

**ФГБУ Государственный Научный Центр Российской Федерации
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
имени А.И.АЛИХАНОВА**

**на правах рукописи
УДК 524.35, 539.17**

**Научный консультант
доктор физ.-мат. наук Надёжин Д.К.**

ПАНОВ Игорь Витальевич

Образование тяжелых элементов при взрывных процессах в звездах.

Специальность 01.03.02 — Астрофизика и звездная астрономия

Специальность 01.04.02 — Теоретическая физика

**Диссертация на соискание
ученой степени доктора
физико-математических наук**

Москва — 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	6
Литературный обзор	6
Актуальность темы	27
Цель работы	29
Основные результаты и их научная новизна	30
Выносимые на защиту положения	33
Научная и практическая значимость работы	34
Личный вклад автора	36
Публикации	37
1. Образование тяжелых элементов в процессе быстрого нуклеосинтеза. Модель и методы.	44
1.1. Основные проблемы г-процесса	45
Путь г-процесса	47
1.2. Математические модели и численный метод	50
1.2.1. Кинетическая модель нуклеосинтеза	52
1.2.2. Тестовые задачи	57
1.2.3. эффективный алгоритм для моделирования слабого г-процесса	64
2-х кодовая методика моделирования нуклеосинтеза	65
Итерационная схема	66
Применимость 2х-кодовой схемы	67
1.3. Обсуждение	69
1.4. Заключение и Выводы	70
2. Особенности протекания г-процесса в трансурановой области и константное обеспечение нуклеосинтеза	72
2.1. Особенности г-процесса в условиях высокой плотности свободных нейтронов.	73
2.1.1. Массы и барьеры деления для неизученных экспериментально ядер	77
2.1.2. Моды деления и роль вынужденного деления в основном г-процессе	82
2.2. скорости реакций под действием нейтронов.	85

2.2.1. статистическая модель вынужденного и запаздывающего деления	86
2.2.2. Зависимость скоростей реакций под действием нейтронов от моделей ядерных масс и барьеров деления	92
2.2.3. расчеты скоростей реакций для астрофизических приложений с учетом разных моделей ядерных масс и барьеров деления	100
2.2.4. Аппроксимации скоростей вынужденного деления и радиационного захвата нейтрона	100
2.2.5. Скорости фотодиссоциации нейтрона и статистические веса	103
2.3. Вероятности запаздывающих процессов при бета-распаде нейтроно-избыточных ядер, участвующих в γ -процессе.	106
2.3.1. Запаздывающее деление	107
2.3.2. Силовая функция бета-распада	113
2.3.3. Прогнозирование вероятности эмиссии нейтронов и запаздывающего деления	118
2.4. скорости спонтанного деления	122
2.5. Массовое распределение продуктов деления	124
2.6. Влияние модели массового распределения ядер - продуктов деления на образование элементов в области второго пика	130
2.7. Экспериментальная проверка ядерных данных	133
2.8. Обсуждение	140
2.9. Заключение и Выводы	142
3. Динамика горячего ветра отproto-нейтронной звезды	144
3.1. Параметры ветра	145
3.2. Динамика ветра	149
3.3. Нуклеосинтез в горячем ветре	151
3.4. Асимптотика температуры и плотности и образование платинового пика	153
3.5. Постоянные асимптотические температура и плотность	156
3.6. временная зависимость асимптотических температуры и плотности	161
3.7. Зависимость нуклеосинтеза от параметров ветра	165
3.8. Обсуждение	171
3.9. Заключение и выводы	174

4. Основной r-процесс и прохождение волны нуклеосинтеза через трансурановую область.	176
4.1. длительная нейтронная экспозиция - необходимое условие для образования элементов платинового пика и трансурановых элементов.	177
4.2. образование тяжелых элементов в модели Слияния Нейтронных Звезд - зависимость выходов от параметров сценария и ядерных данных	183
4.2.1. Зависимость концентраций тяжелых элементов от модели запаздывающего деления при высокой начальной нейтронизации вещества и масс осколков деления	184
4.2.2. Роль запаздывающего и вынужденного деления	188
4.2.3. Динамика образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в r-процессе	192
4.3. спонтанное деление и образование сверхтяжелых элементов (СТЭ)	200
4.3.1. роль разных типов деления в остановке нуклеосинтеза	202
4.3.2. образование СТЭ	211
4.4. Космохронология	215
4.5. Обсуждение	218
4.6. Заключение и выводы	220
5. Образование СТЭ в Горячем и холодном r-процессе (в моделях коллапсирующих сверхновых)	222
5.1. Возможно ли образование сверхтяжелых элементов в природе?	222
5.2. Сравнительный анализ выходов СТЭ в зависимости от модели ядерных данных и типа сценария	224
5.3. Обсуждение	234
5.4. Заключение и выводы	235
6. Образование тяжелых элементов в слабом r-процессе	236
6.1. нейтринный нуклеосинтез в коллапсирующих сверхновых.	237
6.1.1. нейтронный источник в гелиевом слое	237
6.1.2. Модель и метод расчета	239
6.1.3. Образование химических элементов тяжелее железа за железным пиком	241
6.1.4. Ускорение r-процесса	245
6.1.5. Сечения поглощения нейтрино нейтронизбыточными ядрами.	249

6.2. r-процесс при взрыве термоядерной сверхновой	256
6.2.1. Условия для образование химических элементов от железа до ксенона при взрыве термоядерных сверхновых.	258
6.2.2. нуклеосинтез в термоядерной сверхновой	261
6.3. Обсуждение	265
6.4. Заключение и выводы	267
Заключение	269
ПРИЛОЖЕНИЯ	273
 А. Скорости радиационного захвата нейтронов и вынужденного деления: описание расчетных данных, находящихся в международной базе открытого доступа CDS. . .	273
 В. описание файлов в базе CDS	277
 С. примеры файлов из базы CDS	279
Список сокращений	286
Список литературы	287

ВВЕДЕНИЕ

Литературный обзор

Тяжелые ядра за железным пиком на кривой космической распространенности химических элементов образуются в природе в основном за счет реакций нейтронного захвата и последующего бета-распада. Анализ кривой распространенности элементов в солнечной системе показывает (Камерон, 1982), что синтез элементов тяжелее железа под действием нейтронов происходит в двух различных процессах, характеризующихся различными условиями. Первый – s-процесс (slow - медленный захват нейтронов) – имеет место, когда скорости β -распада образующихся нестабильных ядер значительно превосходят скорости (n, γ) -реакций: $\lambda_\beta \gg \lambda_{n\gamma}$ (при плотности нейтронов $n_n \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$), что не позволяет путем нуклеосинтеза отодвинуться от области стабильности. Механизм s-процесса достаточно хорошо изучен, поскольку в нем участвуют либо стабильные, либо долгоживущие и хорошо экспериментально изученные ядра. Второй – r-процесс (rapid-быстрый) – протекает в условиях, характеризующихся высокими значениями плотности нейтронов, такими, что $\lambda_\beta \ll \lambda_{n\gamma}$, а ядра, участвующие в таком нуклеосинтезе, имеют большой избыток нейтронов и малое время жизни. Многочисленные исследования этого процесса, проведенные за последние 50 лет, достаточно хорошо определили условия, необходимые для синтеза тяжелых ядер (см., например, работу Кеппелера и др. (1998) и цитируемую там литературу). Однако место протекания r-процесса, т.е. астрофизический сценарий создания условий для процесса быстрого нуклеосинтеза, ещё окончательно не определено.

После работы Бэрбиджа и др. (1957), в которой была проведена классификация различных процессов нуклеосинтеза в природе, разными авторами предлагались различные модели r-процесса, как стационарные (Сигер и др., 1965), так и динамические (Хиллебрандт, 1978), приводящие к созданию условий, в которых возможен синтез тяжелых элементов. За время изучения r-процесса было предложено более десяти таких сценариев (см., например, Мэтьюз, Коэн, 1990; Арну, Такахashi, 2007), включая такие, как взрыв на поверхности нейтронной звезды (Бисноватый-Коган, Чечеткин, 1979), столкновение нейтронной звезды с черной дырой (Латтимер, Шрамм, 1976), взрыв маломассивной нейтронной звезды (Имшенник, 1992), взрыв маломассивной сверхновой с $M \sim 8 - 10 \odot$ (Уилер и др. 1998; Сумиёши и др. 2001) или взрыва массивной сверхновой с

$M > 20M_{\odot}$ (запаздывающий механизм, Вусли и Хоффман, 1992; Такахashi и др., 1994; Вусли и др., 1994; Хан и Вусли, 1996; Томпсон и др., 2001; Терасава и др., 2002). Отметим также сценарий беззвучного коллапса с выбросом нейтронных пузырей (Имшенник и Литвинова, 2006), который был предложен в качестве источника гамма-вспышек, но может быть рассмотрен как место протекания нуклеосинтеза тяжелых элементов.

