученного уравнения состояния изложены в обзорах ⁸⁻¹¹. ¹⁶⁷. Теория ядерной материи, на основе которой ведутся расчеты уравнения состояния и других термодинамических функций, еще далека от совершенства. Массы нейтронных звезд ограничены верхним пределом $M_{\rm lim}$, зависящим в конечном счете от уравнения состояния Р (р). Наиболее полные расчеты уравнения состояния на основе теории Бете — Бракнера-Голдстоуна ¹² и Пандарипанде ¹³ приводят к значению верхнего предела массы нейтронных звезд, не превышающему 2 M_O¹⁰. В последнее время появляются работы, в которых получаются более высокие пределы массы нейтронных звезд. Авторы этих работ, апеллируя к несовершенству методов расчета свойств ядерной материи, находят различные верхние пределы значения M₁₁m. Предельно жесткое уравнение состояния ¹⁴, сохраняющее принцип причинности $v_s \leqslant c$ (v_s — скорость звука), использовалось в работе ¹⁵. При этом предполагалось, что при $\rho > \rho_* = 5,09 \cdot 10^{14} \ c/cm^3 \ *)$ все расчеты ненадежны, и применялось предельно жесткое уравнение состояния $p = \varepsilon$. Величина M_{\lim} в этих предположениях получилась равной 3,2 М... Путь увеличения предельной массы нейтронной звезды состоит в отказе от принципа причинности и рассмотрении несжимаемой

^{*)} Уравнение состояния для ρ < 15,09 · 10¹⁴ *с/см³* рассчитано в работе ²⁵ на основе теории Бете — Бракнера — Голдстоуна. При больших плотностях, согласно ²⁵, надежные расчеты отсутствуют.

материи. Отказ от принципа причинности при плотности $\rho > \rho_*$ приводит к величине $M_{\rm lim} = 5M_{\odot}^{16}$, а если принять, что принцип причинности нарушается при $\rho > 2 \cdot 10^{14} \ c/cm^3$, соответствующей ядерной плотности, то $M_{\rm lim}$ достигает $8M_{\odot}^{17}$. Величину $3,2M_{\odot}$ можно считать, по-видимому, наиболее реалистическим верхним пределом для $M_{\rm lim}$. Расчет, основанный на релятивистской теории многих тел, приводит к уравнению состояния, определяющему максимум массы $2,39M_{\odot}^{18}$. При $M > M_{\rm lim}$ холодная звезда должна превратиться в релятивистский объект — черную дыру. В рентгеновском источнике Суд X-1 масса компактного объекта составляет не менее $6M_{\odot}$, поэтому в этом источнике предполагается существование черной дыры ¹⁹. Нейтронными звездами являются, по всей вероятности, радиопульсары, число которых достигает 147 объектов ²⁰, и рентгеновские пульсары, число которых, с учетом недавно открытых длиннопериодических пульсаров, достигло уже 14 объектов ^{21,157} *).

Открытие рентгеновских источников, входящих в двойные системы⁶, а также радиопульсара в двойной системе¹⁵⁸ дало возможность сделать оценку массы нейтронной звезды, исходя из наблюдений. Подробное исследование масс наблюдаемых нейтронных звезд в двойных системах ¹⁴⁸ показало, что все они могут лежать в интервале $(1,2-1,8)M_{\odot}$, хотя для каждой звезды в отдельности верхний предел может быть выше и достигает $4M_{\odot}$ для SMC X-1, а нижний предел равен $0,6M_{\odot}$ для Сеп X-3. Эти результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками верхнего предела массы $M_{11m} = (2-3) M_{\odot}$.

Образование нейтронных звезд происходит, согласно современным теоретическим представлениям, при нестационарных процессах, связанных со вспышками Сверхновых. Объяснение наблюдаемой энергетики Сверхновых было одной из главных причин предсказания существования нейтронных звезд². Исследование последних стадий эволюции звезд с неизбежностью приводит к выводу о необходимости стадии гидродинамического сжатия, ведущей к образованию нейтронной звезды²².

Согласно современным представлениям об эволюции «обычных» звезд можно кратко набросать возможную картину образования нейтронных звезд и черных дыр. У звезд с массами $3M_{\odot} < M < 10 M_{\odot}$ на стадии красного гиганта в результате реакции 3He⁴ -> C¹² образуется вырожденное углеродное ядро. Процесс увеличения ядра идет плавно до тех пор. пока масса не станет близкой к чандрасекхаровскому пределу. Для молекулярного веса $\mu_e = A/Z = 2$, что соответствует химическому составу из углерода, чандрасекхаровский предел есть $M_{L} = (5.75 M_{\odot}/\mu_{*}^{2}) \sim$ ~ 1,44 Mo. В этом ядре происходит неудержимый рост плотности и температуры (давление вырожденных электронов недостаточно) и развивается взрывное горение углерода, результатом которого является сбрасывание внешних слоев и образование нейтронной звезды с $M_{\rm HS} = 1.4 M_{\odot}$ или, при развитии горения при меньших плотностях, полный разлет с эффектами взрыва Сверхновой ^{39,145,166}. В процессе эволюции массивных звезд ($M > 10 M_{\odot}$) те же температуры, при которых идут реакции образования и горения углерода, достигаются при меньших плотностях (электроны невырождены): спокойное горение продолжается вплоть до образования ядра звезды из элементов железного пика. При последующем сжатии звезды в процессе потери энергии излучением нейтрино и нейтронизации вещества звезда теряет гидродинамическую устойчивость. Причиной потери гидродинамической устойчивости является уменьшение показателя адиабаты γ < 4/3 из-за нейтронизации и развала ядер железного пика ^{46,47,51,162}. Модели ядер звезд на границе устойчивости

^{*)} Данные на конец 1977 г.

Р. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, В. М. ЧЕЧЕТКИН

....

построены в работе ¹⁴⁴. В работах ^{160,161} построена продвинутая эволюция звезд с образованием «железных» ядер с массами $(1,2-1,6)~M_{\odot}$ вплоть до потери устойчивости. В результате коллапса таких ядер образуются горячие нейтронные звезды, окруженные плотными оболочками. Масса образовавшихся нейтронных звезд равна массе выделившегося ядра. Сброса вещества не происходит 36-38; дальнейшая судьба ядра и оболочки не рассмотрена. Поэтому вопрос о том, образуются ли в этой модели нейтронные звезды или черные дыры, не может быть решен без рассмотрения судьбы массивной ($M_{ob} \ge 10 M_{\odot}$) оболочки. Дальнейший выброс оболочки и наблюдаемая картина взрыва Сверхновой в сочетании с нейтронной звездой в виде компактного остатка может возникнуть, по-видимому, в результате действия магниторотационного механизма ^{146,147,163}, в котором источником энергии является вращение, а превращение энергии вращения в энергию выброса осуществляется магнитным полем. Дальнейшую неопределенность в расчеты образования нейтронных звезд и черных дыр вносит тот факт, что по крайней мере 50% всех звезд входит в состав двойных систем; явления перетекания газа с одной звезды на другую значительно осложняют эволюцию по сравнению с одиночными звездами. Открытие нейтронных звезд — пульсаров наблюдательно подтвердило вывод о связи Сверхновых с рождением нейтронных звезд. Два самых молодых пульсара PSR 0531 + 21 и PSR 0833 - 45 находятся в остатках Сверхновых Краб и Вела. Туманность, связанная с остатком взрыва Сверхновой, обнаружена и около пульсаров PSR 0611 + 22; 2021 + 51; 1154 — 62²¹. Таким образом, имеются как теоретические, так и наблюдательные свидетельства в пользу образования нейтронных звезд в результате нестационарного процесса, приводящего к взрыву Сверхновой. Возраст остальных нейтронных звезд и параметры межзвездной среды вблизи них, по-видимому, таковы, что остаток Сверхновой успел достаточно сильно расшириться и потому стал невидимым.

Ниже будет рассмотрен химический состав оболочек нейтронных звезд в процессе их остывания, т. е. на основе эволюционного подхода. Для сравнения мы остановимся сначала на рассматриваемых обычно равновесных оболочках нейтронных звезд.

3. РАВНОВЕСНЫЕ ОБОЛОЧКИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В оболочках нейтронных звезд при плотностях, не превышающих ядерные ($\rho < 2 \cdot 10^{14} \ e/cm^2$), уравнение состояния при полном термодинамическом равновесии рассчитывается с большей надежностью, хотя и здесь результаты различных авторов сильно отличаются. В основном это связано с различием в методах расчета и в особенности в различном рассмотрении поверхностной энергии ядер. В первых работах ^{24,25} равновесный состав ядер характеризовался сильным увеличением A и Z с ростом плотности. В дальнейшем выражение для поверхностной энергии было уточнено ²⁶⁻²⁸, и это привело к ограничению роста Z с ростом ρ на уровне Z = 20-50. Зависимости Z (ρ) из работ ^{25,27-29} приведены на рис. 1. Таким образом, ядерный состав равновесной оболочки нейтронной звезды имеет следующий характер (см., например, ¹⁰). При плотности $\rho < 8,1 \times 10^6 \ e/cm^3$ наинизшей энергией обладает вещество, состоящее из ⁵⁶Fe — элемента с максимальной энергией связи на нуклон B_N *). При увеличе-

$$Q_N = \frac{Zm_p + (A-Z)m_n - m_{A,Z}}{A}.$$

^{*)} Максимальным дефектом массы на нуклон обладает ⁸²Ni, но разница между дефектами массы на нуклон Q_N для ⁵⁶Fe и ⁶²Ni мала ⁴⁸:

нии плотности вещества фермиевская энергия электронов его увеличивается настолько, что становится энергетически выгодным появление более тяжелых ядер, имеющих меньшее В_N, но обладающих избыточным

числом нейтронов. Происходит смещение равновесия в сторону увеличения относительного числа нейтронов и уменьшения электронов и протонов. Сначала появляется ⁶²Ni, ⁵⁸Fe и так далее, затем $\rho = 4,3 \cdot 10^{11}$ г/см3 ВПЛОТЬ до (см. также ¹⁵⁴), когда вещество состоит из ¹¹⁸Кг. При этом ферми-энергия электронов составляет $\varepsilon_{f,e} = 26,2$ *Мэв*, а отношение числа протонов к атомному весу ядра A равно $Z/A = 36/118 \approx$ ≈ 0,3051. При дальнейшем росте плотности и равновесии появляются свободные нейтроны. Отметим, что данное изменение состава соответствует термодинамически равновесным состояниям. Реально при сжатии холодного вещества состав будет неравновесным. изменение происходит Сначала с постоянным А и уменьшением Z, пока не будет достигнута граница устойчивости $Q_n = 0$, а затем появляются свободные нейтроны и ядра движутся вдоль этой



Рис. 1. Зависимости зарядалядра Z в коре нейтронной звезды от плотности, построенные по расчетам различных авторов. 1 — кривая из работы ²⁴, 2 — из ²⁸, 3 — из ²⁷; кружочками представлены результаты работы ²⁸.

границы до $Z \approx 6$ при $\rho \approx 3 \cdot 10^{12}$ *г/см*³, когда нагрев становится неизбежным и, по-видимому, устанавливается равновесие ³⁴.

До порога появления нейтронов давление определяется главным обравом вырожденными релятивистскими электронами, для которых имеет место 30 соотношение

$$P_e = \frac{3^{1/3} \pi^{2/3}}{4} \frac{\hbar c}{m_p^{4/3}} \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3} \approx 1, 2 \cdot 10^{15} \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3} (\partial \mu / c m^2); \qquad (3.1)$$

µе - число нуклонов на один электрон.

Давление ядер пренебрежимо мало при всех плотностях в холодной нейтронной звезде, а вклад давления вырожденных нерелятивистских нейтронов . . .

$$P_{n} = \frac{(9\pi)^{1/3}}{5} - \frac{\hbar^{2}}{m_{p}^{8/3}} \rho_{n}^{5/3} \approx 5, 3 \cdot 10^{9} \rho_{n}^{5/3}, \quad m_{n} \approx m_{p}, \quad (3.2)$$

постепенно растет с ростом плотности. При $\rho = 1,5 \cdot 10^{12} \ c/cm^2$ он достигает 20%, а при $\rho = 1,5 \cdot 10^{13}$ с/см³ составляет уже 80% для состояния минимальной энергии *).

 $[\]overline{Q_N(^{62}\text{Ni})} = 8,7950$ Мэв, $Q_N(^{56}\text{Fe}) = 8,7907$ Мэв, $\Delta Q_N/Q(^{56}\text{Fe}) = 4,9\cdot10^{-4}$. Принимается, что энергия связи ядра отсчитывается от фиксированного состояния материи, мается, что энергия связов ядра от инимстеля от филосированного соотояния материя, например протонного, поэтому энергия связи ядра на нуклон $B_N \neq Q_N c^2$. В частно-сти, Q_N (⁶²Ni) > Q_N (⁶⁶Fe), а B_N (⁶²Ni) < B_N (⁵⁶Fe). *) Электростатическое и магнитное взаимодействия электронов и ядер умень-шают давление P по сравнению с давлением идеального ферми-газа электронов P_e .

В случае ультрарелятивистских электронов поправка зависит только от заряда ядра Z 149. ²²: $P/P_e = 1,00116 - 4,56 \cdot 10^{-3}Z^{2},^{3} - 1,78 \cdot 10^{-5}Z^{4},^{3}$.

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, В. М. ЧЕЧЕТКИН

С ростом плотности существенным становится взаимодействие нейтронов. Оно влияет как на химический состав вещества, так и на уравнение состояния. Как отмечалось, расчет термодинамических свойств вещества в состоянии, где присутствуют ядра, электроны и нейтроны (Aen-фаза), весьма чувствителен к описанию поверхностной энергии ядер. При увеличении плотности до $\rho = \rho_0 \sim 10^{14} \, c/cm^3$, когда происходит переход от Aen-фазы к однородной ядерной материи, поверхностная энергия E_s обращается в нуль и поведение Е в близи о очень существенно. Уточнение работ 26-29 по сравнению с 25 состоит в том, что при более точном расчете E_s стремится к нулю быстрее, чем это принималось эмпирически в работе ²⁵. Взаимодействия свободных нейтронов и нуклонов в ядре должны описываться единым образом для получения непротиворечивых результатов, что и было сделано в работах ²⁶⁻²⁹ в отличие от ²⁵, где для ядер использовалась эмпирическая формула Майерса и Святецкого ³¹. Сравнение расчетов энергии взаимодействия нуклонов по теории ядерной материи методом гиперсферических функций с результатом эмпирической формулы Вейцзекера сделано в работе ³². Показано, что для грубых оценок энергии связи формула Вейцзекера применима, так как использование различных ядерных потенциалов дает разброс, сравнимый с отличием от формулы Вейцзекера. Более подробно уравнение состояния вещества при субъядерных и ядерных плотностях, а также расчеты моделей нейтронных звезд приведены в обзоре 167.

На этом мы закончим обзор результатов расчета равновесного состояния материи в нейтронных звездах и перейдем к более детальному эволюционному рассмотрению свойства вещества при плотностях $10^9 < \rho < < 10^{12} \ c/cm^3$, следуя работам ^{33,84}.

4. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОБОЛОЧКАХ ГОРЯЧИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Выше был кратко изложен сценарий образования нейтронной звезды согласно современным представлениям. Одним из важных этапов в ее эволюции является стадия горячей нейтронной звезды ³⁵. В существующих в настоящее время расчетах динамики коллапса ³⁶⁻³⁹ в момент достижения плотностей, соответствующих нейтронным звездам, в веществе достигается температура порядка 10¹⁰—10¹¹ [°]K. В этих условиях в веществе возможно быстрое протекание различных реакций, которые при обычных температурах идут чрезвычайно медленно из-за высокого кулоновского барьера. Поясним это более подробно.

Кулоновский барьер (выраженный в мегаэлектрон-вольтах) есть

$$B = \frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}} (M_{\vartheta \theta}), \qquad (4.1)$$

где A — барионное число, Z — заряд ядра. Для взаимодействия протонов с ядрами группы железа $B \approx 7$ Мэв. Средняя тепловая энергия протонов составляет

$$E_{\tau} = \frac{3}{2} kT = 0,133T_{9} (M \partial \theta) \qquad \left(T_{9} = \frac{T}{10^{9} \, {}^{\circ}\mathrm{K}}\right). \tag{4.2}$$

Температуры в стационарных звездах, как правило, не превышают 10⁹ °K, $kT \ll B/10$; поэтому при звездных условиях кулоновский барьер полностью определяет скорости ядерных реакций с заряженными частицами *). Если температуры достаточно высоки, так что скорости ядерных

^{*)} Отметим, что все ядра предполагаются распределенными по Максвеллу; тогда скорость реакции и эффективные энергии частиц, участвующих в реакции, определяются по методу перевала, и $E_{eff} \approx 10 \ kT$.

реакций велики по сравнению со скоростями других процессов, изменяющих условия в веществе (в нашем случае плотность и температуру), то можно считать, что открыты все каналы ядерных реакций. В этом случае вещество находится в условиях детального равновесия по ядерным реакциям. Для характерных процессов в звездах условия детального равновесия по ядерным реакциям достигаются, если температура превышает $T > (3 - 5) \cdot 10^9$ °К. Ядерные реакции не изменят отношения полного числа нейтронов N_n (в свободном и связанном состояниях) к полному числу протонов N_p .

Поэтому можно ввести параметр $R_N = N_n/N_p$ и рассматривать равновесие при заданном R_N^{40} . Однако в реальных физических ситуациях R_N меняется в результате β -процессов и, вообще говоря, зависит от времени. При некоторых условиях существует возможность исключить зависимость от времени, например в условиях полного термодинамического равновесия, когда по β -процессам осуществляется детальное равновесие⁴¹. В природе чаще всего встречается ситуация, в которой трудно выполнить условия полного термодинамического равновесия. Это связано с огромной разницей во временах процессов (например, в ядерных и слабых взаимодействиях $t_{\rm R} \ll t_{\beta}$ при $T \ge 5 \cdot 10^9$ °K) или с отсутствием равновесия для какого-либо рода частиц (нейтрино), участвующих в процессах. В этих условиях можно, разделив процессы на быстрые и медленные, рассматривать детальное равновесие по быстрым процессам и кинетические уравнения для медленных процессов.

Пример такой ситуации возникает на стадии коллапса звезды при илотностях $\rho < 10^{12} \ c/cm^3$ и температурах $5 \cdot 10^9 < T < 10^{10}$ °K. Вещество прозрачно для нейтрино, и для него нет равновесия, между тем как существует детальное равновесие для ядерных реакций. Важным частным случаем является кинетическое равновесие по β -процессам $4^{2}-45$.

Поясним более подробно понятие кинетического равновесия по β -процессам. Когда существует несколько каналов реакций как в сторону увеличения R_N , так и в сторону его уменьшения, может возникать ситуация, что суммарная скорость уменьшения равна суммарной скорости увеличения R_N , т. е. R_N остается постоянным. При этом время уменьшения температуры за счет свободного улета v, \overline{v} может оказаться довольно большим ⁴⁶.

Подчеркнем, что детальное равновесие в каждом из каналов не осуществляется. Такое равновесие называется кинетическим равновесием по β-процессам. Из всего вышесказанного видно, какую важную роль играет при рассмотрении физических моделей соотношение скоростей процессов или отношение характерных времен для процессов, идущих в веществе.

Рассмотрим основные процессы, характеризующие условия в звездах на поздних стадиях эволюции, а также в процессе гидродинамического коллапса или разлета плотного ядра звезды. Основными термодинамическими характеристиками состояния вещества в звездных условиях являются плотность и температура. Химический состав также зависит от термодинамических величин, которые в свою очередь определяются из расчетов эволюции звезды и гидродинамических расчетов. Если звезда не находится в равновесии, то физические условия в веществе меняются с гидродинамическим временем, определяемым, согласно²², следующим выражением:

$$t_H = \frac{1}{\sqrt{4\pi G\rho}} \approx \frac{10^3}{\sqrt{\rho}} (ce\kappa), \tag{4.3}$$

где G — постоянная тяготения, ρ — плотность (в e/cx^3). Когда звезда находится в механическом равновесии, то ее эволюция определяется потерями энергии фотонным или нейтринным излучением. При больших температурах основные потери энергии идут в виде нейтринного излучения. Тогда характерное время эволюции, если вещество прозрачно для нейтрино, равно

$$t_{\mathbf{v}} = \frac{E_Q}{q_{vv}}, \tag{4.4}$$

где E_Q — тепловая энергия звезды, $q_{\sqrt{2}}$ — поток энергии в нейтринном излучении.

г. с бисноватый-коган, в. м чечеткин

Если размер звезды превышает длину пробега нейтрино относительно поглощения, $l = 1/\sigma_{\mathbf{v}}n_{\mathbf{n}}$, то время охлаждения за счет излучения нейтрино при $R/l \gg 1$ увеличивается в $\sim R/l$ раз, а при R/l < 1 поток излучения нейтрино уменьшается в $e^{\sigma_{\mathbf{v}}n_{\mathbf{n}}R}$ раз ³⁵. Величину $\tau_{\mathbf{v}} = \sigma_{\mathbf{v}}n_{\mathbf{n}}R = (\sigma_{\mathbf{v}}/m_{\mathbf{p}})\rho Rx_{\mathbf{n}}$ естественно называть оптической толщей по отношению к нейтрино в нуклонном газе, а $\varkappa_{\mathbf{v}} = \sigma_{\mathbf{v}}x_{\mathbf{n}}/m_{\mathbf{p}}$ — нейтрино в глубине звезды находится в термодинамическом равновесии с веществом и нейтринам светимость приближенно (полагая $\mu_{\mathbf{v}} = 0$) определяется температурой $T_{\mathbf{v}}$ и размером $R_{\mathbf{v}}$ нейтринной фотосферы, на которой $\tau_{\mathbf{v}} = 1^{41}$:

$$L_{\rm v} = \frac{7}{8} \sigma T_{\rm v}^4 \cdot 4\pi R_{\rm v}^2, \qquad (4.5)$$

где о — постоянная Стефана — Больцмана, а множитель 7/8, которым формула (4.5) отличается от соответствующей формулы для фотонов, появляется из-за того, что плотность энергии равновесных нейтрино и антинейтрино при $\mu_v = \mu_{\overline{v}} = 0$ равна ³⁰

$$E_{\gamma\bar{\gamma}} = \frac{7}{8} E_{\gamma}. \tag{4.6}$$

Другим важным параметром для определения свойств вещества в условиях высоких температур является $t_{\rm f}$ — характерное время установления детального равновесия по ядерным реакциям. В качестве характерного времени выберем время фотоотщепления протона, так как скорости ядерных реакций с участием нейтронов и скорости радиационного захвата нейтрона и протона в условиях равновесия вещества с излучением много больше скорости фотоотщепления протона. Время фотоотщепления протона определяется в условиях равновесия в работах ³⁴, ⁴⁶.

Следующим важным процессом, описывающим состояние вещества, является β -процесс. Как было сказано выше, из-за малого сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино при плотностях $\rho < 10^{12} \ s/cm^3$ и температурах $T_9 < 100$ можно считать, что существуют только объемные потери энергии за счет нейтрино, т. е. нейтрино

Таблица I

lg ρ/T ₉	lg ρ/T ₉ 5		10	12	16		
9 10 11	$\frac{7}{12}$	4 6,1 8,5	2,3 3,9 5,5	1,3 2,8 4,6	$0,3 \\ 0,9 \\ 2$		

Величина lg t_v (сек) (t_v — время потери энергии нейтрино в URCA-процессе, вычисленное по формуле (4.4))

Таблица II

Величина lg t_{β} (сек) (t_{β} — характерное время β -процессов, вычисленное в ³⁴, t_H вычислено по формуле (4.3))

lg ρ/T ₉	5	8	10	12	16	$\lg t_H$
9 10 11	4,2 7 —	2,7 5,2 7,9	1,3 3,4 5,2	0,69 1,96 3,6	$-0,6 \\ -0,2 \\ 1,2$	$-1,5 \\ -2 \\ -2,5$

и антинейтрино свободно выходят из вещества ⁴⁷. Поэтому в этих условиях термодинамическое равновесие по β -процессам не устанавливается. Необходимо учитывать кинетику β -процессов.

Характерные времена рассмотренных выше процессов приведены в табл. I—III из ³⁴. Сравнивая характерные времена, можно сделать вывод, что на стадии быстрого гидродинамического сжатия горячего вещества химический состав можно считать

равновесным по ядерным реакциям и замороженным по β-процессам, так как $t_{\rm H} < t_H < t_{\rm \beta}$. На стадии существования горячей нейтронной звезды, охлаждаемой из-за

Таблица III

Величива lg t_{π} (сек) как функция Q_{p6} — энергии отрыва протона в M зе (t_{π} —время ядерных реакций, рассчитанное в ³⁴)

$T_{9}/Q_{p_{6}}$	$T_{9}/Q_{p_{6}}$ 10		22	28	
3 5 10	$3,185 \\ -4,428 \\ -12,7$	$13,205 \\ 0,72 \\ -9,2$	$5,96 \\ -5,7$	11,28 	

нейтринных потерь энергии, ввиду выполнения $t_{\rm v} \gg t_{\beta}$ химический состав можно рассчитывать из условия кинетического равновесия по β -процессам там, где нейтрино свободно уходит из вещества. Расчеты химического состава в условиях кинетического равновесия показывают ^{44, 45}, что при плотностях $\rho > 10^{10}$ г/см³ и температуре $T_9 \sim 5$ нейтроны составляют существенно более половины массы вещества.

Вышеизложенное приводит к следующей физической модели эволюции оболочки нейтронной звезды. В результате потери механической устойчивости звезда от состояния предсверхновой с $\rho_c \leqslant 10^9 \ c/cm^{3}$ ¹⁴⁴ сжимается до высоких плотностей — порядка или больше ядерной. В процессе сжатия в веществе достигаются высокие температуры. Таким образом образуется горячая нейтронная звезда (НЗ). Мы будем рассматривать только слои вещества НЗ, находящейся в области плотностей 1010 < $ho < 10^{12}$ с/см. В момент образования в этом слое вещества осуществляется, как было показано выше, условие детального равновесия по ядерным реакциям и кинетического равновесия по β-процессам. В результате охлаждения за счет нейтринного излучения температура быстро падает. Но условия ядерного равновесия остаются выполненными, пока температура в веществе выше $T_9 > 5$. При этой температуре время установления детального равновесия по ядерным реакциям становится больше времени нейтринного охлаждения — теплового времени. Поэтому можно считать, что в данный момент наступает фаза неполного равновесия, приводящая в итоге к образованию неравновесного слоя.

5. ОБРАЗОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОГО СЛОЯ И ЕГО СТРУКТУРА

При падении температуры ниже $T_9 < (4-5) \cdot 10^9$ °К реакции с заряженными частицами замедляются. При плотностях $\rho > 10^7 \ e/cm^3$ вещество состоит из ядер (концентрация которых определяется предысторией вещества при высоких температурах), нейтронов и релятивистски вырожденных электронов. При этих условиях возможно протекание реакций с нейтронами, фотоотщепление и захват нейтронов, β-распады при $\varepsilon_{\beta} > \varepsilon_{f, e}$ и e^{-3} ахваты при $\varepsilon_{\beta} < \varepsilon_{f, e}$; здесь ε_{β} — энергия β -распада ядра, а $\varepsilon_{f, e}$ — фермиевская энергия электронов, определяемая следующим образом:

$$\varepsilon_{f,e} = m_e c^2 \left[\frac{\rho(c/c \pi^3)}{\mu_e \cdot 10^6} \right]^{1/3} (spe), \qquad (5.1)$$

где $\mu_e = 1/\sum_i (Z_i/A_i) x_i$ — число нуклонов на один электрон, x_i — весовая концентрация *i*-го элемента. Оценим характерное время фотоотщепления нейтрона в зависимости от его энергии связи в ядре. Для характерного

времени фотоотщепления нейтрона туп при усреднении по планковскому распределению фотонов имеем следующее выражение:

$$\frac{1}{\tau_{\gamma n}} = 6,95 \cdot 10^{33} T_9^{3/2} \, \langle \overline{\sigma}_{\rm th} \rangle \exp\left(-\frac{11,605 Q_{ns}}{T_9}\right), \tag{5.2}$$

где Q_{n6} — энергия связи нейтрона в *Мэв*, $\langle \overline{\sigma}_{th} \rangle$ — усредненное сечение реакции A (n, γ) (A + 1). Тогда, беря $\sigma_{th} \sim 1$ $\delta \mu$, $T_9 < 0.04$ Q_{n6} , получим $\tau_{\gamma n} > 10^7$ лет, т. е. при $T_9 < 4$ нейтроны с энергией связи $Q_n > Q_{nb} = 10$ *Мэв* практически не отщепляются от ядра. Таким образом,



Рис. 2. Образование химического состава на стадии ограниченного равновесия. Линия $Q_n = 0$ отделяет область существования ядер, линия Q_{nb} отделяет область I, где невозможно фотоотщепление нейтронов, от областей II и III Штриховые линии — уровни постоянного $\varepsilon_{\beta} = Q_p - Q_n$, $\varepsilon_{\beta_1} < \varepsilon_{\beta_2} < \ldots < \varepsilon_{\beta_{\text{тваж}}}$ В области I $Q_n > Q_{nb}$, в области II $Q_n < Q_{nb}$, $\varepsilon_{f,e} > \varepsilon_{\beta}$, в области III $Q_n < Q_{nb}$, $\varepsilon_{f,e} > \varepsilon_{\beta}$. Линия со штриховка подва отделяет область деления и α -рассивана. Заштрихованная область *ded* отределяет границы вначений (A, Z) при ограниченном равновесии с данными Q_{nb} (T) и $\varepsilon_{f,e}$ (ρ).

в системе имеется равновесие по реакциям с нейтронами для ядер, имеющих энергию связи последнего нейтрона меньше 10 Мэв.

Поясним процесс образования неравновесного химического состава при помощи схемы, приведенной на рис. 2. Схема представляет плоскость (A, Z), на которой нанесены границы деления и устойчивости ядер. Проследим трек изменения (A, Z) для ядра, находящегося в окружении нейтронов, составляющих половину и более весовой доли вещества. Плоскость (A, Z) разбита на три области:

I область: $Q_n > Q_{nb}$, II область: $0 < Q_n < Q_{nb}$ и $\varepsilon_{\beta} > \varepsilon_{f,e}$, III область: $0 < Q_n < Q_{nb}$ и $\varepsilon_{\beta} < \varepsilon_{f,e}$.