Какие условия необходимы для эффективного протекания τ -процесса? Как аналитические (Томпсон, 2001; Мейер и др., 1992), так и численные (Панов и Янка 2009), расчеты показывают, что τ -процессу требуется до 150 нейтронов на одно зародышевое ядро (обычно состоящих из элементов железного пика), для того, чтобы образовать наиболее тяжелые ядра - элементы платинового пика и урана - посредством чередования множественных нейтронных захватов и бета-распада. Для начального состава из ядер железного пика это приводит к значению $Y_e = \langle Z/A \rangle = 0.12-0.3$. Такой высокий избыток нейтронов возможен только при высокой плотности вещества, например, в нейтронных звездах при равновесии бета-процессов, основанном на больших Ферми-энергиях электронов, сравнимых с разницей масс нейтрона и протона (Мейер, 1989) или при слиянии нейтронных звезд (Россвог и др., 1999). Другой возможностью достижения высоких значений $n/seeds$ является замораживание реакций с заряженными частицами в среде с высокой концентрацией альфа-частиц при взрыве сверхновой ("extremely alpha-rich freeze-out") после завершения горения кремния в среде с умеренным значением $Y_e > 0.40$ Тилеманн и др., (1998); Хоффман и др. (1997). После замораживания реакций с заряженными частицами в веществе, которое расширяется от состояния с высокой температурой, но относительно низкой плотностью, вещество на 90% и более состоит из альфа-частиц с $A=4$ и $N=Z$, что даже при умеренных значениях нейтронного избытка (Y_e) позволяет достигать больших значений $n/seeds$ для небольшого количества существующих тяжелых ядер.

Еще одна возможность достижения достаточно высокого отношения числа нейтронов к зародышевым ядрам появляется в сценариях взрыва сверхновых II типа. В начале коллапса из-за колоссального нарастания плотности и температуры происходит диссоциация существующих ядер на нуклоны и альфа частицы, которые на стадии "отскока" вновь рекомбинируют в ядра. Причем нуклеосинтез с увеличением зарядового числа через нестабильные ядра с $A=5$ и $A=8$ возможен только путем трех-частичных реакций: три-альфа реакцию или $\alpha-\alpha-p$ с образованием ^{12}C и ^{9}Be , чьи скорости реакций квад-

ратично зависят от плотности. На этой стадии мерой возможности создания условий для r-процесса является энтропия, которая, в свою очередь, является мерой отношения между остаточными массовыми долями гелия и тяжелых ядер (Мейер и др., 1992).

Понимание образования тяжелых элементов во Вселенной требует критического и глубокого взгляда на природу этих процессов. Точное определение объекта локализации r-процесса пока не известно, хотя наблюдение r-элементов в звездах низкой металличности ($[Fe/H] = -3.0$) отчасти свидетельствует о трудностях объяснения химической эволюции элементов, в предположении, что процесс слияния нейтронных звезд является местом основного r-процесса, на больших временах химической эволюции (Аргаст и др. 2004), и о хорошей корреляции химической эволюции с коллапсирующими сверхновыми II Типа (Коуэн, Тилеманн, 2004; Коуэн, Снеден, 2006; Фаруки и др., 2009).

Анализ солнечной кривой распространенности элементов (Андерс, Гривесси, 1989; Симмерер и др., 2004); Арландини, 1999) и наблюдений старых звезд (Снеден и др. 2000) дает основание полагать, что существуют по крайней мере две группы физических сценариев протекания r-процесса (Вассербург и др., 1996; Хан и др., 1998). Первая группа, где реализуется основной r-процесс, предполагает образование химических элементов в области атомных масс $A > 120$. Необходимые условия могут быть получены как в сценарии сброса оболочки сверхновой горячим нейтринным ветром (Вусли, Хоффман, 1992; Такахashi и др., 1994), так и при слиянии нейтронных звезд (Россвог и др., 1999). Сценарии из второй группы - образования элементов тяжелее железа в области масс $60 < A < 120$ (дополнительный, или слабый, r-процесс) тоже пока не ясны. Существует несколько моделей: модель гелиевой вспышки (Хиллебрандт, Тилеманн, 1977; Туран и др., 1978), модель быстрого нуклеосинтеза, индуцированного нейтринным импульсом от коллапсирующей сверхновой (Эпштейн и др., 1988; Надёжин и др., 1998) и модель образования r-элементов в центральной области маломассивной сверхновой I типа с большим нейтронным избытком $\eta = (N - Z)/A$ и соответственно с малыми значениями $Y_e = (1 - \eta)/2$ (Хиллебрандт и др., 1984; Птицын, Чечеткин, 1982; Уилер и др., 1998) при дефлаграционном горении CO-ядра, обсуждавшаяся в работах Птицына, Чечеткина (1982); Блинникова и др. (1995).

В природе r-процесс может быть реализован в обеих группах сценариев, причем пока неясно, соответствует ли каждой группе один сценарий или несколько. Только дальнейшее моделирование и наблюдения смогут определить множественность сценариев и

объектов, в которых происходит г-процесс, а также степень их вклада в наблюдаемую распространенность тяжелых г-элементов.

Нейтринный ветер от горячих нейтронных звезд, возникающий в результате взрыва сверхновой, рассматривается многими авторами как возможная область г-процесса (см., например, Мейер и др., 1992; Вусли и др., 1994; Витти и др., 1993; Оцуки и др., 2000; Терасава и др., 2001; Ванайо и др., 2001). Часть вещества на поверхности нейтронной звезды нагревается потоком нейтрино от сверхновой, и происходит его выброс в виде звездного ветра. В данном явлении образуется горячий поток вещества с довольно высокой энтропией и умеренной плотностью, в котором при расширении и остывании создаются условия для протекания г-процесса.

Еще одна перспективная группа сценариев для г-процесса, связанная с процессом слияния сверхплотных остатков коллапсирующих сверхновых, была впервые предложена Блинниковым и др. (1984) и Бисноватым-Коганом и Чечеткиным (1979). Позднее численные расчеты Россвог и др. (1999) подтвердили реалистичность такого типа сценария для протекания г-процесса. В этих расчетах был смоделирован процесс слияния нейтронных звезд, сопровождающейся выбросом сильно нейтроноизбыточного вещества, условия в котором замечательно подходили для протекания г-процесса.

Рассмотрим последовательно прогресс, наблюдаемый при развитии сценариев, связанных со взрывом сверхновых, горячими ветрами от молодой нейтронной звезды и слиянием нейтронных звезд.

В работе Сумиёши (2003) было показано, что условия для г-процесса могут создаваться при взрывах сверхновых, инициированных различными механизмами, ответственными за взрыв маломассивных (мгновенный механизм) и массивных (запаздывающий механизм) сверхновых. Эти оба механизма взрыва могут объяснить наблюдаемый выход тяжелых элементов как в звездах предельно низкой металличности, так и с металличностью, соответствующей усредненным данным для солнечной системы.

В последние 10-20 лет коллапсирующие сверхновые (CCSne==core-collapse supernovae) рассматривались в качестве основного астрофизического объекта, в котором создаются условия, подходящие для протекания г-процесса. Сценарии, связанные с CCSne, включают генерируемый нейтрино ветер (Вусли и др. 1994; Такахаши и др. 1994; Хан, Вусли, 1996; Оцуки и др. 2000; Ванайо и др., 2001; Томпсон и др., 2001; Фаруки и др. 2010), быстрый (prompt) взрыв сверхновой CCSne (Сумиёши и др. 2001), или

сценарий коллапса разновидности коллапсирующей сверхновой, возникающий в пред- сверхновых с ядром из кислорода-неона-магния (electron-capture supernovae, ECSNe), развивающийся в работах Хиллебрандта и др. (1984) Ванайо и др. (2003) и сброс ударной волной внешних слоев ядра при взрыве ECSNe (Нинг и др., 2007).