При высокой концентрации нейтронов соответствующие рассматриваемым условиям ядра будут быстро захватывать нейтроны и перейдут из области *I* в область *II и III* вне зависимости от ε_{β} . Таким образом образуются ядра с большим избытком нейтронов, расположенные далеко от «долины» стабильности ядер. В области *III* имеется равновесие по реакциям с нейтронами; β-процессы, а именно захват электронов с большой энергией Ферми, всегда ведут к уменьшению *Z* из-за неравенства $\varepsilon_{\beta} < \varepsilon_{f,e}$, и в результате все ядра из этой области уменьшат *Z* и попадут в область, расположенную ниже уровня *ab*. С другой стороны, в обла-

сти *II* равновесие по реакциям с нейтронами сопровождается β-распадами с увеличением Z, пока все ядра не попадут в область, расположенную выше уровня ed. Мы видим, что в условиях ограниченного равновесия химический состав вещества определяется довольно узкой областью по A и Z, ограниченной границами abcd. Выход за пределы этой области не происходит из-за отсутствия допустимых β-процессов и фотоотщепления нейтрона. При Q_{nb} < 1 Мэе и T₉ < 0,4 остается только одно ядро, находящееся на границе устойчивости, для которого

$$\varepsilon_{\beta} = Q_p - Q_n \approx Q_{p_s} = \varepsilon_{f, e}. \tag{5.3}$$

Паразитными эффектами для рассматриваемого процесса образования нейтронно-избыточных ядер являются деление ядер, *α*-распад и реакции



Рис. 3. Энергия отрыва протона Q_p в зависимости от Z для ядер, лежащих на границе устойчивости с $Q_n = 0$, построенная согласно количественным оценкам П. Э. Немировского.

типа 2 (A, Z) $\rightarrow A_1Z_1 + A_2Z_2 + A_3Z_3 + \ldots$, в которых возникают новые зародышевые ядра, которые могут быстро поглощать избыточные неравновесные нейтроны.

Оценка характерного времени τ_Z реакции двух ядер с большими Z показывает, что при $\rho \sim 10^{10} \ c/cm^3$, $T \sim 10^9$ °K и Z = 26 величина lg $\tau_Z \gg 100^{34}$. В данной оценке учитывалось сильное электронное экранирование с пикноядерными поправками согласно работе ⁴⁹.

Для оценки влияния α -распада и деления ядер необходимо сделать некоторые предположения о свойствах ядер, находящихся далеко от «долины» стабильности. В настоящее время не существует какой-либо строгой теории и расчета параметров таких ядер и тем более экспериментального материала по тяжелым ядрам, находящимся далеко в области нестабильности. Можно сделать лишь некоторые полуколичественные оценки. Неопределенность этих предпосылок не влияет на качественные оториу рассматриваемого вопроса, в то время как могут измениться некоторые количественные оценки. Мы примем условие, что граница устойчивости ядер относительно испарения нейтронов проходит при $A = 4Z_0$ для Z > 6 и при этом энергия связи протона *)

$$Q_{pb} = 33 - \frac{Z}{7} (M_{\vartheta\theta}). \tag{5.4}$$

^{*)} Формула (5.4) приближенно интерполирует количественные оценки П. Э. Немировского, результаты которых приведены на рис. З.

При Z < 6 величина Q_p на границе существования ядер быстро падает. При таких условиях в работе ⁵⁰ было рассчитано (A, Z) для наиболее обильного элемента. Для качественных оценок химического состава достаточно точности формулы (5.4). Для холодного вещества с учетом (5.3) и (5.4) имеем

$$Z_0 = 7 \left(33 - \varepsilon_{f, e} \right) = 7 \left[33 - 0.511 \left(\frac{\rho_e}{\mu_e} \right)^{1/3} \right], \quad A_0 = 4Z_0; \tag{5.5}$$

 $\epsilon_{f, e} = M \partial e, \ \rho_6 = \rho/10^6 \ e/cm^3.$

Изменение параметров границы устойчивости последнего нуклона не меняют принципиальные выводы данной работы об образовании материи с избытком нейтронов и нейтронно-избыточных ядер. Изменение количественных результатов относительно получаемых A — массового числа и Z — заряда ядра не меняет качественную картину процессов, идущих в веществе, но показывает важность изучения свойств ядер с большим избытком нейтронов.

Далее предполагается, что концентрация нейтронов велика, так что, даже когда все ядра находятся на границе устойчивости с $Q_n \approx 0$, в веществе еще много свободных нейтронов, которые не могут ни распадаться при $\varepsilon_{f, e} > 0,78$ *Мэв*, ни захватываться ядрами. При $\varepsilon_{f, e} > 33$ *Мэв* в нашем приближении уже не существует устойчивых ядер и захват электронов начинает идти неравновесно, что приводит к быстрому нагреву ⁵¹⁻⁵⁴, образованию новых зародышевых ядер и приходу вещества в состояние, близкое к термодинамическому равновесию ³⁴. Зависимость энергии отрыва протона Q_p на границе $Q_n = 0$ по расчетам П. Э. Немировского дана на рис. 3. Отметим, что $\varepsilon_{\beta} = Q_p - Q_n$ и для $Q_n = 0$ на границе устойчивости $\varepsilon_{\beta} \approx Q_p$. Внутренняя граница неравновесного слоя лежит при плотности, определяемой

$$\rho_{2} = \mu_{e} \cdot 10^{5} \left(\frac{33}{0.511}\right)^{3} \approx 2.7 \cdot 10^{11} \mu_{e} (c/cm^{3}),$$

$$P_{2} \approx 1.2 \cdot 10^{15} \left(\frac{\rho_{2}}{\mu_{e}}\right)^{4/3} \approx 2 \cdot 10^{30} \ \partial n/cm^{2}.$$
(5.6)

Так как $\mu_e > 4$, то $\rho_2 > 1, 1 \cdot 10^{12} \ e/cm^3$.

Перейдем непосредственно к оценке влияния α-распада и спонтанного деления ядер на рассматриваемую картину.

Оценка энергии α -распада E_{α} по формуле Вейцзекера показывает, что для ядер с большими Z и A = 4Z величина $E_{\alpha} < 0$ и распад не происходит. При оценке времени $T_{1/2}$ спонтанного деления ядер используем полуэмпирическую формулу

lg
$$T_{1/2} = 1,57 - 3,75 \frac{Z^2}{N}$$
 (T b cer). (5.7)

На границе устойчивости A = 4Z имеем lg $T_{1/2} = 1,57 - 0,93Z$, т. е. для Z < 153 $T_{1/2} > 3 \cdot 10^7$ лет. Вынужденное деление не рассматривается, так как ввиду отсутствия точной теории и экспериментальных данных такой учет есть превышение точности качественной картины рассматриваемых процессов.

Верхняя граница неравновесного слоя при больших Z определяется из условия отсутствия деления ядер: при уменьшении ρ Z растет, $Z_{max} = 153$, и это дает

$$\rho_{1} \approx \mu_{e} \cdot 10^{6} \left(\frac{11}{0.511}\right)^{3} = 10^{10} \mu_{e} (z/cm^{3}),$$

$$P_{1} = 1.2 \cdot 10^{15} \left(\frac{\rho_{1}}{\mu_{e}}\right)^{4/3} = 2.5 \cdot 10^{28} \ \partial \mu/cm^{2}$$
(5.8)

при $\mu_e = > 4$, $\rho_1 > 4 \cdot 10^{10}$ г/см³.

Таким образом, в оболочке нейтронной звезды образуется неравновесный слой с большим избытком энергии, запасенной в свободных нейтронах. Масса слоя оценивается из соотношения, следующего из условия равновесия тонкого слоя ³⁴, учета (3.1) и (5.6):

$$M = \frac{4\pi R^4}{GM} (P_2 - P_1) \approx \frac{4\pi R^4}{GM} P_2 \approx 0.1 P_2 \approx 2 \cdot 10^{29} \ c = 10^{-4} M_{\odot}.$$
 (5.9)

Все вышесказанное показывает, что нейтронная звезда обладает запасом энергии, обеспечивающим возможность проявления ее активности даже без внешних источников.

6. КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

а) Запасы энергии молодой нейтронной звезды

В процессе коллапса, предшествующего образованию нейтронной звезды, вещество ее нагревается за счет адиабатического сжатия, неравновесных β -процессов ⁵¹⁻⁵⁴, а также из-за возможного взрыва ядерного горючего. В результате вновь образующаяся нейтронная звезда оказывается горячей. Нельзя также ожидать, что она образуется сразу в состоянии статического равновесия. Неизбежно появление колебательных движений вокруг точки устойчивого равновесия. Эти два вида энергии: тепловая и колебательная — предполагались в наличии у молодой нейтронной звезды. Общий запас энергии в момент образования может быть достаточно большим. Модели горячих нейтронных звезд были построены в работе ³⁵. Гидродинамические расчеты ³⁶⁻³⁸ показали, что характерные параметры образующихся нейтронных звезд хорошо согласуются со статическими расчетами ³⁵. Принимая, согласно ³⁵⁻³⁸, температуру горячей нейтронной звезды в среднем $T_n \approx 10^{12}$ °K, получаем запас тепловой энергии

$$Q_q \approx \frac{3}{2} kT_n \frac{M}{m_n} \approx 2 \cdot 10^{53} \text{ spr.}$$
(6.1)

Для оценки энергии колебаний примем амплитуду на поверхности равной 10% кеплеровской скорости:

$$v_{\rm os} \approx 0.1 \, \sqrt{\frac{GM}{R}} \approx 0.045c.$$
 (6.2)

Соответствующая энергия колебаний при $v_0 = v_{08}r/R$ равна

$$Q_{0} \approx \frac{4\pi}{2} \int_{0}^{R} v_{0}^{2}(r) \rho r^{2} dr = \frac{2\pi \cdot 0.002c^{2}}{100R^{2}} \int_{0}^{R} \rho r^{4} dr \approx 10^{51} \, \text{spc.}$$
(6.3)

Здесь использовалось значение для центрального момента инерции нейтронной звезды $I_c = 4\pi \int_0^R \rho r^4 dr \approx 10^{45}$ CGSE, согласно ^{55,56}, при $M \approx \infty M_{\odot}$, $R = 10^6$ см.

Несмотря на столь внушительный суммарный запас энергии, его хватает ненадолго для поддержания светимости на том уровне, когда наблюдения нейтронных звезд еще имеют смысл, $L \approx L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/сек. Температура звезды очень быстро падает за счет излучения нейтрино. Вещество можно считать прозрачным для нейтрино только вне плотного горячего ядра ³⁵⁻³⁸. Температура нейтринной фотосферы ³⁸ $T_{v_p} \approx 6 \cdot 10^{10}$ °K при $T_n \approx 10^{12}$ °K, а радиус ее $R_v = 10^6$ см. Оценивая по формуле (4.5),

Г. С. ВИСНОВАТЫЙ-КОГАН, В. М. ЧЕЧЕТКИН

получим $L_{\nu} \approx 8 \cdot 10^{51}$ эрг/сек. Тогда характерное время остывания

$$\tau_{\mathbf{v}} = \frac{Q_q}{L_{\mathbf{v}}} \approx 25 \text{ cers.} \tag{6.4}$$

При $T_n \approx T_v \approx 10^{10}$ °K сечение взаимодействия нейтрино с веществом $\sim T_v^2$ уменьшается и вещество становится прозрачным. По мере дальнейшего падения температуры скорость остывания уменьшается; нейтринная светимость уступает место фотонной светимости. Важную роль в скорости фотонного остывания играет магнитное поле, а также уменьшение теплоемкости за счет сверхтекучести нейтронов. Сечение взаимодействия для квантов, соответствующих необыкновенной волне с частотой v, двигающихся вдоль поля, сильно уменьшается, $\sigma = \sigma_0 (\omega/\omega_B)^2$, при $\omega < \omega_B$, $\omega_B = eB/m_ec^{57}$, что заметно уменьшает время остывания. По расчетам, сделанным в работе ⁵⁸, светимость нейтронной звезды становится меньше солнечной за время $\tau_{\rm ph} \approx 400$ лет при однородном поле $B \approx 4 \cdot 10^{13}$ *сс* и учете сверхтекучести, что значительно меньше времени остывания $\tau_{v_p} \approx 10^3$ лет, полученного в работе ⁵⁹ без учета поля и сверхтекучести.

Колебательная энергия звезды также могла бы служить источником энергии. Возбуждение волн в горячей атмосфере нейтронной звезды приводило бы к превращению энергии колебаний в тепловую и к достаточно большой рентгеновской светимости звезды. Однако и этот источник энергии быстро иссякает за счет неравновесных процессов слабого взаимодействия, происходящих внутри звезды ⁶⁰. Колебания затухают за счет того, что их энергия уносится нейтрино и превращается в тепло. Время затухания колебаний за счет реакции с участием электронов, протонов и нейтронов оценивается примерно в ~100 лет ^{60,61}, а если в центре звезды имеются гипероны, то диссипация энергии колебаний в тепло происходит за ничтожное время ~1 сек ⁶².

Таким образом, как тепловая энергия, так и энергия колебаний быстро теряются нейтронной звездой.

Важнейшим источником энергии нейтронной звезды является вращение, которое обеспечивает радиосветимость пульсаров вплоть до 10⁹ лет ⁶³. Нейтронная звезда в тесной паре оказывается мощным рентгеновским источником, светящимся за счет аккреции.

Наблюдения показывают, что рентгеновскими источниками могут быть и одиночные нейтронные звезды. Пульсары в туманностях Краб и Вела излучают в рентгеновском диапазоне наряду с радиоизлучением, причем значительная часть рентгеновского потока является постоянной и может иметь тепловую природу. Возраст пульсара Вела, ~10⁴ лет, таков, что к настоящему времени собственная тепловая энергия и энергия колебаний не могли бы объяснить наблюдений. Многие неотождествленные рентгеновские источники ⁶⁴ являются слабыми объектами, светимость которых также может объясняться излучением с поверхности одиночных нейтронных звезд. Аргументы в пользу галактической природы слабых рентгеновских источников приведены в работе ⁶⁵. Эволюция неравновесного слоя, рассмотренного выше, приводит к выделению энергии, запасы которой и темп выделения могут объяснить тепловую светимость одиночных нейтронных звезд.

б) Диффузия нейтронов

Отклонение от равновесия в слое коры нейтронной звезды заключается, во-первых, в наличии значительного числа свободных нейтронов и, во-вторых, в ядерном составе вещества, сильно отличающемся от равновесного. Ядра образуют, по-видимому, кристаллическую решетку ⁶⁶,

поэтому их можно считать неподвижными. Напротив, нейтроны являются свободными и могут диффундировать под действием градиента концентрации и сил тяжести. Градиент нейтронной концентрации может менять знак в неравновесном слое, и, в частности, на внешней границе он всегда направлен наружу (или равен нулю), так как снаружи при $o < 10^{10} \mu_e \ z/cm^3$ свободные нейтроны отсутствуют. Сила тяжести, действующая на нейтроны, всегда направлена внутрь звезды. В неравновесном слое коры давление определется в основном электронами. Отношение давления релятивистски вырожденных электронов P_e (3.1) и нейтронов в приближении нерелятивистского вырождения P_n (3.2) есть

$$\frac{P_n}{P_e} = \frac{5, 3 \cdot 10^9 \rho_n^{5/3}}{1, 2 \cdot 10^{15} \left(\rho/\mu_e\right)^{4/3}} = 2, 8 \cdot 10^{-5} \rho^{1/3} \frac{x_n^{5/3}}{\left(1 - x_n\right)^{4/3}}$$
(6.5)

(принято Z = A/4 для ядер).

Для максимального принятого значения весовой концентрации нейтронов $x_n = 0.5$, $\mu_e = 4 (1 - x_n)$ для ядер с $Q_n = 0$ на внутренней границе неравновесного слоя при плотности $\rho_2 \approx 3 \cdot 10^{11} \mu_e \ c/cm^3$ имеем $(P_n/P_e)_{\max} \approx 0.3$. В среднем роль силы тяжести в диффузии нейтронов является преобладающей, особенно на внешней границе, где давление нейтронов пренсбрежимо мало. В то же время в плотных областях неравновесного слоя возможно появление большого градиента нейтронной плотности, влияние которого на диффузию может оказаться важным.

С расчетной точки зрения учет члена с $\partial n_n/\partial r$ в уравнении диффузии повышает его порядок и значительно усложняет решение. Появляются и принципиальные трудности, связанные с необходимостью задания дополнительных граничных условий на границе слоя. Для этого требуются знание физических условий за пределами неравновесного слоя и исследование реакций с нейтронами, протекающих вне его. Все это сильно усложнило бы задачу, в то же время для получения полуколичественных результатов об эволюции слоя и светимости нейтронной звезды достаточно учесть в диффузионном уравнении один лишь главный член, определяемый силой тяжести. Такое решение получено в работе ⁶⁷. Задача решалась в плоском приближении в условиях статического равновесия, определяемого уравнениями

$$P = \frac{GM_0M}{4\pi R_0^4}, \quad r = \int_{P}^{P_2} \frac{R_0^2 \, dp}{\rho GM_0}, \quad r \ll R_0; \tag{6.6}$$

здесь М — масса неравновесного слоя, лежащего над данным радиусом r. отсчитываемым от нижней границы слоя, где $P = P_2$. Атомный вес и заряд ядер определяются формулой (5.5) и зависят от энергии Ферми электронов, а следовательно, от плотности. В процессе диффузии происходит перераспределение вещества в слое, уход нейтронов внутрь ядра звезды, в результате чего меняются плотность и химический состав вещества в слое. При уменьшении плотности и энергии Ферми электронов ядро получает возможность испустить электрон, а затем, ввиду наличия свободных нейтронов, захватить примерно четыре нейтрона, чтобы прийти к состоянию с $Q_n = 0$. При этом внутренняя энергия ядра частично переходит в тепло. Таким образом, при уменьшении плотности вещества, происходящем при диффузии нейтронов внутрь звезды, высвобождается ядерно-химическая энергия ядер и нейтронов. Превращение ядер нужно учесть в уравнении диффузии, так как часть нейтронов присоединяется или отцепляется от ядер, и в уравнении, определяющем баланс энергии в неравновесном слое. С учетом превращения ядер уравнение диффузии легко получить в приближении, когда реакции нейтронов с ядрами происходят гораздо быстрее процесса диффузии. Данное условие всегда выполняется с огромной точностью.

Отметим, что хотя атомный вес ядер может меняться, число их остается неизменным. Это позволяет ввести удобную для расчетов лагранжеву координату N_A — число ядер в слое, отсчитываемое от нижней границы с $P = P_2$ до текущего давления P:

$$N_{A} = \int_{P}^{P_{2}} \frac{4\pi R_{0}^{4}(1-x_{n})}{GM_{0}m_{A}} dP, \quad N_{A}(P_{1}) = N - \text{полное число ядер.}$$
(6.7)

Обычно используемые лагранжевы координаты, связанные с массой, в данном случае неприменимы, так как при диффузии происходит перераспределение массы. Масса ядер $M_A(P)$ и нейтронов M_n в слое с давлением от P до P_2 :

$$M_{A}(P) = \int_{P}^{P_{2}} \frac{4\pi R_{0}^{4}(1-x_{n})}{GM_{0}} dP, \quad M_{n}(P) = M_{2} - M(P) - M_{A}(P); \quad (6.8)$$

здесь $M_2 = 4\pi R_0^4 P_2 / GM_0$ — полная масса оболочки с $P < P_2$, а M(P) определено в (6.6). Масса оболочки над неравновесным слоем равна $M_1 = 4\pi R_0^4 P_1 / GM_0$. Соотношения (3.1), (5.5), (6.6) — (6.8) при данном $x_n(P)$ или $x_n(N_A)$ полностью определяют статическое равновесие оболочки.

Выведем уравнение диффузии. В слое единичной площади толщины dr находится

$$\xi = n_n \, dr + \left(\frac{A \, dN_A}{4\pi R_0^2}\right) \tag{6.9}$$

нуклонов, dN_A — число ядер в слое dr.

В процессе диффузии меняется как n_n , так и A, но N_A от времени не зависит. Изменение числа нуклонов в данном слое за время dt равно разности диффузионных потоков нейтронов J_n (1/см²сек) на границах слоя dr в течение времени dt. Таким образом,

$$\xi(t+dt) - \xi(t) = [J_n(N_A + dN_A) - J_n(N_A)] dt. \quad (6.10)$$

Разлагая по dt и dN_A в (6.9) и (6.10) и деля на $dN_A dt$, получаем уравнение диффузии

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(n_n \frac{dr}{dN_A} + \frac{A}{4\pi R_0^2} \right) = \frac{|\partial J_n|}{\partial N_A}$$

с граничным условием

$$J_n(t, N) = 0. (6.11)$$

Поток J_n определен в системе, связанной с ядрами, и положителен, если нейтроны диффундируют внутрь звезды. Остается выразить поток J_n через параметры вещества. Воспользуемся первым приближением кинетической теории диффузии в бинарной смеси для модели упругих шаров ⁶⁸:

$$J_{n} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{n_{n}}{n_{A} \sigma_{nA} v_{n}} \frac{GM_{0}}{R_{0}^{2}}, \quad n_{A} = \frac{\rho_{A}}{Am_{p}}, \quad \rho_{A} = \rho - \rho_{n}; \quad (6.12)$$

здесь σ_{п.4} — полное сечение взаимодействия нейтрона с ядром. Величина v_n принималась равной скорости нейтрона на границе Ферми:

$$v_n = 1, 6 \cdot 10^5 \rho_n^{1/3} \ (c_{\mathcal{M}}/ce_{\mathcal{K}}). \tag{6.13}$$

Результаты расчетов, приведенные ниже, показывают, что светимость звезды не превышает 10³⁷ эрг/сек. При данной светимости, согласно ^{58,59}, температура такова, что нейтроны являются частично вырожденными и нейтринная светимость не превышает фотонной. Расчеты коэффициента диффузии нейтронов с учетом вырождения на основе решения кинетического уравнения методом Чепмена — Энскога ¹⁵⁹ подтверждают справедливость используемых формул (6.12) и (6.13).

В процессе диффузии нейтронов выделяется тепло, которое переносится теплопроводностью наружу и излучается, а частично переносится внутрь и разогревает звезду. Вообще говоря, необходимо решать уравнение теплопроводности с учетом источников энергии в звезде. В нашей приближенной постановке достаточно ограничиться стационарным случаем, когда вся выделяемая энергия излучается. В этом случае для вычисления светимости L достаточно ограничиться вычислением энергии неравновесного слоя.

Выражение для светимости нейтронной звезды, учитывающее изменение гравитационной, химической и кинетической энергии ядер и электронов, приведено в ⁶⁷.

в) Результаты расчетов

Численное решение уравнения (6.11) с учетом (3.1), (5.5), (6.6) — (6.8), (6.12), (6.13) было получено в ⁶⁷. Расчеты проводились для массы нейтронной звезды $M = 1M_{\odot}$ и значения сечения $\sigma_{nA} = \sigma_0 (1 + A^{1/3})^2$, $\sigma_0 = 10^{-23} cm^2 = 10$ бн. Выбранное значение сечения характерно для упругого рассеяния нейтронов на тяжелых ядрах при наличии большого



Рис. 4. Зависимость весовой концентрации нейтронов x_n от номера узла разностной сетки *j* и в различные моменты времени.





числа резонансов ⁶⁹. Отсутствие опытных данных и расчетов для ядер с большим избытком нейтронов не позволяет сделать в настоящее время более определенный выбор сечения σ_{nA} . Основные результаты расчетов представлены на рис. 4—7.

Расчеты проводились для начального распределения $x_{n_0} = 0,5$ и $x_{n_0} = 0,1$. На рис. 4 приведены распределения x_n по слою на различные

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, В. М. ЧЕЧЕТКИН

моменты времени для $x_{n_a} = 0.5$, на рис. 5 — аналогичное распределение плотности. Связь лагранжевой координаты N_A и номера узла разностной сетки ј также приведена на рис. 5. В начальные моменты времени диффузия нейтронов наиболее интенсивна во внешних слоях, и там происходит быстрое уменьшение x_n и плотности. Это связано с тем, что во внешних слоях меньше как средняя хаотическая скорость нейтрона (6.13), так отношение $n_A \sigma_{nA} / n_n \sim (x_A / x_n) A^{-1/3}$, так И как A возрастает уменьшением плотности согласно (5.5). Поэтому, согласно (6.12), С нейтроны первую очередь уходят из верхних слоев неравнов весной области. Когда нейтронов станет пренебрежимо мало, изменение



Рис. 6. Изменение высоты R (в м) уровней неравновесного слоя, соответствующих различным значениям *j*, со временем *t* (в годах).

плотности прекратится. На рис. 6 дана зависимость радиуса, соответствующего данной координате N_A , от времени. Уменьшение числа нейтронов



Рис. 7. Изменение светимости нейтронной звезды L со временем t для начальных распределений весовой концентрации нейтронов.

 $-x_{n_g} = 0.5, 2 - x_{n_g} = 0.1;$ светимость в *эрг/сек*, время — в годах.

из-за диффузии приводит к уменьшению массы над данным N_A , и, следовательно, согласно (6.6) должно уменьшиться давление P. Так как P определяется электронами, число которых лишь возрастает из-за β -распадов, для поддержания равновесия слой должен расшириться. При этом в твердой коре возрастают внутренние напряжения. На рис. 7 изображен ход светимости нейтронной звезды L в процессе диффузии нейтронов для двух вариантов: $x_{n_0} = 0,5$ и $x_{n_0} = 0,1$. В последнем случае светимость и продолжительность активной фазы существенно меньше.

Отметим, что длительность активной фазы растет пропорционально сечению σ_{NA} , но при этом соответственно падает светимость, чтобы полное энерговыделение оставалось неизменным. Резкий спад светимости в конце активной фазы объясняется, по-видимому, неучетом градиента концентрации нейтронов, уменьшающего J_n . Учет этого фактора должен приводить к более медленному выделению энергии в конце процесса и к более плавному угасанию нейтронной звезды

г) Сравнение с наблюдениями

Спектр излучения нейтронной звезды, светящейся за счет выделения энергии в неравновесном слое, будет, по-видимому, близок к тепловому, а температура поверхности

$$T_{s} = \left(\frac{L}{ac\pi R_{0}^{2}}\right)^{1/4} \approx 3.5 L_{35}^{1/4} \cdot 10^{6} \,(^{\circ}\mathrm{K}), \quad L_{35} = \frac{L}{(10^{35}} \,(spe/ce\kappa). \quad (6.14)$$

Максимум теплового излучения приходится на энергию

$$\epsilon_{\max} = 2.7kT \approx 0.84 L_{35}^{1/4}$$
 (K3B).

Таким образом, источники, светящиеся за счет распада неравновесного слоя и имеющие в основное время жизни светимость $<10^{35}$ эрг/сек (см. рис. 7), излучают в мягком рентгеновском диапазоне, <1 кэв.

Наблюдения на спутнике ANS⁷⁰ обнаружили непульсирующую светимость пульсара Вела в интервале 0,2-0,28 кэв на уровне $8 \cdot 10^{-11}$ эрг/см²сек · кэв. Принимая расстояние R = 500 nc, поглощение соответствующее $N = 2 \cdot 10^{20}$ см⁻² ^{70,71}, и эффективный интервал энергий 0,25 кэв, получим оценку светимости $2 \cdot 10^{34}$ эрг/сек. Наблюдения пульсара Вела ⁷² в более жестком диапазоне 2-60 кэв также показали наличие только непульсирующей компоненты. Трудно назвать определенную величину светимости пульсара в этом диапазоне из-за сильного фона туманности. Однако даже считая, что все излучение определяется пульсаром, получаем в тех же предположениях светимость $8 \cdot 10^{33}$ эрг/сек. Однако спектральное распределение ⁷² указывает на нетепловую природу излучения в области 2-60 кэв.

Сравнение оценки $2 \cdot 10^{34}$ эрг/сек с рис. 7 ($x_{n_0} < 0.5$) показывает, что через $\sim 10^4$ лет светимость звезды, светящейся за счет неравновесного слоя, достигает наблюдаемой величины. Оценка возраста пульсара Вела по замедлению вращения составляет как раз $\sim 10^4$ лет ²⁰.

Непульсирующая компонента излучения от области пульсара в Крабовидной туманности значительно сильнее пульсирующей из-за мощного свечения туманности. Пульсирующий поток в области 1—7 кэе составляет ⁷⁰ 1,3·10⁻⁹ эрг/см²сек, что при R = 2 кпс соответствует $L \approx \approx 10^{36}$ эрг/сек во всем диапазоне частот, который больше потока в области 1—7 кэе примерно в два раза. Исследование теплового непульсирующего излучения нейтронной звезды $L_{\rm th}$ в Крабовидной туманности п, ч покрытии ее Луной позволило получить верхний предел $L_{\rm th} < 6 \cdot 10^{34}$ эрг/сек, что соответствует температуре $T \leq 3 \cdot 10^6$ °K ¹⁵⁵. Следует, однако, отметить ¹⁵⁵, что ввиду сильного поглощения ($N_H = 2 \cdot 10^{21}$ am/см²) улучшение данного верхнего предела весьма сложно. Сравнение с рис. 7 для $t = 10^3$ лет показывает, что начальная концентрация нейтронов в неравновесном слое не превышала $x_{n_0} < 0.1$ для σ_{nA} , принятого в работе ⁶⁷. Неопределенность в величине σ_{nA} не позволяет делать более уверенные выводы о свойствах неравновесного слоя *).

Если дипольное магнитное поле нейтронной звезды велико, то оно может привести к различиям в излучении полюса и экватора. На поверхности нейтронных звезд в пульсарах Краб и Вела оценка магнитного поля ²⁰ дает величину 10^{12} сс. Кванты, частота которых меньше ларморовской, по-разному взаимодействуют с веществом при распространении вдоль и поперек поля. Как отмечалось в н. а) гл. 6, лучистая теплопроводность вдоль магнитного поля существенно больше, чем поперек, так как сечение взаимодействия с электронами для необыкновенной волны падает $\sim B^{-2}$. Величина $\hbar\omega_B \approx 12 (B/10^{12}$ сс) кэв и значительно превышает характерную энергию (6.14). Когда энергия выделяется в тонком неравновесном слое, распределение светимости по звезде в случае магнитного поля отличается от распределения светимости у остывающей звезды. В последнем случае тепловой поток максимален в направлении вдоль магнитного поля и при вращении возможна модуляция светимости. Если

^{*)} В работе ¹⁵⁰ (см. также ⁷⁰) отмечалось, что в рентгеновском диапазоне 1—7 кэв находится минимум доли пульсирующего излучения центрального источника Крабовидной туманности, что связано, по-видимому, с различным видом спектров протяженного и точечного источников.