Однако в современных моделях взрыва сверхновой не удается получить высоких концентраций свободных нейтронов, необходимых для полномасштабного г-процесса. Так, расчеты нуклеосинтеза в одномерной гидродинамической модели взрыва сверхновой ECSNe не подтверждают образование элементов с массовым числом больше 90 (Хоффман и др., 2008; Ванайо и др., 2009). Более того, недавнее длительное численное моделирование взрывов сверхновых CCSNe и ECSNe показало, что генерируемые нейтрально потоки вещества протонно-избыточны на всем протяжении расчетов (Фишер и др., 2010; Хюденпол и др., 2010), что является серьезной трудностью сценария г-процесса в горячем ветре от поверхностиproto-нейтронных звезд, возникающим после взрыва сверхновых CCSNe и ECSNe. Недавно Ванайо и др., (2011а) предположили в рамках двумерной модели взрыва сверхновой ECSNe, что слабый г-процесс может приводить к образованию транс-железных элементов в ранних богатых нейtronами конвективных каплях (BLOBS) такой сверхновой, но не тяжелее, чем $A \sim 120$.

Механизм взрыва коллапсирующей сверхновой имеет также неопределенности, связанные с вращением и магнитным полем, обсуждающиеся уже более 30 лет, но требующие трехмерного моделирования, и поэтому результаты, основанные на более ранних расчетах, имеют только предварительный характер. Главный вывод состоит в том, что для запуска механизма взрыва необходимы высокие скорости вращения и, возможно, очень большие магнитные поля. Поэтому основной вопрос - достичимы ли магнитные поля такой величины при коллапсе с вращением, и как долго они сохраняются после коллапса (Лебланк и Уилсон, 1970; Бисноватый-Коган и др., 1976; Мюллер и Хиллебрандт, 1979, и ссылки в них). Этот вопрос недавно был рассмотрен вновь в работе Моисеенко и Бисноватый-Коган (2008) Такиваки и др., (2009). В работе Кёппели и др., (2011) исследование вопроса было продолжено, так как существует еще одна причина, благодаря которой взрыв, инициируемый магниторотационным механизмом, представляет интерес - это поиск условий для протекания основного г-процесса на ранней стадии Галактической эволюции.

Остановимся подробнее на сценариях г-процесса, связанных со взрывом коллапси-

рующих Сверхновых и создании условий для нуклеосинтеза в так называемом горячем пузыре (hot neutrino bubble или hot entropy wind) - умеренно плотной и горячей области, образуемой за фронтом ударной волны, характеризующейся подходящими для r -процесса температурой и плотностью ($T_9 \sim 1$, $n_n \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$). Впервые детально r -процесс в данной области для модели СНII массой $20 M_\odot$ был рассмотрен Вусли с сотрудниками (Майер и др. 1992, Вусли и др., 1994). Указанная в их работах зависимость возможности протекания r -процесса от величины энтропии на барион, а не от плотности нейtronов и температуры, для такого типа сценариев используется по настоящее время.

Высокое значение энтропии означает наличие большого количества фотонов на барион. Значительная доля этих фотонов может принадлежать высокоэнергетичному хвосту распределения Бозе-Эйнштейна и, следовательно, может поддерживать низкую концентрацию 9Be в результате реакций фотодиссоциации этого ядра и распада 8Be . В свою очередь, это ограничивает общую скорость 3α и $\alpha\alpha n$ реакций, следовательно, производство зародышевых ядер. Поэтому гидродинамические модели предсверхновых удобно анализировать в смысле создания условий для r -процесса по величине энтропии, не рассматривая детально плотность нейtronов и температуру, являющиеся характеристиками в первую очередь классического r -процесса. Хотя существуют сценарии, когда условия для r -процесса достигаются и при низком значении энтропии. Аналогично, отношение числа нейtronов к числу тяжелых ядер в единице объема (т.е. отношением $n/seeds$) является функцией энтропии. Поэтому при высоких значениях энтропии, с большим количеством оставшегося гелия и массовой долей свободных нейtronов, сравнимой с малой распространностью тяжелых зародышевых ядер ($X_n \sim X_{Fe'}$), создаются условия для протекания r -процесса (Хоффман и др., 1996; Хоффман и др., 1997; K. Takahashi, и др., 1994; Вусли и Хоффман, 1992; Вусли и др., 1994) Таким образом, при взрыве сверхновой высокое значение энтропии приводит к "сужению" бутылочного горлышка в области ядер с массовым числом от 5 до 8, в результате чего только часть нуклонов и альфа-частиц успевает рекомбинировать в ядра до замораживания реакций с заряженными частицами.

Хоффман, Вусли и Хан (1997), используя аналитическую модель Хана и Вусли (1996), изучали возможность формирования третьего пика для различных комбинаций основных параметров модели: Y_e (отношение электронов и барионов), энтропии s ,

и временного масштаба (характерное время) разлета τ_h . В целом, авторы показали, что, для характерных значений $Y_e \geq 0.4$ в веществе ветра третий пик г-процесса может быть достигнут для комбинаций в диапазоне от умеренной энтропии ($s \sim 100$ в единицах постоянной Больцмана на барион) и очень коротких временных масштабов (t_{exp} - несколько миллисекунд) до высокой энтропии ($s \geq 400$) и больших масштабов разлета (несколько сотен миллисекунд). Однако, модели ветра (горячего пузыря), которые существовали в начале девяностых, не могли обеспечить необходимых условий для развития быстрого нуклеосинтеза (Витти и др., 1994; Хан и Вусли, 1996).

Позднее несколько различных исследований нейтринного ветра (Оцуки и др., 2000; Сумиёши и др., 2000; Томпсон и др., 2001; Ванайо и др., 2001, 2002) подтвердили, что для интенсивного г-процесса, приводящего к образованию изотопов вплоть до $A \sim 200$ необходимы экстремальные значения характерного динамического времени разлета (малого) или энтропии (большой). Поскольку очень высокие значения энтропии либо не могут быть получены в сценарии ветра, либо соответствуют слишком низким скоростям потери массы при значительном количестве образующихся г-ядер, в данных работах было отдано предпочтение случаю умеренных энтропий, $s \sim 100-200$, но очень коротких временных масштабов. Таким образом, одним из вероятных мест образования элементов в г-процессе вплоть до платинового пика могут быть ветры компактных нейтронных звезд с большими массами, $M \geq 2 M_\odot$, и малыми радиусами, $R \leq 10$ км.

Данный вывод оказывается справедливым как для свободно разлетающихся, околозвуковых потоков вещества в "ветрах" (Хофман и др., 1997; Томпсон и др., 2001), дозвуковых "бризовых" решений (Оцуки и др., 2000; Сумиёши и др., 2000; Ванайо и др., 2001; Терасава и др., 2001, 2002), так и для сверхзвуковых ветров с некоторой заданной температурой замораживания T_f (Ванайо и др., 2002; Ванайо, 2007). Обычно ветры характеризуются монотонно возрастающей скоростью и непрерывным понижением температуры при стремлении радиуса к бесконечности, тогда как бризы имеют место в случае, когда давление и температура на внешней границе на некотором большом радиусе принимают заданные, отличные от нуля значения. В работе Панова и Янка (2009) моделировалась ситуация, когда быстрый нейтринный ветер повторно замедляется при столкновении и слиянии с предшествующим, более медленно разлетающимся веществом, выбрасываемым на ранней фазе взрыва сверхновой.

Недавно в работе Arcones и др., (2007) было выполнено гидродинамическое моде-

лирование нейтринного ветра для систематического исследования эффектов ударной волны, которая формируется во время столкновения сверхзвукового ветра с более медленным и более ранним выбросом от взрыва сверхновой (Янка, Мюллер, 1995а, б; Барроуз и др., 2005; Булас и др., 2006; Томас и др., 2004), и которая резко замедляет поток. Авторы определили, что местоположение отраженной ударной волны существенно зависит от фазы эволюции, структуры источника и энергии взрыва сверхновой. После этих работ интерес исследователей был обращен к более внимательному изучению влияния динамики ветра при больших временных интервалах на нуклеосинтез в г-процессе. С одной стороны, в работе Ванайо и др. (2007) показано численными методами, что воспроизводящий наблюдаемую кривую распространенности тяжелых элементов г-процесс может также проходить в сверхзвуковых разлетающихся потоках, в которых температура резко падает до значений порядка 10^8 К, вместо того, чтобы асимптотически приближаться к значению около 10^9 К, как в основном предполагалось ранее (Оцуки и др., 2000; Сумиёши и др., 2000, Ванайо и др., 2001, 2002). В такого рода низкотемпературной среде равновесие прямой и обратной реакций $(n, \gamma)-(\gamma, n)$ при нуклеосинтезе тяжелых элементов в г-процессе не достигается, на смену ему приходит равновесие между захватом нейтронов и бета-распадом в среде с низкой плотностью (Панов, Янка, 2009), на что указывалось ещё в работе Блэйк и Шрамм, (1976). Данный тип равновесия приводит к уширению профиля распространенности $Y_{A,Z} = const$ вдоль всего пути г-процесса, что приводит к дополнительному сглаживанию кривой распространенности $Y(A)$ (см. рис. 41, 45 в главе 3).

В схематической модели разлета остывающего вещества были изучены различные варианты слабого или основного (в зависимости от параметров модели - энтропии, избытка нейтронов, асимптотической температуры) г-процесса (Панов, Янка, 2009). Было показано, что в основном г-процессе при достижении области актинидов происходит активное деление вновь образующихся нуклидов и вовлечение продуктов деления в качестве новых зародышевых ядер, приводя к зациклыванию процесса нуклеосинтеза между областью ядер-продуктов деления и актинидами. Процесс зациклывания приводит к квазистационарному процессу нуклеосинтеза и при увеличении числа циклов приводит к сильному уменьшению зависимости относительного выхода тяжелых элементов с массами от 100 до 240 от продолжительности г-процесса, что указывает на устойчивость выходов тяжелых ядер к длительности протекания нуклеосинтеза (и раз-

личных параметров сценария) для сценариев с высокой изначальной концентрацией свободных нейтронов, при $n/\text{seed} > 150$.

Результаты, полученные для этих различных типов сценариев потоков, характеризующихся различными комбинациями энтропии, Y_e и временного масштаба разлета, необходимыми для интенсивного г-процесса в веществе эжекты (Панов, Янка, 2009), находятся в согласии с результатами, полученными на основе других моделей (см., например, Томпсон и др., 2001; Оцуки и др., 2000; Сумиёши и др., 2000).

Альтернативным местом протекания г-процесса является сильно нейтронизованное вещество, выбрасываемое в окружающую среду в процессе слияния нейтронных звезд. Известно, что такие системы существуют, и к настоящему времени их известно пять (Торсетт, 1996).

Возможно, что такие процессы выброса нейтронизированного вещества при слиянии нейтронных звезд в тесных двойных системах отвечают за всё количество г-элементов в Галактике (Эйхлер и др., 1989). Декомпрессия вещества холодной нейтронной звезды изучалась в работах (Латтимер и др., 1977; Мейер, 1989). Однако гидродинамических расчетов, объединенных с расчетом г-процесса, до работы Россвог и др. (1999) сделано не было.

Расчеты Россвог и др. (1998, 1999) показали, что в зависимости от параметров модели, при слиянии нейтронных звезд в Галактике выбрасывается около $\times 10^{-5} \times M_{\odot} \text{год}^{-1}$ (Хьюэл и Лоример, 1996; Бете и Браун, 1998), что находится в хорошем согласии с оцениваемым количеством в сценарии образования тяжелых элементов при слиянии нейтронных звезд: $(n \times 10^{-3} - m 10^{-2}) \times M_{\odot} \text{год}^{-1}$.

Сценарий г-процесса при слияние двойной системы, состоящей из сверхплотных звездных остатков, хотя и интенсивно исследовался в последние годы как в случае двойной системы состоящей из нейтронных звезд (NS-NS) (см., например, Россвог и др., 1999; Руфферт, Янка, 1999; Ослин и др., 2007), так и для системы нейтронная звезда + черная дыра (BH-NS), рассмотренных в ряде работ (Янка и др., 1999; Руфферт, Янка, 2010), но все еще недостаточно полно изучен. Гипер-массивные нейтронные звезды (HMNSs) образующиеся сразу после слияния нейтронных звезд (например, Горилый и др., 2011), приводящие к выбросу вещества в результате магнитно-ротационного или нейтринного механизма в течение $\sim 10\text{-}100$ мс, также были предложены как механизмы выброса г-элементов (Дессарт и др., 2009).

В ветрах от черной дыры также могут быть созданы условия для протекания г-процесса. (Руфферт, Янка, 1999; Шурман и др., 2008; Метцгер и др., 2008). В работах Ванайо, Янка, (2011, 2012) было показано, что при аккреции вещества на черную дыру выбрасываемое вещество может быть сильно нейтронизовано (Y_e меняется от 0.1 до 0.5), и таким образом в ветрах от черной дыры также могут достигаться условия для протекания г-процесса. Параметрические расчеты нуклеосинтеза в ветрах показали (см., например, Панов, Янка, 2009), что есть область значений параметров (энтропия, характерное время разлета, начальные и асимптотические плотность и температура), при которых расчетные кривые распространенности находятся в неплохом согласии с наблюдениями и нужна дальнейшая работа по изучению эволюционных моделей для определения точных условий протекания быстрого нуклеосинтеза.

У сценариев слияния компактных объектов в тесных двойных системах есть, по сравнению со взрывами коллапсирующих сверхновых (CCSNe), слабое место - из-за расхождений между моделями химической эволюции в Галактике и спектроскопическим анализом звезд галактического гало. Частота процессов слияния в Галактике ($7 \times 10^{-6} - 3 \times 10^{-4}$ год $^{-1}$ и времени жизни двойных систем более 1 млрд лет или (Белчински и др., 2002) должны приводить, как показывает анализ (Хан, 2000; Аргаст и др., 2004), к более позднему появлению г-элементов в истории Галактики и слишком большому различию в их распространенности от звезды к звезде. Эти факты находятся в некотором противоречии с наблюдениями распространенности элементов в звездах галактического гало (Хонда и др., 2004; Франсуа и др., 2007). Существуют различные объяснения этого противоречия. В частности, Ванайо и Янка (2012) указывают, что раннее обогащение г-элементами может происходить благодаря нейтрино-индукционному г-процессу в компактных гелиевых оболочках сверхновых (CCSNe) звезд низкой металличности, а вклад от слияний добавляется только при более высокой металличности, но ошибочно сослались при этом на работу Банержи и др. (2011), которая лишь повторяет результаты работ Надежина и Панова (1998, 2007), в которых детально развит данный сценарий в звездах низкой металличности. Исследования галактической химической эволюции, основанные на иерархической кластеризации в субгало (Прантзос, 2006) или с различными моделями распространенности двойных систем (Де-Дондер и Ванбеврен, 2004) не исключают даже слияний NSNS и BH-NS как доминирующих объектов для г-процесса в молодой (ранней) Галактике.

Несмотря на различные вопросы в сценариях слияния плотных компактных объектов в тесной двойной системе (например нейтронных звезд), эта группа сценариев в настоящее время является единственной, в которой создаются все условия для протекания основного г-процесса, с образованием элементов с массовым числом 200 и более. Поэтому в настоящей работе основное внимание было уделено физике протекания основного г-процесса именно в сценарии слияния нейтронных звезд

Отметим работу Фрайера (2006), где было показано, что условия для протекания г-процесса не могут быть самосогласованно воспроизведены в существующих моделях сверхновой. Поэтому авторы исследовали альтернативную модель, впервые рассмотренную Колгейтом (1971) включающую выброс вещества, инициированного волной сжатия (mass ejected by fallback) при взрыве сверхновой, проводя расчет нуклеосинтеза совместно с гидродинамическим расчетом. В выбрасываемом веществе образуются тяжелые элементы, включая даже элементы третьего пика с массами ~ 195 . Образование элементов за вторым пиком стало возможным в результате быстрого (менее < 15 миллисекунд) замораживания реакций с альфа-частицами, что приводит к большой величине отношения нуклонов (включая протоны) к зародышевым ядрам. Эта быстрая фаза следует за относительно длительным периодом медленного (более 15 миллисекунд) горения при температуре 2×10^9 К, что является следствием гидродинамической эволюции турбулентных потоков при температуре 2×10^9 К и ниже. Во время медленной фазы тяжелые элементы между первым и вторым пиками сначала образуются в процессе быстрого захвата как нейтронов, так и протонов (отметим, что на роль протонов на стадии нуклеосинтеза, предшествующей г-процессу было указано, в частности, Пановым и Надёжиным, 1999). Поток нуклеосинтеза на этой стадии идет вблизи долины стабильности. После замораживания реакций с протонами при дальнейшем охлаждении интенсивный захват оставшихся нейтронов приводит к сдвигу пути нуклеосинтеза в область короткоживущих изотопов, т.е. в характерную для г-процесса область. В этой модели не нужно требование большого избытка нейтронов, поскольку значительная часть более тяжелых по сравнению с зародышевыми, ядер образуется до замораживания в реакциях с протонами. Однако, отметим, что конечное распределение сильно чувствительно к значению доли электронов Y_e и слабо коррелирует с наблюдаемой распространенностью тяжелых элементов. Хотя согласие между теорией и наблюдениями в этой работе далеко от удовлетворительного, модель интересна тем, что показывает

важную роль как альфа-процесса при формировании исходного для быстрого нуклеосинтеза состава, так и роль протонов в формировании второго пика и эффективном понижении необходимого для синтеза 3-го пика количества нейтронов, на что указывалось и ранее (Надёжин, Панов, 2001)

Из последних работ отметим работу Уинтелер и др. (2012), в которой при численном моделировании нуклеосинтеза в сверхновой с магниторотационным механизмом достигнуты условия для сильного γ -процесса, хорошо согласующиеся с наблюдениями ранней химической эволюции в нашей галактике. Поэтому данная модель, при её развитии, возможно даст те же условия, что достигались при слиянии нейтронных звезд, но при лучшем согласии с наблюдениями при низкой металличности.