⁷ УФН, т. 127, вып. 2

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, В. М. ЧЕЧЕТКИН

выделение энергии происходит равномерно в неравновесном слое, то тепловой поток по поверхности будет одинаков, но наличие магнитного поли приведет к модуляциям спектра и поляризации, обнаружить которые значительно труднее. Вдоль поля должна резко увеличиваться круговая поляризация излучения, так как выходит в основном необыкновенная волна, для которой мало сечение. Существование неравновесного слоя может служить причиной появления различных нестационарных явлений, которые рассматриваются в следующей главе.

7. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ НЕРАВНОВЕСНОГО СЛОЯ

a) Устойчивость слоя относительно раскачки колебаний

Имеются две причины, приводящие к неустойчивости неравновесного слоя. Во-первых, внешняя граница слоя является колебательно-неустойчивой. Расширение слоя, при котором плотность наружного слоя становится меньше $\rho_1 = 10^{10} \mu_e \ c/cm^3$, приводит к быстрому спонтанному делению ядер, увеличению тепловой энергии, замедляет падение давления и уменьшает возвращающую силу.

Таким образом, выделение энергии при расширении способствует раскачке колебаний на внешней границе слоя.

Другой причиной, способствующей развитию неустойчивых колебаний, является малость показателя адиабаты для колебаний, в которых поддерживается частичное равновесие между ядрами, нейтронами и электронами и выполняется формула (5.5). В этом случае приближенный равновесный показатель адиабаты, учитывающий только давление электронов, вычислялся следующим образом.

Из выражений (3.1) и (5.5), выражения для $\rho = n_A A m_p / (1 - x_n)$, $\mu e = \frac{A}{Z(1 - x_n)}$ и условия $d(\rho/n_A) = 0$ получаем

$$\dot{d} \ln P = \frac{4}{3} (d \ln \rho + d \ln A),$$
$$d \ln A = \frac{1}{4} \frac{28}{4} \left(33 - \frac{A}{28} \right) d \ln P$$

Отсюда сразу имеем

$$\gamma = \left(\frac{d\ln P}{d\ln \rho}\right)_{S=0} = \frac{4/3}{(2/3) + (308/A)}.$$
 (7.1)

При вычислении (7.1) состав считался равновесным. Величина γ при этом достигает $\gamma = 0,091$ при A = 22 на внутренней границе слоя. Столь малая величина γ может приводить к раскачке внутренней границы слоя, которой соответствует характерный период

$$T \approx \frac{2\pi}{|\sqrt{4\pi G \rho}} \approx 10^{-2} \ cek \ для \ \rho = 10^{12} \ e/cm^3.$$
 (7.2)

Из-за конечной скорости β-процессов, поддерживающих равновесное A из (5.5), при колебаниях возникают отклонения от равновесного A. Колебания затухают из-за излучения нейтрино и перехода энергии колебаний в тепло при неравновесных β-процессах ^{51-54, 74}. В результате могут возбуждаться квазистационарные колебания с периодом (7.2).

Отметим, что неустойчивость на внешней границе приводит к распаду ядер во внешних областях и приближению к полному термодинамиче-

скому равновесию. Эта неустойчивость перестанет действовать, когда равновесный слой станет достаточно толстым и для возбуждения неустойчивости потребуются сильные возмущения плотности, отсутствующие в реальности.

б) Скачки периода, сопровождаемые уменьшением скорости вращения

Диффузия нейтронов внутрь звезды ведет к уменьшению массы неравновесного слоя и увеличению его толщины. Ядра образуют кристаллическую решетку; поэтому растягивание слоя ведет к деформации решетки и появлению внутренних напряжений, которые задерживают растяжение. Когда внутренние напряжения превысят предел прочности, произойдет разлом кристалла, внутренние напряжения скачком снимутся и толщина слоя скачком возрастет до равновесной величины. Это приведет к скачкообразному увеличению момента инерции и уменьшению скорости вращения. Скачки периода, сопровождаемые его ростом, наблюдались у пульсара в Крабе ⁷⁵. Максимальное относительное замедление $\eta_- = \Delta \omega/\omega \approx$ $\approx -10^{-9}$ меньше, чем относительное ускорение $\eta_+ = \Delta \omega/\omega = 2,5 \cdot 10^{-9}$, наблюдаемое в том же пульсаре ⁷⁶ *).

Еще более сильные скачки периода, сопровождаемые увеличением угловой скорости, наблюдались у пульсара Вела, ∆ω/ω ≈ 2·10^{-6 ?7-80}. Скачки, увеличивающие угловую скорость, связываются обычно с накоплением внутренних напряжений и разломом коры либо кристаллического нейтронного ядра из-за деформации звезды в процессе медленной потери вращательного момента ^{81,82}. Причиной резкого роста угловой скорости может быть также быстрое уменьшение толщины оболочки за счет нейтронизации ^{73,83}. Нейтронизация также наступает как результат увеличения плотности в оболочке в процессе потери вращательного момента. Единственной возможностью появления скачков периода, дающих как ускорение. так и замедление вращения, был до сих пор предложенный Скарглом и Пачини ⁸⁴ механизм накопления частиц в магнитосфере пульсара и внезапного их выброса в результате развития неустойчивости. Однако этот механизм не объясняет наблюдаемого различия между скачками разных знаков: у Краба η₊ больше, чем η₋, а у пульсара Вела наблюдались только ускорения вращения. Существенный порок, присущий этому механизму, отмечен Шкловским ⁸⁵. Плотность горячих частиц, накапливаемых в магнитосфере, оказывается столь большой, что их рекомбинационное излучение достигает 10^{41} эрг/сек и время рекомбинации $\sim 10^{-10}$ сек: оно находится в явном противоречии с наблюдениями.

Расширение неравновесного слоя, связанное с диффузией нейтронов, идет наиболее интенсивно в первые $\sim 10^4$ лет; поэтому скачки с увеличением периода бывают значительно чаще у молодых пульсаров, чем у старых. Видимо, поэтому у пульсара Вела скачки с ростом периода не наблюдались.

Особенностью расширения неравновесной оболочки является то, что сначала деформируются внешние слои, а со временем деформация перемещается внутрь (см. рис. 6). Так как основная масса расположена во внутренних слоях, у молодых нейтронных звезд разломы должны происходить чаще и быть менее мощными. Со временем частота разломов уменьшается, но величина η_ растет. В пульсаре Вела величина η_, если такие

^{*)} В работе ¹⁶⁴ закон изменения периода представляется в виде стохастических изменений разного знака, накладываемых на плавное увеличение периода. Ниже все быстрые увеличения периода для краткости будем называть скачками.

the second of antipersonal destroyed and an

скачки будут наблюдаться, должна быть больше, чем у пульсара в Крабе. Таким образом, мы предполагаем различное происхождение скачков, связанных с уменьшением и увеличением периода. В первом случае происходит быстрое поджатие звезды, причиной которого являются звездотрясения, вызванные замедлением вращения, или нейтронизация, происходящая по той же причине. Во втором случае также происходят звездотрясения, но они сопровождаются скачкообразным расширением коры, и причиной их является диффузия неравновесных нейтронов внутрь звезды.

Если звезда вращается, то расширение слоя приводит к появлению сдвиговых деформаций $\Delta \varphi$, которые, однако, очень малы для наблюдаемых скоростей вращения пульсаров ²⁰. Используя оценку ⁸¹, имеем $\Delta \varphi \approx (\Omega/\Omega_{max})^2 \Delta R/R \ll 10^{-3}$, $\Omega_{max} \approx 10^4 \ ce\kappa^{-1}$. Линейная деформация существенно больше $\delta \approx \Delta r/h$, где h — толщина слоя. Величина линейной деформации $\delta = 10^{-2} - 10^{-3}$ накапливается (см. рис. 6) за 2-0,2 года за первые сто лет и за 30-3 года через тысячу лет. Если принять величину $10^{-2} - 10^{-3}$ за предельную относительную деформацию ⁸¹,⁸² как для сдвига, так и для растяжения, то приведенные выше значения дают время между разломами коры и звездотрясениями. Оценим величину скачков периода. Если толщина коры увеличилась скачком на Δr , то при условии сохранения вращательного момента

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{2\Delta m \,\Delta r \cdot R}{I_0} ; \qquad (7.3)$$

 Δm — доля массы коры, где происходит разлом, Δr — увеличение толщины слоя с массой Δm . Примем $\Delta m = \epsilon m$, $m = 2 \cdot 10^{29} \epsilon$ — максимальная масса неравновесного слоя, а $\Delta r = \epsilon \delta r_0$, $r_0 = 240 \ m$ — начальный радиус неравновесного слоя, $I_0 = 10^{45}$ — центральный момент инерции нейтронной звезды, $R = 10^6 \ cm$ — радиус звезды. Тогда

$$\eta = \frac{\Delta\omega}{\omega} = -10^{-5} \varepsilon^2 \delta. \tag{7.4}$$

При $\delta = 10^{-2} - 10^{-3}$ и $\varepsilon = 0,1$ имеем $\Delta \omega / \omega = -(10^{-9} - 10^{-10})$, т. е. это близко к тому, что наблюдается в Крабе. Верхняя граница η_{-} при $\varepsilon = 1$ составляет | η_{-} | $< 10^{-7} - 10^{-8}$, что более чем на порядок меньше величины $\eta_{+} = 2 \cdot 10^{-6}$, наблюдаемой в пульсаре Вела.

в) Гамма-вспышки от нейтронных звезд

Гамма-вспышки, открытые в 1973 г. ⁸⁶⁻⁸⁸, относятся к числу наиболее загадочных явлений. Расстояния до этих событий неизвестны, поэтому имеются только относительные наблюдательные данные: полный поток на Земле до $2 \cdot 10^{-4}$ эрг/см² в интернале спектра 2 ког — 5 Мэс; спектр в этой области с максимумом на ~150 кос; тонкая временная структура некоторых всплесков, где имеются детали длительностью ~0,1 сек. Подробные данные об индивидуальных вспышках даны в работах ⁸⁹, ⁹⁰, имеется также каталог временных у-источников ⁹¹, где перечислены основные свойства известных источников.

Расстояния до источников и полная мощность определенно неизвестны. Из изотропии их распределения можно сделать вывод, что они являются либо далекими внегалактическими (>10 Mnc), либо довольно близкими (<300 nc) галактическими. Имеются некоторые, следующие из наблюдений, аргументы в пользу галактическими природы всплесков ⁹², которые, однако, не являются решающими. Теоретическая интерпретация тонкой временной структуры γ-вспышек ⁸⁹, ⁹⁰ очень затруднительна в случае их внегалактического происхождения, связанного со взрывами Сверхновых.

в случае их внегалактического происхождения, связанного со взрывами Сверхновых. Будем считать, что вспышки образуются в ближних областях Галактики. Какойлибо оптический объект в направлении некоторых у-вспышек отсутствует ⁹³; поэтому предположим, что вспышки связаны с нейтронными звездами, оптическое излучение которых может быть мало. Появление у-вспышки связано с ядерным взрывом, происходящим в результате выноса вещества из неравновесного слоя на поверхность в момент звездогрясения ⁹⁴, ⁹⁵. Имеются некоторые другие гипотезы галактического проис-

хождения у-вспышек, которые изложены в обзоре ⁹⁶. Если скачки периодов связаны со звездотрясениями (см. ⁷⁶) или с вулканической деятельностью ⁹⁷, то вещество может быть перемещено из внутренних областей оболочки на поверхность. Недавно был предложен механизм звездотрясений, основанный на эффекте Померанчука в квантовой нейтронной ферми-системе при наличии фазового перехода жидкость — кристалл ⁹⁸.

На поверхности звезды сверхтяжелые ядра неустойчивы относительно β -распадов, которые являются первыми и самыми медленными процессами; последующее деление ядер и α -распад происходят много быстрее и могут приниматься мгновенными. Время β -распада может быть записано в виде ($\varepsilon_{\beta} - \varepsilon_{f,e} \gg m_e c^2$)

$$t_{\beta} \approx \frac{30ft}{\ln 2} \frac{(m_e c^2)^5}{(\varepsilon_p - \varepsilon_{f,e})^5} = 50 - 10^{-4} \ ce\kappa \tag{7.5}$$

для $ft = 10^3 - 10^5$; $\varepsilon_{\beta} - \varepsilon_{f, e} = 5 - 20$ Мэе.

Время t_в определяет время выделения ядерной энергии; известные временные масштабы у-всплесков 0,1—30 сек лежат в интервале (7.5).

Образование ү-квантов при ядерном взрыве происходит в основном при ү-излучении возбужденных ядер, образующихся при β -распадах, ядерном делении, α -распадах, захватах нейтронов. Некоторое γ - и рентгеновское излучение возникает при торможении и в основном при синхротронном излучении электронов, возникающих при β -распаде. Энергии синхротронных квантов $E_B \approx 3 \cdot 10^{-4} B\gamma^2$ кэв; при $B = 10^{11} cc$, $\gamma = E_e/m_ec^2 \approx 6$ имеем $E_B \approx 100$ кэв, а γ -кванты, появляющиеся при ядерном делении, имеют энергии 0,002—3 M_{36} ⁶⁹. Это находится в хорошем соответствии с наблюдаемым спектральным интервалом ⁸⁹. Энергия γ -излучения составляет $\sim 10\%$ полной энергии ядерного взрыва. Если среднее расстояние до нейтронной звезды составляет 300 nc, а средний полный поток на Земле $\sim 10^{-4}$ зрг/см², то выделение энергия в одном событии составляет $\varepsilon_{\gamma} \approx 10^{39}$ эрг. Выход энергии Q при превращении нейтронов в ядре составляет 10^{-2} от энергии покоя M_0c^2 , а для сверхтяжелых ядер эта величина равна $\sim 10^{-3}M_0c^2$. Для смеси примем $\eta = Q/M_0c^2 \approx 3 \cdot 10^{-3}$. Масса, необходимая для возникновения γ -всплеска при ядерном взрыве, составляет

$$M_{\gamma} \approx \frac{10}{3 \cdot 10^{-3}} \frac{E_{\gamma}}{c^2} \approx 3 \cdot 10^{21} \ e.$$
 (7.6)

Эта величина мала по сравнению с полной массой неравновесного слоя $\sim 10^{29}$ с (см. гл. 5); таким образом, одна нейтронная звезда может дать много у-всплесков и можно ожидать повторения всплесков в той же области неба.