Заканчивая хронологический обзор сценариев, возвратимся к работе Вассербург и др., (1996) в которой было показано, что, по всей вероятности, в природе существует, по крайней, мере два типа сценариев γ -процесса: один - "основной γ -процесс" отвечает за формирование элементов второго пика на кривой распространённости ($A \sim 130$) и более тяжелых элементов. Другой - "дополнительный" или "слабый" γ -процесс, образует часть тяжелых ядер легче ядер с массовым числом $A < 130$

Этот вывод подтверждается более поздними наблюдениями очень старых звезд. Среди наблюдений этих объектов (их уже более 10) можно выделить две звезды низкой металличности - в объекте CS 31082-001 (Снеден и др., 2003) наблюдается распространённость тяжелых элементов как после сильного, основного γ -процесса с очень хорошим согласием с распространённостью элементов в солнечной системе (ss-распространённостью), и HD 122563 (Хонда и др., 2006), в котором наблюдаемая распространённость с увеличением атомного номера падает значительно быстрее, чем ss-распространённость, а 3-й пик не наблюдается совсем. (смотри также анализ в работе Ванайо, Янка (2012)).

Сценарии слабого γ -процесса, являющегося дополнительным к основному и γ -процессу, менее развиты. И если при обсуждении сценариев основного γ -процесса мы опираемся на наблюдения, то такой опоры при обсуждении роли дополнительного γ -процесса нет. Как мы уже говорили выше, модельные расчеты γ -процесса достаточно хорошо воспроизводят наблюдаемую кривую распространённости тяжелых элементов для $A > 120$ (Фрайбургхаус и др., 1999б; Блинников, Панов, 1996; Тилеманн и др., 2011), формирующуюся в основном γ -процессе, однако в расчетах нуклеосинтеза для

конкретных сценариев, таких как взрыв сверхновой или слияние нейтронных звезд, выход тяжелых элементов с $A < 120$ (Фрайбургхаус и др., 1999а) практически отсутствует. Поэтому интересны модели r -процесса, условия протекания нуклеосинтеза в которых недостаточны для осуществления основного r -процесса, но которые подходят для дополнительного r -процесса, ответственного за синтез элементов с $70 < A < 120$. Не претендуя на полный обзор таких моделей, кратко остановимся на трех вероятных сценариях дополнительного r -процесса.

1. Модель, предложенная четверть века назад (Хиллебрандт, Тилеманн, 1977; Труран и др., 1978), предполагает протекание неполного (дополнительного) r -процесса при прохождении ударной волны через гелиевую оболочку сверхновой с массой $\sim 10 M_{\odot}$. Из-за нагрева среды за фронтом ударной волны происходит интенсивное образование нейтронов в реакциях $^{18}O(\alpha, n)^{21}Ne$ и $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$, и на зародышевых ядрах, образованных в равновесном нуклеосинтезе и в α -процессе, может начаться r -процесс. В отсутствии численных расчетов (недостаточная мощность компьютеров) и несовершенства моделей нуклеосинтеза предполагалось, что количество нейтронов, поставляемых (α, n) -реакциями в оболочках сверхновых будет достаточно для поддержания r -процесса на зародышевых элементах из железного пика.

2. Для сверхновых с массой $M > 8M_{\odot}$, взрыв которых сопровождается коллапсом ядра с испусканием интенсивного нейтринного импульса, процесс быстрого нуклеосинтеза в оболочке сверхновой может быть инициирован нейтрино, образующимися при коллапсе центральных областей звезды. В частности, как показали Эпштейн и др. (1988), рассеяние нейтрино на ядрах гелия с последующим их развалом может приводить к возникновению источника нейтронов, необходимых для r -процесса.

Подробно этот механизм образования свободных нейтронов был применен для развития модели слабого r -процесса (Надёжин и Панов, 1997), развивающие идеи нейтринного нуклеосинтеза, предложенные достаточно давно (Домогацкий и Надёжин, 1978). На основе численных расчетов было показано, что r -процесс в звездах с низкой металличностью может как ускорять r -процесс (Надёжин и Панов 1991), так и образовать химические элементы, по крайней мере, в области масс $80 < A < 120$ (Блинников и др., 1998; Надёжин и Панов, 2007, 2013).

3. Еще одна схематичная модель (Птицын, Чечеткин, 1982), при ее детальной проработке могла бы дать реалистичный сценарий дополнительного r -процесса. Здесь надо

отметить, что в упомянутой работе, пожалуй, впервые, хотя и неполно, было обращено внимание на роль протонов в образовании зародышевых ядер в г-процессе. Основой для рассматриваемого сценария служит модель взрыва сверхновой I типа с СО-ядром (Иванова и др., 1977; Чечеткин и др., 1980), в которой, в результате полного разрушения звезды, вещество центральной области с высоким нейтронным избытком ($Y_e \leq 0.3$) выбрасывается в окружающую среду. В этом нейтронизованном веществе возможно достижение условий, необходимых для начала и протекания г-процесса.

Условия, создающиеся при взрыве таких маломассивных звезд, как показывают расчеты, оказываются подходящими для образования элементов между первым и вторым пиками на кривой распространенности (в том числе и за счет реакций с заряженными частицами), а в ряде случаев достаточными и для образования более тяжелых элементов вплоть до $A \sim 196$. В начале взрыва значительная доля вещества состоит из находящихся в равновесии ядер железного пика. По мере разлета слоев маломассивной звезды, подробно рассмотренного Ивановой Л.Н. и др. (1983), и остывания вещества ниже температуры $\sim 6 \times 10^9$ К, условия равновесия нарушаются и при наличии достаточного количества нейтронов могут быть реализованы условия для синтеза элементов тяжелее железа с $A > 80$ (Птицын и Чечеткин, 1982).

Подводя итоги рассмотрения различных сценариев, отметим, что с момента появления моделей выброса вещества при слиянии нейтронных звезд стало ясно, что этот сценарий - слияние компактных объектов в тесной двойной системе - сильный кандидат в качестве объекта, в котором возможно образование основной компоненты г-процесса. Однако почти сразу выявились слабые места сценариев для основной компоненты г-процесса. Проблема состояла в том, что количество нейтронов в начале г-процесса оказалось настолько большим, что путь нуклеосинтеза смещался вплотную к границе нейтронной устойчивости ядер (с энергией связи нейтрона $S_n \sim 0$) и (поскольку периоды бета распада таких ядер меньше) быстро достигал области трансурановых ядер, где важную роль начинало играть деление, рассматривавшееся упрощенно.

Парадокс заключался в том, что единственная работа (Тилеманн и др., 1983) после оценок группы Фаулера (Сигер и др., 1965), в которой подробно в стационарной модели изучалось влияние деления, убедительно доказывала, что запаздывающее деление в процессе бета-распада для нейтронизбыточных ядер урана и трансурановых изотопов достигает 100% и потому продвижения г-процесса в область ядер с массовым числом

$A > 260$ не происходит. С тех пор при исследовании г-процесса делением пренебрегалось, либо оно учитывалось схематически, с распадом на два осколка с соотношением масс как у урана 238: $A_1 = 0.57A$ и $A_2 = 0.43A$, либо $A_1 = A_2 \approx 130$, которые при сохранении высокой плотности свободных нейтронов опять вовлекались в процесс нуклеосинтеза в качестве новых зародышевых ядер.

Поэтому, после появления сценариев с большим отношением свободных нейтронов к числу зародышевых ядер и явной потребностью исследования нуклеосинтеза в области актинидов, стало актуальным построение адекватной основному г-процессу модели, учитывающей процессы деления и роль различных новых каналов реакций в области актинидов с изучением возможности синтеза сверхтяжелых элементов.

Первой серией работ, вновь обративших внимание на область деления в г-процессе, были работы Панова и др. (1999-2003) показавших, что существуют по крайней мере 3 проблемы при рассмотрении нуклеосинтеза в трансурановой области. Анализ показал (Панов и др. 2002), что 1) скорость вынужденного деления для короткоживущих нейтроноизбыточных актинидов много выше, чем скорость запаздывающего деления и поэтому за остановку нуклеосинтеза отвечает в первую очередь вынужденное деление; 2) продукты деления, снова вовлекаемые в таких сценариях в качестве зародышевых ядер в г-процесс, влияют на формирование выходов образующихся тяжелых ядер; 3) недостатки используемых в расчетах г-процесса массовых моделей, пробелы в ядерных данных, отсутствие скоростей реакций для ядер тяжелее фермия (радиационный захват нейтронов, вынужденное деление и др.) существенно влияют на конечные выходы тяжелых ядер.

Вызванный этими работами интерес к проблеме протекания нуклеосинтеза в трансурановой области, привел к подробному рассмотрению процессов деления и определению их вклада в нуклеосинтез тяжелых и сверхтяжелых ядер (Петерманн и др., 2008, 2012; Панов и др., 2008, 2009, 2010, 2011, 2013)

Поскольку температура и плотность среды, в которой идет г-процесс, невелики, а спектр нейтронов неизвестен, в расчетах нуклеосинтеза рассматриваются скорости реакций, усредненные по максвелловскому спектру. На начало 21 века существовали расчеты как прямых иак и обратных скоростей реакций с нейтронами, протонами, альфа-частицами, для всех изотопов ядер вплоть до висмута (Раушер, Тилеманн, 2000). Для актинидов вплоть до фермия, существовали только расчеты Коуэна и др. (1991),

основанные на устаревших оценках ядерных масс (Хильф и др., 1976) и барьерах деления (Ховарда и Мёллера, 1980).

Прогнозы энергий связи, а также других энергетических параметров ядра, используемых в настоящее время в расчетах нуклеосинтеза, как правило, основаны на полуklassических подходах. Это варианты метода Томаса–Ферми, развивающиеся Пирсоном с сотрудниками (Пирсон и др., 1996; Мамду и др., 2001), или Майерсом и Святецким (1996, 1999), а также ряд так называемых макро-микроскопических моделей, в которых квантовая («оболочечная») поправка обычно учитывается по методу Струтинского (Патык и др., 1997; Мунтян и др., 2003).

В настоящее время появились новые прогнозы также и барьераов деления. В первую очередь это обобщенная модель Томаса-Ферми (Пирсон и., 1996; Мамду, 2001), метод Хартри-Фока с эффективными силами Скирма, развивающийся, в частности, группами Горилого (Самин и др., 2002; Гориль и др., 2007) и Рейнхарта (Эрлер и др., 2012), макро-микроскопический подход моделирования поверхности деформации на основе модели жидкокапельной капли с 2002-мя параметрами (FRLLDM) (Мёллер и др., 2009) и модель Майерса, Святецкого (1996, 1999). Причем прогнозы масс и барьераов деления были сделаны и для сверхтяжелых элементов ($Z > 100$), чего ранее не делалось. Отметим здесь неплохую точность прогнозов характеристик сверхтяжелых ядер, основанных на методе DF3 (Толоконников, Саперштейн, 2010). Это значительный шаг на пути к исследованию вопроса о возможности образования сверхтяжелых элементов.

Поэтому своевременными стала работа Панова и др. (2005), в которой были рассчитаны скорости вынужденного деления, запаздывающего деления и радиационного захвата нейтронов для всех актинидов на основе разных современных прогнозов ядерных масс (FRDM, ETFSi, Tomas-Fermi) и барьераов деления вплоть до фермия. Впоследствии эта работа по расчету необходимых для моделирования г-процесса характеристик атомных ядер, была продолжена, и были рассчитаны скорости реакций захвата нейтронов и вынужденного деления вплоть до изотопов элемента с $Z=114$ (Панов и др., 2010), что сделало возможным рассмотрение нуклеосинтеза вплоть до области сверхтяжелых элементов. Эти ядерные данные позволили не только проводить расчеты нуклеосинтеза на основе пакета согласованных ядерных характеристик, но и позволили обратиться к такому важному вопросу, как проблема синтеза сверхтяжелых элементов в природе.

Гипотеза о существовании острова стабильности сверхтяжелых ядер была высказана

более 40 лет тому назад (см., например Майерс и Святецкий (1966); Собичевский и др., 1966; Мелднер, 1969). В предположении о возможном заполнении протонных и нейтронных оболочек при массовых числах, выходящих за пределы имеющихся на тот момент времени ядерных данных, разные модели прогнозировали заполнение нуклонных оболочек при $Z = 114$ и $N = 184$ (см. например, Брюкнер и др. (1971) и цитированную там литературу)

Проведенные в дальнейшем микроскопические расчеты Свёк и др., 1996; Бендер и др., 1999; Краппа и др., 2000; Хинен, 2002. указывали на то, что магическое число для протонов может быть больше, чем $Z = 114$ (возможно, $Z = 120, 124$ или 126), а нейтронная оболочка может быть заполнена при $N = 172$ или 184 . На самом деле, окончательное заполнение нуклонных оболочек начинается лишь при стабилизации оболочек в окрестности этих чисел (Бендер и др., 2001).

Заполнение нуклонных оболочек полностью делает сверхтяжелые ядра стабильными в отношении преобладающего в этой области канала распада, т.е. спонтанного деления. Ожидается, что в области непосредственно над заполненной до предела протонной оболочкой ($Z = 114$) и непосредственно под заполненной до предела нейтронной оболочкой $N = 184$ барьеры деления будут наиболее высокими. Это имеет особенно важное значение для оценки времени жизни ядер из этой массовой области (Мёллер, Никс, 1994; Мёллер и др., 2009; Мёллер, 2010; Собичевский и др., 2011; Эрлер и др., 2012) .

В серии экспериментов, проведенных на протяжении последних тридцати лет в Беркли, на ускорителе GSI, в японском физическом центре RIKEN и ОИЯИ, Дубна, исследовался этот предсказанный теоретически остров стабильности сверхтяжелых элементов расположенный в окрестности ядер с атомным номером 114 (см., например, Хоффманн и Мюнценберг, 2000; Армбастер, 2000; 21. Оганесян, 2004; Муди и др., 2004; Хоффманн, 2009), причем до настоящего времени были обнаружены элементы с зарядовыми числами до $Z = 118$ (Оганесян, 2006; Оганесян и др., 2010, 2011). Все наблюдавшиеся цепочки распада свидетельствуют о существовании области повышенной стабильности, обусловленной оболочечными эффектами. Причем цепочки альфа-распадов с делением ядер в конце цепочки исследовались на границе острова стабильности при минимальных значениях Z и N . И вопросы, как далеко остров стабильности простирается в других направлениях (малое Z , высокое N ; высокое Z , малое N ; высокое Z , высокое N) и какие экспериментальные пути ведут в эту область, остаются.

В результате этих экспериментов опять стал актуальным вопрос - могут ли сверхтяжелые элементы существовать или быть образован в природе (Шрамм и Фаулер, 1971; Флеров и Тер-Акопян, 1983), остаётся пока без ответа. В экспериментах поиску сверхтяжелых элементов в космических недавно объявлено о регистрации ядер с зарядовым числом $Z \sim 110$ (Александров и др., 2013) и $Z \sim 122$ (Маринов и др., 2008, 2010). Однако эксперимент на ускорителе (Людвиг и др., 2013) дал пока отрицательный результат. Но в этой работе исследовался диапазон больших массовых чисел $\sim 292\text{-}310$, в то время как современные расчеты r -процесса не отрицают образование наиболее долгоживущих СТЭ с атомной массой $A \sim 280\text{-}290$ (Панов и др., 2008).

Ранее предполагалось (Бисноватый-Коган, 1968; Чечеткин и Ковальский, 1976), что сверхтяжелые элементы могут быть образованы на поверхности нейтронных звезд, однако они могут быть образованы и в r -процессе, возможность экспериментальной проверки которого в экспериментах на Земле без использования ускорителей обсуждалась не раз (Мелднер, 1972; Дорн и Хофф, 1965; Белл, 1967; Игли, 1969; Беккер, 2004) В настоящей работе эта возможность при образовании тяжелых элементов будет рассмотрена.