Возможны два варианта развития процесса после того, как неравновесный слой появляется на поверхности звезды. Выделение энергии может быть достаточным для выброса вещества из звезды на бесконечность. Гравитационный потенциал на поверхности нейтронной звезды ~0,2 c^2 , так что требуется либо дополнительный источник энергии, например вращение при магнитном поле, либо произойдет в ~100 раз более быстрый расход неравновесного вещества. γ -излучение расширлющегося вещества зависит от оптической толщи т. Если $\tau \gg 1$, то излучение близко к чернотельному; для больших размеров куска материи его поверхностная температура T_S мала, и γ -излучение не происходит. Таким образом, γ -излучение может возникать либо в начальных стадиях расширения, когда размер вали и T_S велика, либо на последних стадиях, когда $\tau \leq 1$ и γ -кванты не превращаются в мягкое рентгеновское'и оптическое излучение. В промежутке можно бы об ы ожидать всплеска рентгеновского излучения. Наблюдаемые рентгеновские всплески ¹⁰⁰ довольно часто повторяются, поэтому их объяснение с помощью ядерных взрывов затруднительно *). Неясна также связь γ -вспышек со вспышками жесткого рентгеновского излучения ¹⁰¹. Не исключено, что здесь мы имеем дело с явлением одной и той же природы и спектр излучения определяется размерами и оптической толщей взрывающегося куска материи в момент наибольшего энерговыделения.

Если кусок вещества не может быть выброшен из нейтронной звезды, то он всегда имеет небольшой размер d, большую поверхностную температуру и происходит γ -излучение. Должно образоваться горячее пятно на поверхности звезды с $T = 5 \cdot 10^8 \, {}^\circ {
m K}$, $d = 10^4 \, c_M$ для получения γ -вспышки, похожей на наблюдаемую. В действительности можно ожидать среднего из этих двух случаев.

Спектр у-вспышки может быть аппроксимирован как степенным, так и экспоненциальным законом ⁸⁹. Спектр, который образуется при ядерном взрыве, не противоречит наблюдениям. Он должен являться смесью чернотельного спектра с $T \leq 5 \cdot 10^8$ °K, смягченного у-спектра ядерного взрыва и синхротронного излучения распадных электронов в рентгеновской области $E \leq 100$ кзг. Не имеет смысла точно подгонять наблюдаемый спектр ввиду имеющихся неопределенностей и широкого выбора возможностей.

^{*)} Рентгеновские всплески могут возникать при ядерном взрыве вещества на поверхности нейтронной звезды, поставляемого аккрецией ¹⁶⁵.

Отметим, что в этом механизме образования γ -всплесков поляризация может присутствовать только в рентгеновском диапазоне и должна отсутствовать в более жесткой области. Отсутствие поляризации в рентгеновской области также не противоречит модели. В других моделях γ -вспышек ¹⁰², ¹⁰³, которые связаны со скачками в нейтронных звездах, предполагается синхротронный характер γ -излучения и требуется поляризация во всем спектральном диапазоне. В жестком диапазоне $E \ge 200 \kappa_{36}$ в данной модели возможно существование рентгеновских и γ -ядерных линий, которые цока не наблюдались ⁸⁹.

Тонкая временная структура и наличие пиков длительностью ~0,1 сек ⁸⁸ также могут быть объяснены в этой модели. Тонкая временная структура γ -вспышки может объясняться несколькими последовательными выбросами вещества или появлением нескольких последовательных горячих пятен. Другой причиной тонкой структуры может быть наличие нескольких последовательных β -распадов в том же самом куске вещества, после каждого из которых происходит выделение только части ядерной энергии. Такое объяснение удовлетворяет наблюдениям, так как высота пиков и расстояния между ними довольно хаотичны. Механизм образования пиков при вращении облака электронов вокруг нейтронной звезды должен давать более периодическую картину пиков ¹⁰², ¹⁰³.

Таким образом, образование у-всплесков при ядерных взрывах на поверхности нейтронных звезд может объяснить энергетику, статистику, спектральные и временные особенности этого явления.

r) Свечение Крабовидной туманности

При звездотрясениях может происходить выброс вещества неравновесного слоя, в том числе свободных нейтронов, наружу. В работе Шкловского ⁸⁵ было показано, что выброс нейтронов из пульсара в Крабе может объяснить свечение Крабовидной туманности и наблюдаемую корреляцию между скачками периода и увеличением яркости волокна туманности. Оценки потока заряженных частиц из полярных шапок замагниченной нейтронной звезды показали ⁸⁵, что поток этих частиц примерно на 2 порядка меньше, чем требуется для свечения туманности. Вне полюсов выброс заряженных частиц невозможен из-за преграды со стороны магнитного поля. Выброс нейтронов устраняет эту трудность. Нейтроны свободно проходят область с сильным магнитным полем, распадаются через $\tau \approx 13$ мин на расстоянии $l \approx 0.4$ $\tau \approx 10^{13}$ см, ускоряются сильной волной от пульсара до больших энергий и дают излучение туманности.

В этой модели для свечения туманности необходим почти непрерывный поток нейтронов от пульсара. Вряд ли такой поток может происходить в виде непрерывного истечения типа ветра. По всей вероятности, в коре нейтронной звезды постоянно происходят мелкие скачки, приводящие к квазинепрерывному выбросу нейтронов. С такими мелкими скачками могут быть связаны постоянные нерегулярности в изменении периода пульсара в Крабе, наблюдения которых изложены в работах ⁸⁴, ¹⁶⁴. Это можно интерпретировать как постоянные мелкие разломы во внешней части коры, где сосредоточено мало массы. В этом случае должна наблюдаться однозначная корреляция между нерегулярностями периода и свечением туманности, аналогично наблюдаемой связи «большого» скачка с увеличением активности волокна туманности.

8. РОЛЬ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В НУКЛЕОСИНТЕЗЕ ЭЛЕМЕНТОВ

а) Процессы образования элементов

Согласно современным представлениям, образование основной массы элементов тяжелее железа происходит путем захвата нейтронов с последующими β-распадами.

Исключение составляет небольшое количество, около 30, так называемых обойденных элементов с избытком протонов, с концентрацией 10⁻²— 10⁻³ по отношению к соседним. Считается, что эти элементы могут образоваться, когда сильно возбужденные ядра теряют нейтроны с большей вероятностью, чем протоны. Причиной возбуждения могут быть космические лучи, высокоэнергичные протоны и α-частицы ¹⁰⁴. В последнее время Домогацким и Надежиным была разработана оригинальная модель образования обойденных элементов в результате взаимодействия обычных ядер с нейтринным импульсом от коллапсирующего ядра звезды ¹⁰⁵.

Вернемся к основному вопросу о синтезе тяжелых элементов за экслезным пиком. Начиная с классической работы ¹⁰⁶, существует следующая картина образования тяжелых элементов. Выделяются два характерных процесса: s-процесс (slow — медленный) и r-процесс (rapid — быстрый), в которых образуются соответственно s-элементы или r-элементы. Большая часть элементов может образовываться и в том и другом процессах. Основная общность для обоих процессов есть захват нейтронов. В s-процессе время между двумя последовательными захватами нейтронов много больше времени β-распада. Характерное время β-распадов, определенное по Kr⁷⁹ и Sm¹⁵¹, равно 10⁵ лет и 10 лет соответственно.

В *r*-процессе последовательный захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость β-распада не станет больше скорости захвата нейтронов. Характерные условия, в которых протекает *r*-процесс, можно сформулировать следующим образом ¹¹⁶: концентрация свободных нейтронов



Рис. 8. Пути образования элементов на N — Z-диаграмме. Верхняя линия показывает путь s-процесса вдоль долины β-стабильности элементов. Ниже расположена заштрихованная полоса, соответствующая r-процессу. Указанные времена определяют длительность достижения соответствующах пиков концентраций. Цифры для r-процесса при параметрах T_s = 1,0, lgn_n = 24 и начальных ядрах железа Z = 26 взяты из расчетов работы ¹²⁹. Точками обозначены стабильные ядра, образующиеся при r-процессе. Нижняя ступенчатая линия определяет n-процесс. Она соответствует предельному r-процессу при большой концентрации нейтронов lgn_n > 30, и ее расположение с ростом n_n не меняется. Ядра, образующиеся в n-процессе, попадают в долину стабильности в результате β-распада и деления с испусканием нейтронов.

 $n_1 \sim 10^{20}$ — 10^{30} см⁻³ при температуре $\sim 10^9$ °К. Таким образом, наиболее тяжелые ядра образуются в *r*-процессе. Отметим, что в *s*-процессе не могут образовываться элементы тяжелее Bi²⁰⁹, так как изотоп Bi²¹⁰, получающийся в результате захвата нейтрона ядром Bi²⁰⁹, неустойчив к α -распаду и превращается в Pb²⁰⁶.

Путь s- и r-процессов, согласно ¹²⁹, изображен на рис. 8; на том же рисунке показан путь образования элементов при больших концентрациях нейтронов, который будем называть n-процессом. n-процесс идет вдоль границы устойчивости ядер, где $Q_n = 0$. Впервые этот процесс образования тяжелых элементов в нейтронных звездах был предложен авторами в работах ³³, ³⁴, ⁵⁰. Отличие от традиционного r-процесса состоит в том, что обычный r-процесс обрывается при A = 270-275 и Z = 93 вследствие вынужденного деления ядер под действием нейтронов ¹²⁹.

В случае высоких концентраций нейтронов в *n*-процессе можно получить большие значения $A \approx 300$ вплоть до «островка стабильности». За метим, что в работе ¹⁰⁷ получено Z = 107 и A = 291 при $n_n \ge 10^{27}$ см⁻³

при учете повышения энергии связи для замкнутых нейтронных оболочек ¹⁰⁷⁻¹⁰⁹.

Последний синтезированный в настоящее время в земных условиях элемент характеризуется Z = 106 и $N \sim 152$, имеет чрезвычайно короткое время жизни и индефицируется по спонтанному делению ¹³⁰. На основании теории замкнутых оболочек были получены указания на то, что могут существовать элементы с Z = 114 и N = 184, а также Z = 126 и N = 184с довольно значительным временем жизни по отношению к а-распаду и делению 126, 127. В последние годы были предприняты энергичные поиски таких элементов в космических лучах ^{131, 132}, лунных и метеоритных породах ¹³⁰, ¹³⁴, ¹³⁶, а также в земных материалах ¹³³, ¹³⁵. Особенно интересны последние результаты по поиску следов сверхтяжелых элементов во вкраплениях в мадагаскарскую слюду, дающих гигантские гало из-за α-распада. Согласно результатам работы¹¹¹, были найдены указанные следы элементов с Z = 126 и некоторые другие. Но в настоящей момент подтверждений от экспериментальных групп, занимающихся аналогичными поисками, не получено. Более того, существуют объяснения результатов эксперимента работы 111 без привлечения существования сверхтяжелых элементов 112-114. Таким образом, твердых однозначных выводов о существовании сверхтяжелых элементов в настоящее время сделать, к сожалению, нельзя.

б) Возможности нуклеосинтеза при вспышках Сверхновых

Важным вопросом является связь описанных выше процессов с определенными астрофизическими объектами. Мы не будем останавливаться на *s*-процессе, хотя там существуют определенные трудности. Основной упорбудет сделан на *r*-процесс.



Рис. 9. Относительная распространенность нуклидов (ядер с данным атомным весом) в Солнечной системе как функция атомного веса A ¹⁵³.

Нормировка выбрана так, что N_a (Si) = 10⁸. Пики концентрации расположены при A = 138, 208 (з-пики) и при A = 130, 198 (г-пики). Пик распространенности элементов при N = 50 соответствует плато при A = 80-90.

На рис. 9 приведена распространенность элементов, взятая из работы ¹¹⁶. Как видно из рис. 8, 9, для типичных *r*-элементов мы имеем три пика с N = 50, 82 и 126. Еще в работе ¹⁰⁶ было показано, что они получаются при разных физических условиях. Так, например, если рассматривать образование трех пиков элементов при одинаковой плотности нейтронов $n = 10^{24}$ см⁻², то требуются температуры n = 1,45; 1,0 и 0,8 соответственно для каждого из пиков, в то время как одна температура $T_9 = 1$ требует соответственно разных концентраций нейтронов: $n = 8 \cdot 10^{19}$, $3 \cdot 10^{23}$ и $1 \cdot 10^{26}$ см⁻³.

На рис. 8 приведены характерные времена циклов, необходимые для образования данных пиков при заданном потоке нейтронов. Видно, что характерное время $\tau = 4$ сек для образования пика с N = 126 слишком велико по сравнению с временем $\tau = 0,5$ сек для пика N = 50. Это приводит к полному уничтожению пика с N = 50 при характерном времени $\tau = 4$ сек.

Поэтому трудно получить все три пика в едином процессе. В природе, возможно, *r*-процесс идет в различных астрофизических объектах.

В настоящее время считают, что условия, необходимые для *r*-процесса, осуществляются при взрывах Сверхновых. Сейчас трудно сделать какиелибо определенные выводы о роли Сверхновых в создании тяжелых элементов, так как в настоящее время нет законченной модели взрыва Сверхновой. Особенно сложно получить выброс вещества, прошедшего через большие плотности, в котором образуется много свободных нейтронов. Мы не будем останавливаться на этой проблеме, так как она требует отдельного рассмотрения. Отметим только, что немногие грубые расчеты взрыва Сверхновых, имеющиеся к настоящему времени ²³, ³⁹, ⁴⁷, дают недостаточные концентрации нейтронов в разлетающемся веществе. На этом основании отмечались трудности в объяснении происхождения тяжелых элементов ¹¹⁶.

В последнее время были достигнуты определенные успехи в теории взрыва Сверхновых ¹⁶⁶. Полученные теоретические модели возрождают надежду на возможность получения тяжелых элементов в центральных областях разлетающихся остатков взрыва.

в) Нуклеосинтез тяжелых элементов при участии нейтронных звезд

Астрофизическими объектами, связанными с возможным нуклеосинтезом *г*-элементов, являются нейтронные звезды. Впервые образование тяжелых элементов в сгустке из нейтронов было рассмотрено в работе Майер и Теллера ¹¹⁸. В настоящее время эта идея получила новое развитие. Существуют две модели, связанные с ролью нейтронных звезд в нуклеосинтезе. В работе ¹²⁸ высказано предположение о разрушении нейтронной звезды в тесной двойной системе, если второй компонент является черной дырой с большой массой. Возможность нуклеосинтеза тяжелых элементов при таком выбросе отмечается в работах ¹²⁰, ¹²¹. Нам кажется, что получение тесных двойных систем подобного типа маловероятно.

Другая альтернатива: выброс вещества из неравновесного слоя нейтронной звезды, рассмотрению которого посвящены гл. 4 и 5.

Механизм выброса вещества из неравновесного слоя был рассмотрен в предыдущих главах. Но в настоящее время не ясно, будет ли выброс взрывного типа, или материя будет изливаться с характерным гидродинамическим временем. От этого зависит путь химической эволюции вещества.

Рассмотрим вначале ситуацию, когда вещество взрывным образом выброшено из нейтронной звезды. Выброшенные из нейтронной звезды ^{94, 95} сгустки вещества, содержащие сверхтяжелые элементы, быстро расширяются, так что время расширения $t_{\rm H}$ до очень малой плотности много меньше времени t_{β} β -распада, и ядро от границы $Q_n = 0$ претерпевает β -распады, пока не превратится в стабильное ядро либо распадется (α -распад или деление). Для оценки времени разлета предположим, что выброшен сгусток размером $\sim 10^3$ см, внешняя граница которого расширяется со скоростью, близкой к скорости свободного падения на поверхности нейтронной звезды *v*.