Существовавшая много лет дискуссия, какой процесс определяет окончание r -процесса - запаздывающее деление (Тилеманн и др., 1983) или спонтанное деление (Горилый и др., 1999) наконец была разрешена после включения в модель нуклеосинтеза (Блинников и Панов, 1996; Надёжин, Блинников, Панов, 1998; Панов и др., 2004) всех трех типов деления с анализом вклада и роли каждого (Корнеев, Панов, 2011; Панов и др., 2013) Была развита модель массового распределения продуктов деления (Панов и др. 2008), которая используется центром данных "JINA Astrophysic Data Library" (Кибурт и др., 2010) и разными группами (Унителер и др., 2012; Коробкин и др., 2012) для исследования нуклеосинтеза в разных сценариях r -процесса.

Моделирование r -процесса, проходящего в области экспериментально неизученных ядер требует огромного количества ядерных данных, оригинальных моделей и теоретических подходов (Коуэн и др., 1991; Крац и др., 1993, 2007b; Pfeiffer et al. 2001; Арну и др., 2007).

Поскольку в астрофизический нуклеосинтез вовлечены нестабильные ядра, неизученные и даже не полученные экспериментально, все значения их характеристик должны браться из теоретических расчетов, как и скорости реакций, обсуждавшиеся выше. Па-

раметрами, необходимыми для расчетов вынужденного и запаздывающего деления, являются, в первую очередь, энергии реакций, энергия связи нейтрона и барьеры деления. Для нестабильных ядер их значения определяются различными массовыми моделями.

Развитие моделей, позволяющих рассчитывать времена жизни, характеристики запаздывающих процессов для изотопов вблизи пути г-процесса (Мёллер и др., 1997; Крац и др., 2007b; Мартинец-Пинедо, Ланганке, 1999; Борзов, 2006), привело к появлению нескольких прогнозов этих важных характеристик, позволяющих, с одной стороны определить устойчивость результатов моделирования к ядерным данным, а с другой - попытаться оценить, с помощью наблюдений, надежность той или иной ядерно-физической модели в отсутствие экспериментально измеренных ядерных характеристик.

Необходимые для астрофизических и других приложений такие характеристики тяжелых нейтронноизбыточных ядер, как периоды полураспада и вероятности запаздывающих процессов, рассчитываются на основе силовой функции бета-распада $S_\beta(E)$, получаемой из разных микроскопических моделей QRPA (Крумлиндэ, Мёллер, 1984) или в ТКФС (Алексанкин и др., 1981; Борзов и др., 1995) решением уравнения для эффективного поля ядра и определяемой в основном коллективными зарядово-обменными возбуждениями, в том числе гигантским гамов-теллеровским резонансом (ГТР) (Гапонов, Лютостанский, 1974, 2010).

Последовательные расчеты скоростей бета-распада, сменившие простые аппроксимации, основанные на ядерной систематике (Тасака, 1975; Тачибана и др., 1988; Ониши, 1977) и ориентированные на г-процесс (т.е. включавшие данные для всех короткоживущих нейтронноизбыточных изотопов тяжелых элементов) делались с 80 годов прошлого века (Лютостанский, Панов, 1988; Борзов и др. 1997; Мёллер и др., 1997). Позднее были рассчитаны вероятности ветвления возвращения короткоживущих ядер в долину стабильности, определяемая эмиссией 1, 2 и 3 запаздывающих нейтронов (Лютостанский, Панов 1983; Лютостанский и др., 1985; Мёллер и др., 1997) важность которых для нуклеосинтеза была численно исследована в работе Чечеткина и др., (1986). Использовавшиеся до последнего времени прогнозы запаздывающего деления (Тилеманн и др., 1983) основанные на трех разных моделях ядерных масс (Хильф и др., 1976); Грут и др., 1976; Ховард, Моллер, 1980), и барьерах деления Ховарда, Мёллера (1980) устарели и не соответствовали последовательному подходу унификации ядерных данных

для г-процесса. Поэтому были проведены совместные расчеты запаздывающих процессов (Панов и др., 2008, 2013) на основе модели силовой функции, учитывающей разные возбуждения гамов-теллеровского типа (Лютостанский, 2011) и современных прогнозов ядерных масс и барьеров деления (см. подробнее в главе 2).

Одним из слабых мест константного обеспечения быстрого нуклеосинтеза в области актинидов являются скорости спонтанного деления. До последнего времени, основными моделями, применимыми для широкого прогнозирования скорости спонтанного деления, были как феноменологические модели, основанные на зависимости скорости деления от параметра Z^2/A или от барьера деления, так и макро-микроскопические расчеты. Нами была исследована зависимость выхода тяжелых ядер, образующихся в быстром нуклеосинтезе, от 5 разных моделей спонтанного деления, включая макро-микроскопические расчеты группы Собического (Смолянчук, 1997), основанную на них феноменологическую модель (Загребаев и др. 2011) и наши аппроксимации (Панов и др., 2013). Было показано, что анализ сравнения результатов расчетов г-процесса с наблюдениями выходов ядер-космохронометров может быть использован для выбора наиболее подходящей для прогнозов модели спонтанного деления.

Значительный прогресс последних лет в наблюдениях распространенности тяжелых элементов и особенно фракции, образованной в быстром нуклеосинтезе, контрастирует с затянувшимся развитием теории взрыва сверхновых, когда в более современных 3D моделях пока не найден механизм создания условий для быстрого нуклеосинтеза. Если в эпоху пионерских работ Фаулера (Сигер и др. 1965), Хиллебрандта (1978) и позднее Вусли и др. (1992), Коуэна и др. (1991) было достаточно определения общих характеристик кривой распространенности, то сейчас требуется уже детальное изучение физических процессов, приводящих к наблюдаемой распространенности.

Поэтому становится очевидной основная цель диссертационной работы — опираясь на наблюдения распространенности элементов в солнечной системе и старых звездах и развитых сценариев г-процесса построить общую физическую картину протекания нуклеосинтеза тяжелых элементов, которая должна опираться как на результаты моделирования поздних стадий эволюции вещества при слиянии нейтронных звезд и взрыве сверхновых, динамику выброса вещества в окружающую среду, так и ограничений на эти модели, возникающих из оболочечной структуры атомных ядер и зависящих от неё ядерных параметров - энергии связи нейтрона, барьеров деления, скоростей распада

и величины сечений ядерных реакций, прежде всего с нейтронами, а также скоростей бета распада и бета-запаздывающих процессов.

Фотометрические и спектральные данные наблюдений звезд и туманностей, химический и геологический анализ метеоритов и других тел солнечной системы являются фактически единственным источником информации о химическом составе звезд, массе выброшенного вещества, его химическом составе, и других свойствах, что недостаточно для понимания механизма нуклеосинтеза тяжелых элементов в природе. Поэтому для исследования процесса образования тяжелых элементов в нашей работе был создан комплекс кодов (компьютерных программ), реализующий модель нуклеосинтеза, включающую все основные термоядерные реакции, реакции альфа- и бета- распада, а также деления атомных ядер, позволяющий моделировать нуклеосинтез в широкой области условий при взрыве сверхновых звезд и горячих ветрах в окрестностях сверхплотных остатков сверхновых, и на базе модельных расчетов выявить основные закономерности протекания γ -процесса. При этом особое внимание уделялось ядерным характеристикам короткоживущих нейтроногенитальных ядер, свойства которых неизвестны из эксперимента а в ряде случаев не были рассчитаны и теоретически.

Для решения ключевых проблем быстрого нуклеосинтеза был необходим, во-первых, выбор реалистических сценариев создания условий для протекания γ -процесса. Во-вторых - выбор модели, которая должна решать не частные вопросы тестирования ядерных данных или воспроизведения кривой распространенности путем суперпозиции результатов, полученных при различных значениях параметров модели (энтропии, температуры, плотности свободных нейтронов), а отражать физические процессы, приводящие к синтезу γ -элементов и формированию наблюдаемой распространенности тяжелых элементов. В третьих, это обоснование пути γ -процесса, определяемого на основе совокупности сценария, исходной модели и ядерных данных. В четвертых - это тестирование и выбор необходимых моделей для расчета ядерных данных для огромного числа участвующих в γ -процессе короткоживущих нейтроногенитальных нестабильных ядер. И наконец, развитие адекватных поставленным задачам математических моделей, способных дать однозначный количественный ответ на поставленные вопросы.

Получить ответ на эти вопросы можно только с помощью развитой в настоящей работе модели, учитывающей особенности нуклеосинтеза в трансурановой области, и достижения гидродинамического моделирования выброса в окружающую среду вещества,

обогащенного тяжелыми элементами, образующимися как при вспышках сверхновых, так и при слиянии нейтронных звезд. Одновременное исследование основной и слабой компонент γ -процесса и условий их протекания в зависимости от ядернофизических моделей позволяет надежно определить требования, которым должен удовлетворять механизм образования тяжелых элементов.