Расширение с постоянной скоростью, характерное для адиабатического разлета шара в пустоту ¹¹⁰, дает

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{3v}{r}, \quad v = \frac{c}{3} \frac{r}{10^3 + (ct/3)}, \quad \rho = \rho_0 \left(\left| 1 + \frac{ct}{13 \cdot 10^3} \right)^{-3} \right)^{-3}.$$

Тогда характерное время расширения от плотности $10^{10} \ c/cm^3$ до $\rho \sim 10^{-6} \ c/cm^3 *$), когда прекращается *r*-процесс, есть $\sim 2 \cdot 10^{-2} \ cer$, что не превышает времени β -распада. Таким образом, вещество, выброшенное из нейтронной звезды и расширяющееся с большой скоростью из-за ядерного взрыва ^{94, 95}, очень быстро расшириться и сверхтяжелые элементы, сохранившиеся там, непосредственно будут поступать в межзвездную среду.

Можно рассмотреть ситуацию с медленным гидродинамическим расширением вещества неравновесного слоя нейтронной звезды. Тогда в процессе расширения будет происходить химическая эволюция вещества, определенная соотношением характерных времен: расширения, β -распада, радиационного захвата нейтронов и спонтанного деления ($t_{\rm fis}$). Рассмотрим модель такой эволюции ¹¹⁷.

Пусть вещество состоит из ядер (A, Z) и нейтронов. Как было показано в гл. 5, ядра (A, Z) находятся на границе устойчивости. Выброшенное вещество, попав в атмосферу нейтронной звезды, расширяется. Энергия Ферми для электронов $\varepsilon_{f,e} = mc^2 (\rho/\mu_e \cdot 10^6)^{1/3}$ эрг уменьшается. Как видно из рис. 2, заряд ядер растет в результате β -распада и, наконец, ядра попадают в область деления. Процесс захвата нейтронов и β -распад идут до тех пор, пока $t_{fis} > t_{\beta}$. Отметим, что скорость захвата нейтронов при рассматриваемых условиях всегда больше, чем скорость β -распада, т. е. ядра всегда находятся на границе устойчивости.

В работе ¹¹⁷ был проведен расчет эволюции ядер при таком расширении вещества. Для расчета использовались следующие предположения. Время расширения $t_{\rm H} \sim 446/\sqrt{\rho(c/cm^3)}$ сек, время радиационного захвата нейтронов $t_n = m_p/\alpha\rho \ \langle \sigma v \rangle$, где m_p — масса нуклона, α — доля нейтронов; время β -распада $t_{\beta} = 6\Delta/10^{-4} W_0^6$ сек, где Δ — плотность уровней в M_{26} - ¹²⁹. W_0 — энергия β -распада в M_{26} при условии $W_0 \gg \varepsilon_f$ и lg (ft) = 5 ¹²⁹. В расчете были использованы следующие значения параметров: $\sigma =$ = $10^{-25} cm^2$ — сечение захвата нейтронов, $v = 10^8 cm/cek$ — скорость нейтронов, $\Delta = 15$.

Период полураспада ядер определялся, согласно ¹³⁷, следующим выражением:

$$T_{1/2} = 10^{-21} \cdot 10^{-7, 85E}$$
 (cer),

где $E = [19,0-0,36 \ (Z^2/A) + \varepsilon] \ (M_{26}), \ \varepsilon = 0,7$ для дважды четных, $\varepsilon = 0,4$ для четных и $\varepsilon = 0$ для остальных.

На ЭВМ был проведен расчет эволюции ядер согласно приведенным уравнениям. В результате было показано, что $t_{\rm fis}$ становится меньше t_{β} , когда плотность $\rho \sim 5 \cdot 10^8 \ e/cm^3$, независимо от начальных условий в веществе. Скорость радиационного захвата нейтронов всегда больше скорости β -распада при указанных условиях.

В работе ¹¹⁹ отмечалось удаление границы деления до $A \approx 350$ из-за избытка нейтронов. Такие ядра могут вполне существовать в условиях неравновесного слоя. Но в процессе выброса, в условиях кинетики, могут образовываться ядра с еще большими A (надо только, чтобы было $t_{\rm fis} > t_{\rm fb}$). Хотя и A = 350 достаточно для образования ядер «острова стабиль-

^{*)} Значение плотности 10⁻⁶ г/см³ получается из формулы $n = 1/\langle \sigma v \rangle \tau$ при $\langle \sigma v \rangle = 3 \cdot 10^{-17} cm^3/ce\kappa^{115}$ и $\tau = t_\beta = 3 \cdot 10^{-2} ce\kappa$.

оболочки нейтронных звезд

ности» после нескольких β-распадов, деление ядра с бо́льшими A также может дать ядра «острова стабильности» сразу в процессе деления. Таким образом, вещество, выброшенное из нейтронной звезды, а вместе с ним образовавшиеся тяжелые ядра, попадает в атмосферу нейтронной звезды. Потом, электродинамическими механизмами ускорения, оно может рассеиваться в межзвездной среде. Оно может также выбрасываться за счет энергии ядерного взрыва ^{94, 95}.

Оценим количественно возможности такого механизма образования тяжелых элементов в Галактике. Будем рассматривать элементы с A > 150, обильность которых на Солнце составляет 10^{-8} по весу, в основном за счет свинца Pb^{206} , и элементы с A > 210, суммарная обильность которых на 2—3 порядка меньше ¹¹⁵. Если считать, что небольшая доля массы неравновесного слоя $\sim 10^{-3} M = 10^{-7} M_{\odot}$ из (5.13) превратится в конце концов в тяжелые и сверхтяжелые элементы, то 10^7 — 10^8 нейтронных звезд могли бы создать в галактике с массой $10^{11} M_{\odot}$ обильность тяжелых элементов 10^{-10} — 10^{-11} по массе, что достаточно для объяснения элементов с A > 210. Если же число нейтронных звезд достигает 10^9 , а эффективность $\sim 10^{-2} M = 10^{-6} M_{\odot}$ на одну нейтронную звезду, то можно объяснить и происхождение элементов с A > 150 выбросами из нейтронных звезд.

г) Производство дейтерия

Рассмотрим еще один критический момент в теории нуклеосинтеза, связанный с производством дейтерия. Наблюдаемая концентрация дейтерия $D/H \sim 10^{-4}$ 122 , по-видимому, превосходит количество дейтерия, получаемого в горячей модели при принятой космологической плотности (табл. IV). В настоящее время плотность Вселенной уверенно можно дать в рамках (в модели с космологической постоянной $\lambda = 0$)

Таблица IV

Наблюдения	Космические лучи	Нуклеосинтез дейтерия D в горячей Вселенной 140				
		р, г/см3	5 • 1 0-30	10-30	3 • 10-31	
$\begin{array}{c} 1, 4 \cdot 10^{-4} *), \\ 6 \cdot 10^{-3} * *) \end{array}$	Мало	D/H	3,1.10-5	$2, 1 \cdot 10^{-5}$	1,4.10-4	
*) По данным **) По наблюде	I	۱ 				

 $0,02\rho_c \leq \rho \leq 6\rho_c$, где $\rho_c = 3H^2/8\pi G = 6 \cdot 10^{-30} (H/55)^2 (z/cm^3)$; H — постоянная Хаббла в км/сек · Mnc. Нижняя оценка получается из полной видимой массы галактик, верхняя — из условия, что мы не видим большого замедления расширения Вселенной. Для того чтобы наблюдаемая концентрация дейтерия в межзвездной среде могла иметь космологическое происхождение, необходимо, чтобы плотность Вселенной $\rho < 0,05\rho_c$. Такая плотность меньше средней плотности, получаемой при учете вириальной массы галактик и существования гало ¹³⁹. Концентрация дейтерия в зависимости от плотности мира приведена в табл. IV.

В последние годы в связи с этим была рассмотрена возможность некосмологического происхождения дейтерия. Наиболее интересна модель образования дейтерия в оболочках Сверхновых ¹²³. Но, как показано в работах ¹²⁴, ¹²⁵, в этих процессах получается слишком большое содержание Li, которое противоречит наблюдению его концентрации в межзвездном газе. В работе ¹⁵² на основе расчета структуры ударной волны делается вывод о невозможности нуклеосинтеза и других легких элементов в оболочках Сверхновых.

Отметим, что есть возможность получения наблюдаемой концентрации дейтерия без искажения космологического нуклеосинтеза других элементов при испарении первичных черных дыр ¹³⁸.

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, В. М. ЧЕЧЕТКИН

Другая возможность имеет место при выбросах из нейтронных звезд, где, наряду с тяжелыми элементами, выбрасываются свободные нейтроны, которые, соединяясь с протонами, упавшими ранее на нейтронную звезду или находящимися в более про-тяженной оболочке, образуют дейтерий без примеси других легких элементов. Если принять $\sigma v = 3 \cdot 10^{-17}$, v = c/3, время жизни нейтрона $\tau_{\rm H} \sim 700$ сек, то для захвата нейтрона необходима плотность окружающих протонов $n_p = 1/\sigma v \tau \sim 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, что возможно при аккреции вещества на нейтронную звезду в двойной системе. Обрано возможно и ра импрочио и на поверхности нейтронной звезды. Максимальное количество водорода, упавшего на звезду, составляет $M_{\rm H}=0.1 imes P_{\rm H}pprox 20^{22}$ г, считая, что $\rho_{\rm H} \leqslant 10^6 \ e/cm^3$, а $P_{\rm H}$ и $M_{\rm H}$ определяются (5.9) и (6.7). Количество взрывов в течение существования неравновесного слоя может быть очень большим, ~10⁶, тогда масса 10²⁸ г может превратиться в дейтерий вокруг нейтронной звезды. В этом случае носоц то может провных звезд может быть достигнота концентрация дейтерия 10^{-3} — 10^{-4} по массе ¹²², ¹⁵¹. Всего же ~ 10^9 нейтронных звезд могут создать среднее обилие дейтерия в межзвездном газе ~ 10^{-5} . Так как избыток дейтерия наблюдается только в отдельных направлениях ¹⁵⁶, предположение о производстве его при выбросах из нейтронных звезд заслуживает внимания.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из вышеизложенного, неравновесные слои, образующиеся в оболочках нейтронных звезд, могут быть важны для поддержания рентгеновской светимости одиночных нейтронных звезд, нуклеосинтеза тяжелых элементов и объяснения всплесков у-излучения. Для уточнения количественных характеристик слоя и связанных с ним явлений необходимо знание свойств тяжелых ядер вблизи границы $Q_n = 0$, сечений взаимодействия нейтронов с такими ядрами, расчет кинетики ядерных реакций при переходных температурах от ядерного равновесия к замороженному числу ядер. Решение этих физических задач позволит сделать более определенные расчеты различных процессов в облочках нейтронных звезд и их наблюдательных проявлений.

Авторы благодарны Я. Б. Зельдовичу за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

Институт космических исследований AH CCCP Институт прикладной математики AH CCCP

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Hewish A.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1970, v. 8, p. 256.
 Baade W., Zwicky F.— Proc. Nat. Acad. Sci., 1934, v. 20, p. 255.
 Landau L.— Phys. Sovjetunion, 1932, Bd. 1, S. 285.
 Ландау Л.— ДАН СССР, 1937, т. 6, с. 301.
 Giacconi R., Gursky H., Kellog E., Schreier E., Tanan-baum H.— Astrophys. J. Lett., 1971, v. 167, p. L67.
 Gursky H., Schreier E.— In: Proc. of Symposium of LAU No. 67.— Moscow: 1974.
- Moscow: 1974.
- 7. Дайсон Ф., Тер Хаар Д. Нейтронные звезды и пульсары. М.: Мир, 1973.

- 1973.
 8. Сапито V. Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1974, v. 12, p. 167.
 9. Сапито V. Ibid., 1975, v. 13, p. 335.
 10. Ваут G., Ретніск С. Апп. Rev. Nucl. Sci., 1975, v. 25, p. 27.
 11. Бисноватый Коган Г. С. Вкн. II Международная школа по ней-тронной флаике. Дубна: 1974. С. 139.
 12. Бете Г. Теория ядерной материи. М.: Мир, 1974.
 13. Рап daripan de V. R. Nucl. Phys. Ser. A, 1971, v. 178, p. 123.
 14. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1609.
 15. Roadles C. E., Ruffini R. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 324.
 16. Sabbadini A. G., Hartle J. B. Astrophys. and Space Sci., 1973, v. 25, p. 117.

- 117. 17. Hegyi D. J., Lee T. S. H. - Astrophys. J., 1975, v. 201, p. 462.

- 18. Bowers R. L., Glesson A. M., Pedigo R. D.- Ibid., 1976, v. 205, р. 261. 19. Bolton C.— Nature, 1972, v. 235, p. 271. 20. Taylor J. H., Manchester R. N.— Astron. J., 1975, v. 80, p. 794. 21. Усов В. В. Галактическая и внегалактическая астрономия: Астрофизика 24. Усов В. В. Галактическая и внегалактическая астрономия: Астрофизика 25. Усов В. В. Галактическая и внегалактическая астрономия: Астрофизика 26. Усов В. В. Галактическая и внегалактическая астрономия: Астрофизика 26. Усов В. В. Галактическая и внегалактическая астрономия: Астрофизика 26. Усов В. В. Галактическая и внегалактическая астрономия: Астрофизика

- высоких энергий. М.: ВИНИТИ, 1977. (Итоги науки и техники. Т. 9). 22. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Релятивистская астрофизика. — М.:
- Наука, 1967.
- 23. Имшенник В. С., Надежин Д. К. Овспышках сверхновых: Дополне-ние к книге: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Релятивистская астрофизика. — М.: Наука, 1967. — С. 604.
- 24. Bethe H., Börner G., Sato K.- Astron. and Astrophys., 1970, v. 7, p. 279.
- 25. Baym G., Bethe H., Pethick C.— Nucl. Phys. Ser. A, 1971, v. 175, p. 225.
- 26. Arponen J.- Ibid., 1972, v. 191, p. 257. 27. Buchler J. R., Barkat Z.- Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 48.
- 28. Ravenhall D. G., Bennett Č. D., Pethick C. J.— Ibid., 1972, 28. р. 978.
 29. Negele J. W., Vautherin D. — Nicl. Phys. Ser. A, 1973, v. 207, р. 298.
 30. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. — М.: Наука, 1964.
 31. Муегз W., Swiatecki W. — Апп. Phys., 1969, v. 55, р. 395.
 32. Сурков Е. Л., Чечеткин В. М. Препринт ИПМ АН СССР № 58. --

- Москва: 1976.
- Висноватый Коган Г. С., Чечеткин В. М. Письма ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 622.
- 34. Bisnovátyi-Kogan G. S., Chechetkin V. M.— Astrophys. and Space Sci., 1974, v. 26, p. 3.

- 5. Бисноватый-Коган Г. С. Астрофизика, 1968, т. 4, с. 221. 36. Надежин Д. К. Препринт ИПМ АН СССР № 98. Москва: 1975. 37. Надежин Д. К. Препринт ИПМ АН СССР № 106. Москва: 1975. 38. Надежин Д. К. Препринт ИПМ АН СССР № 26. Москва: 1976. 39. Иванова Л. Н., Импенник В. С., Чечеткин В. М. Препринт ИЛМ АН СССР № 26. 2664 4000 ИПМ АН СССР № 31. — Москва: 1975; Астрон. ж., 1977, т. 54, с. 354, 661, 1009. 40. Clifford F. E., Tayler R. I. — Trans. Roy. Astron. Soc., 1965, v. 69,
- p. 2, 21.
- 41. И мшенник В. С., Надежин Д. К.— ЖЭТФ, **1972**, т. 63, с. 1548.
- 42. Имшенник В. С., Надежин Д. К., Пинаев В. С.— Астрон. ж., 1966, т. 43, с. 1215.
- 43. Имшенник В. С., Надежин Д. К., Пинаев В. С.— Ibid., 1967, т. 44, с. 768.
- 44. Чечеткин В. М. Ibid., 1968, т. 45, с. 202.

- 45. Чечеткин В. М.— Ibid., 1969, т. 46, с. 206. 46. Имшенник В. С., Чечеткин В. М.— Ibid., 1970, т. 47, с. 929. 47. Иванова Л. Н., Имшенник В. С., Надежин Д. К.— Научные информации Астрон. совета АН СССР, 1969, № 13, с. 3.

- информации Астрон. совета ягг ссог, 1303 ж 10, с. б. 48. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974. 49. Salpeter E., van Horn H. Astrophys. J., 1969, v. 155, р. 183. 50. Чечеткин В. М. Астрон. ж., 1971, т. 48, с. 59. 51. Бисноватый Коган Г. С., Сеидов З. Ф. Ibid., 1970, т. 47, с. 139. 52. Nakazawa K., Murai T., Höshi R., Hayashi Ch. Progr. Theor. Phys. 1070, v. 44, р. 820
- Phys., 1970, v. 44, p. 829. 53. Nakazawa K.- Ibid., 1973, v. 49, p. 1932.
- 54. Бисноватый-Коган Г. С., Рудзский М. А., Сеидов З. Ф.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 1621. 55. Саакян Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. — М.:
- Наука, 1972. 56. Hartle J. B., Thorne K. S.— Astrophys. J., 1968, v. 153, p. 807. 57. Canuto V., Choi H. Y.— Space Sci. Rev., 1971, v. 12, p. 3. 58. Tsuruta S., Canuto V., Lodongnai J., Ruderman M.—

- Astrophys. J., 1972, v. 176, p. 739. 59. Аджян Г. С., Вартанян Ю. Л. Астрофизика, 1971, т. 7, с. 237. 60. Finzi A. Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 599. 61. Hansen C. J. Nature, 1966, v. 211, p. 1069. 62. Самарар А. С. W. App. Bay Action and Action here 1070.

- 62. Cameron A. G. W. Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1970, v. 8, p. 179.
 63. Ruderman M. Ibid., 1972, v. 10, p. 427.
 64. Giacconi R., Murray S., Gursky H., Kellog E., Schreier E., Matilsky T., Koch D., Tananbaum M. Astrophys. J. Suppl., 4070 2075 21. 1972, v. 27, p. 37.

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, В. М. ЧЕЧЕТКИН

- 65. Амнуэль П. Р., Гусейнов О. Х.— Астрон. цирк., 1972, № 729. 66. Ruderman М.— Nature, 1968, v. 218, р. 1128. 67. Бисноватый-Коган Г. С., Куликов Ю. Н., Чечеткин В. М.—
- Астрон. ж., 1976, т. 53, с. 975. 68. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. —
- М.: ИЛ, 1960.
- 69. Хьюджс Д. Ж., Шварц Р. Б. Атлас нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1959.
- 70. Schrijver J., Heise J., Brinkman A. C., Gronenschild E., Mewe R., den Boggende A. J. E. - Astrophys. and Space Sci., 1976, v. 42, p. 205.
- 71. Gorenstein P., Tucker W.- Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1976. v. 14.
- 72. Pravdo S. H., Becker R. H. et al. Astrophys. J., 1976, v. 208, p. L67.
- 73. Бисноватый Коган Г. С. Астрон. цирк., 1969, № 529. 74. Рудзский М. А., Сеидов З. Ф. Астрон. ж., 1974, т. 51, с. 936. 75. Nelson J., Mills R., Cudaback D., Wampler J. Astrophys. J. Lett., 1970, v. 161, p. L235. 76. Papaliolios C., Carleton N. P. – Nature, 1970, v. 228, p. 445.
- 77. Radhakrishnan V., Manchester R. N. Nature, 1969, v. 222, p. 228.
- 78. Reichley P. E., Downs G. S.— Ibid., p. 229. 79. Reichley P. E., Downs G. S.— Nature Phys. Sci., 1971, v. 234, p. 48. 80. Manchester R. N., Goes W. N., Hamilton P. A.— Nature, 1976, v. 259, p. 291.

- 81. Ruderman M.— Nature, 1969, v. 223, p. 597. 82. Baym G., Pines D.— Ann. Phys. (N.Y.), 1971, v. 66, p. 816. 83. Бисноватый-Коган Г. С.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1970, т. 13, с. 1868.
- 84. Scargle J. D., Pacini F.- Nature. Phys. Sci., 1971, v. 232, p. 144.
- Шкловский И. С. Доклад на общемосковском астрофизическом семинаре 9 дек. 1976 г. Астрон. ж., 1977, т. 54, с. 655.
 К lebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A. Astrophys. J. Lett.,
- 80. Ктерезацег К. W., Strong Г. Б., Отзон К. А. Акторнуз. J. Lett., 1973, v. 182, p. L85.
 87. Сіпе Т. L., Desai V. D., Кіеbesadel R. W., Strong I. B. Івіd., 1973, v. 185, p. L1.
 88. Мазец Е. П., Голенецкий С. Б., Ильинский В. Н. Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 126.
 89. Метzger Е. А., Parker R. H., Gilman D., Peterson L. E., Trombka L. L. Astrophys. J. Lett. 1976, y. 196, p. L40.

- Trombka J. I. Astrophys. J. Lett., 1974, v. 194, p. L19. 90. Imhof W. L., Nakano G. H., Johnson C. H., Kilner R. C., Rea-gan J. R., Klebesadel R. W., Strong I. B. Ibid., 1974, v. 191, p. L7.
- 91. Strong I. B., Klebesadel R. W., Olson R. A. -- Ibid., 1974, v. 188, p. L1.
- 92. Strong I. B., Klebesadel R. W. -- Nature, 1974, v. 251, p. 396.
- 93. Grindley J. E., Wright E. L., McCrosky R. E. Astrophys. J. Lett., 1974, v. 192, p. L113.
 94. Bisnovatyi-Kogan G. S., Imshennik V. S., Nadezhin D. K., Chechetkin V. M. Astrophys. and Space Sci., 1975, v. 35, p. 3.
 95. Бисноватый Коган Г. С. Препринт ИКИ АН СССР Д-203. Москва:
- 1975.
- 96. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Усов В. В. УФН, 1975, т. 116, с. 517. 97. Dyson F.— Nature, 1969, v. 223, р. 486. 98. Брук Ю. М., Кугель К. И.— Астрофизика, 1976, т. 12, с. 351.

- 99. Лейпунский О. И. Гамма-излучение при ядерном взрыве. М.: Атомиздат, 1959.
- 100. Grindlay J. E. Preprint CFA/HEA-76-135, No. 562.—1976. 101. Бабушкина О. П., Братолюбова-Цулукидзе Л. С., Кудрявцев М. И., Мелиоранский А. С., Савенко И. А., Юш-ков В. Ю. — Письма Астрон. ж., 1975, т. 1, с. 32.

- 102. Tsygan A. I.— Astron. and Astrophys., 1975, v. 38, p. 287. 103. Pacini F., Ruderman M.— Nature, 1974, v. 251, p. 399. 104. Woosley S. F., Howard W. H. The «p» Process in Supernovae: Preprint UCR L-78933. --- 1976.
- 105. Домогацкий Г. В., Надежин Д. К. Препринт ИПМ АН СССР № 94.— Москва: 1976.
- 106. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F.-Rev. Mod. Phys., 1957, v. 29, p. 547.

ì

- 107. Берлович Е. Е., Новиков Ю. Н. Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 445. 108. Schramm D. N., Fowler W. A. Nature, 1969, v. 231, р. 103. 109. Ohnishi T. Progr. Theor. Phys., 1972, v. 47, р. 845. 110. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. 111. Gentry R. V. et al. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 111. 112. Fox J. D. et al. — Ibid., p. 629. 113. Stephan C. et al. — Ibid., p. 1534. 114. Sperks C. J. et al. — Ibid., 1977, v. 38, p. 205.

- 114. Sperks C. J. et al. Ibid., 1977, V. 38, p. 203.
 115. Тейлор Р. Дж. Происхождение химических элементов. М.: Мир, 1976.
 116. Тгіт ble V. Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, p. 877.
 117. Chechetkin V. M., Kovalsky M. Nature, 1976, v. 259, p. 643.
 118. Mayer M. J., Teller E. Phys. Rev., 1949, v. 76, p. 1226.
 119. Buchler J. K., Fowler W. A., Newman M. J., Howard M. Nature, 1976, v. 263, p. 354.
 120. Pringle J. E., Dearborn D. S., Fabian A. C. Ibid., p. 114.

- 121. Мигрhy G. L. Ibid., р. 115. 122. Rogerson Y. B., York D. C. Astrophys. J. Lett., 1973, v. 186, р. L95. 123. Hoyle F., Fowler W. A. Nature, 1973, v. 241, р. 384. 124. Гольдберг В. З., Чечеткин В. М. Астрон. ж., 1976, т. 53, с. 782.
- 125. Epstein R. I., Arnett W. D., Schramm D. W. Astrophys. J. Lett.,
- 1974, v. 190, p. L13. 126. Myers W. D., Swiatecki W.— Nucl. Phys., 1966, v. 81, p. 1.
- 127. Sobiczewski A., Gareev F. A., Kalinkin B. N.- Phys. Lett., 1966, v. 22, p. 500. 128. Lattimer J. M., Schramm D. W. — Astrophys. J., 1974, v. 192, p. L145. 129. Seeger P., Fowler W. A., Clayton P. — Astrophys. J. Suppl., 1965,
- v. 96, p. 121.
- 130. Флеров Г. Н. Поиски сверхтяжелых элементов: Препринт ОИЯИ Р7-8407. Дубна: 1974. — (Доклад на международной конференции по ядерным реакциям
- между сложными ядрами. США, 10—14 июня 1974 г.).
 131. Пауэлл С. Ф.— Вестн. АН СССР, 1968, № 9, с. 5.
 132. Sillivan D. O., Price P. B., Shirk E. K., Fowler P. H., Kidd J. M., Kobetich E. I., Thorne R.— Phys. Rev. Lett., 1971, 202 v. 26, p. 463.
- 133. Grimm W., Herrman G., Schüssler H. D.— Ibid., p. 1040, 1408. 134. Флеров Г. Н., Тер-Акопьян Г. М., Скобелев Н. К., Попен-
- 134. Флеров Г. Н., Тер-Акопьян Г. М., Скобелев Н. К., Попен-ко А. Г., Иванов М. П. Препринт ОИЯИ Р6-7588. Дубна: 1973.
 135. Флеров Г. Н., Тер-Акопьян Г. М., Гвоздев Б. А., Гей-кин Л. С., Гончаров Г. Н., Попенко А. Г., Скобелев Н. К., Цыб П. П. Препринт ОИЯИ Р-7759. Дубна: 1974.
 136. Bhaudari N., Bhat S. G., Lal D., Rajagopalan G., Tam-hane A. S., Venkatavaradan V. S. Nature, 1971, v. 230, p. 219.
 137. Hyde E. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. III: Fision Phenomena. 4064
- 1964.
- 138. Зельдович Я.Б., Старобинский А.А., Хлопов М.Ю., Чечеткин В. М.— Письма Астрон. ж., 1977, т. 3, с. 208. 139. Еіпаsto Ј., Кааsik А., Saar Е.— Nature, 1974, v. 250, р. 309. 140. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной.—
- М.: Наука, 1975.
- 141. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С. Астрон. ж., 1961, т. 38, с. 1016. 142. Novikov I. D., Zeldovich Ya. B. Nuovo Cimento Suppl., 1966, v. 4, p. 810.
- 143. Шкловский И.С. Астрон. ж., 1967, т. 44, с. 930.

- 143. Шкловский И. С. Астрон. ж., 1967, т. 44, с. 930.
 144. Бисноватый Коган Г. С., Каждан Я. М. Іbid., 1966, т. 43, с. 761.
 145. Герштейн С. С., Иванова Л. Н., Имшенник В. С., Хло-пов М. Ю., Чечеткин В. М. Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 189.
 146. Бисноватый Коган Г. С. Астрон. ж., 1970, т. 47, с. 813.
 147. Візпочатуі Кодап G. S., Ророч Үu. Р., Samokhin А. А. Astrophys. and Space Sci., 1976, v. 41, p. 321.
 148. Joss P. C., Rappaport S. A. Nature, 1976, v. 264, p. 219.
 149. Salpeter E. E. Astrophys. J., 1961, v. 134, p. 669.
 150. Trümper J. In: 14th Intern. Cosmic Ray Conference. München, 1975: Conference Papers. V. II. München, s.a. P. 3663.
 151. Wilson E. W., Penzias A. A., Jefferts R. B., Solomon P. M. Astrophys. J. Lett., 1973, v. 179, p. L107.
 152. Weaver T. A. Astrophys. J. Suppl. 1976, v. 32, p. 233.
 153. Сатегоп А. G. W. Space Sci. Rev., 1973, v. 15, p. 121.
 154. Вартанян Ю. Л., Овакимова Н. К. Астрон. ж., 1972, т. 49, с. 306.

- 155. Toor A., Seward F. D.- Astrophys. J., 1977, v. 216, p. 560.
- 155. Тоог А., Seward F. D. Astrophys. J., 1977, v. 216, p. 560.
 156. Репzias D. A., Wannier P. G., Wolson R. W., Linke R. A. Ibid., 1977, v. 211, p. 108.
 157. IAU Circ., 1977, No. 3039, 3054, 3118.
 158. Hulse R. A., Taylor J. H. Astrophys. J. Lett., 1975, v. 195, p. L51.
 159. Романова М. Н. Явления переноса в оболочках нейтронных звезд: Циплом-ная работа. МГУ. Физфак. Кафедра астрофизики. Москва: 1977.
 160. Arnett W. D. Astrophys. J., 1977, v. 218, p. 815.
 161. Weaver T. A., Zimmerman G. B., Woosley S. E. Presupernova Evolution of Massive Stars: Proprint UCBL-80460 1977

- Evolution of Massive Stars: Preprint UCRL-80460.-1977.
- 162. Имшенник В. С., Надежин Д. К. Астрон. ж., 1965, т. 42, с. 1154. 163. Кипdt W. Nature, 1976, v. 264, р. 673. 164. Groth E. Astrophys. J. Suppl., 1975, v. 29, р. 431. 165. Lamb D., Lamb F. Astrophys. J., 1978, v. 220, р. 291. 166. Герштейн С. С., Иванова Л. Н., Имшенник В. С., Хло-

- пов М. Ю., Чечеткин В. М. Препринт ИПМ АН СССР № 104. Москва: 1978.
- **167.** Киселев С. М., Сурков Е. Л., Чечеткин В. М., Чуянов В. А.— ЯФ, 1979, т. 29, № 3.