Успешное построение модели и определение концентраций образующихся в природе сверхтяжелых элементов было бы невозможно без тщательного анализа процессов распространения волны нуклеосинтеза в трансурановой области, построения физической и математической модели процессов и расчетов таких параметров модели, как скорости различных реакций для большого количества изотопов атомных ядер (в области от $Z=86$ до $Z=115$).

Актуальность темы

Образование химических элементов в природе и процессы энерговыделения являются основными предметами исследований ядерной астрофизики.

По устоявшимся представлениям все элементы тяжелее железа были образованы в природе под действием нейтронов, причем половина из них под действием интенсивных потоков нейтронов за характерные времена порядка секунды. Предполагаемая картина их образования стала с развитием ядерных моделей и наблюдений к концу двадцатого века стала заметно более размытой и новое понимание и осмысление накопленного фактического материала стало актуальным.

В последнее десятилетие резко выросло качество и количество наблюдаемых обилий тяжелых элементов в атмосферах звезд и в солнечной системе. Более того, в последние годы стала возможной обработка спектров поглощения очень старых звезд низкой металличности с целью получения аналогичной информации для химических элементов от галлия до урана. В результате заметно усложнилась картина возможных сценариев γ -процесса.

Модели предсверхновых и слияния нейтронных звезд - основных предполагаемых астрофизических объектов реализации γ -процесса - стали более детальными. Стал заметен прогресс в получении ядерных данных, в первую очередь для короткоживущих нейтронизбыточных ядер, которые необходимы как для понимания физических основ

протекания г-процесса, так и для его моделирования. Были получены более жесткие ограничения на возраст нашей Галактики.

Вырос объем наблюдательного материала по сверхновым звездам - одним из основных кандидатов на место протекания г-процесса, равно как и увеличилось продвижение на пути создания последовательной картины взрыва сверхновой. Появились более надежные количественные характеристики основных параметров горячих ветров – энтропии, температуры, плотности, создающих условия для начала г-процесса.

Стали более четкими очертания теории конкретных механизмов взрыва коллапсирующих сверхновых при до сих пор неясной роли количественного вклада ряда важных физических процессов и, в частности, в такой ключевой параметр как энергия взрыва сверхновой.

Появились гидродинамические модели слияния нейтронных звезд и черных дыр в тесных двойных звездных системах, объясняющие выброс части вещества во внешнее пространство с содержанием тяжелых элементов в количестве, необходимом для объяснения их наблюдаемой космической распространенности.

Расширились возможности расчета ряда неизвестных характеристик участвующих в г-процессе сильно нейтроноизбыточных ядер и скоростей реакций, вплоть до характеристик делящихся ядер.

В сложившейся ситуации неоспоримую актуальность приобретают исследования, направленные на создание модели нуклеосинтеза, учитывающей как новые наблюдения, так и утилизацию новых ядерных данных, и которая позволила надежно определить выходы тяжелых и сверхтяжелых элементов в природе и одновременно оценить применимость и надежность моделей, прогнозирующих скорости реакций и характеристики экзотических атомных ядер. С другой стороны, детальное моделирование процесса нуклеосинтеза может дать определенные ограничения, необходимые для построения теории взрыва сверхновых и слияния нейтронных звезд – возможных кандидатов для г-процесса.

Цель работы

Основная цель диссертационной работы — состоит в построении последовательной модели нуклеосинтеза, применимой для широкого круга процессов нуклеосинтеза, приводящих к образованию г-элементов в природе, и объяснении наблюдаемых обилий тяжелых элементов как в солнечной системе, так и в старых звездах малой металличности.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- выполнен расчет ряда ядерных характеристик, таких как вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов при бета-распаде нейтроноизбыточных ядер и запаздывающего деления для сильно нейтроноизбыточных ядер, отвечающих требованиям одного уровня достоверности, в том числе прогнозирование скоростей реакций под действием нейтронов - захвата и деления.
- изучена роль нейтринной вспышки при коллапсе сверхновых звезд в нуклеосинтезе тяжелых элементов и определено влияние захвата нейтрино ядрами тяжелых элементов на эффективность г-процесса
- Создана модель нуклеосинтеза для основного и дополнительного сценариев г-процесса
 - Исследованы зависимости образования тяжелых и сверхтяжелых ядер от моделей прогнозирования характеристик нейтроноизбыточных ядер, участвующих в нуклеосинтезе.
 - выбраны и протестированы модели спонтанного деления, позволяющие рассчитывать скорости спонтанного деления для сверхтяжелых ядер.

Разработаны и созданы следующие модели:

- Кинетическая модель нуклеосинтеза, учитывающая все парные реакции с нейтронами, протонами, альфа-частицами, бета-распад, реакции захвата электронного нейтрино ядрами и ряд специальных реакций типа 3-альфа-реакции при отказе от приближений типа постоянного тока ядер или точки ожидания. Развитие такой модели позволило объединить 3 этапа моделирования г-процесса : ядерное статистическое равновесие – альфа-процесс – г-процесс, объединив все три модели в одной, назвав ее моделью быстрого нуклеосинтеза.

- Двухкодовая модель, созданная для моделирования слабого компонента г-процесса отличающаяся подробной кинетикой ядерных реакций в области легких ядер с целью максимального контроля количества образующихся нейтронов в присутствии заметного количества "отравителей" типа углерода или азота.
- Для прогнозирования таких характеристики экзотических ядер, как периоды полураспада, вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов и деления, были использованы квазиклассические модели на основе теории-конечных ферми систем, ядерная систематика и феноменологические модели.

Основные результаты и их научная новизна

Все перечисленные ниже результаты диссертационной работы получены впервые.

В диссертации проведено систематическое исследование нуклеосинтеза в г-процессе в сценарии слияния нейтронных звезд, где достигаются необходимые условия для образования тяжелых и сверхтяжелых элементов. Особенностью нуклеосинтеза в таком сценарии является необходимость учета процессов деления. Для этой цели создана модель и разработан комплекс программ, учитывающие не только необходимые для протекания г-процесса реакции радиационного захвата цейтронов и бета-распад, но и реакции с заряженными частицами и деление. Исследованы возможные сценарии развития слабого г-процесса, в котором синтезируются элементы, выгорающие в основном г-процессе, с атомным номером менее 100. Изучены характеристики горячих сверхзвуковых ветров над поверхностью молодых нейтронных звезд в качестве места протекания быстрого нуклеосинтеза.

Все перечисленные ниже результаты диссертационной работы получены впервые.

1. Показана важность определения границ нейтронной стабильности, поскольку путь г-процесса частично проходит по границе нейтронной стабильности атомных ядер. В быстро меняющихся условиях протекания основного нуклеосинтеза и при высокой концентрации свободных нейтронов обосновано понятие динамического пути, быстро смещающегося от границы нейтронной стабильности до дорожки "классического" г-процесса, приводя к согласованному формированию основных пиков на кривой распространенности.

2. Показана важность деления как для основного процесса образования тяжелых

элементов, так и разделения пути развития быстрого нуклеосинтеза - на основную ветвь, образующуюся за счет деления, вовлечения продуктов деления в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер и установления квазиравновесия между областью продуктов деления и областью делящихся ядер, и слабую ветвь, формирующуюся потоком нуклеосинтеза, преодолевшим область интенсивного деления и образующим сверхтяжелые элементы.

3. Исследовано влияние различных процессов деления - запаздывающего, вынужденного и спонтанного - на образование тяжелых ядер. Впервые показано преобладание вынужденного, а не запаздывающего деления в процессе образования и формировании выходов тяжелых элементов.

4. Для большого числа нестабильных трансурановых ядер рассчитаны скорости запаздывающего и вынужденного (впервые) деления не только для тяжелых, но и сверхтяжелых ядер, что позволило впервые численно изучить возможность образования в астрофизических процессах сверхтяжелых элементов.

5. В модели г-процесса последовательно учтены реакции с заряженными частицами и показано их заметное влияние на образование химических элементов тяжелее элементов железного пика - посредством образования более тяжелых зародышевых ядер и ускорение г-процесса на начальной стадии.

6. Развита модель слабого г-процесса в богатой гелием оболочке сверхновой с источником нейтронов, возникающим в процессе неупругого взаимодействия ядер гелия с нейтрино, с последующим испарением нейтрона. Расчеты такого нейтрино-индукционного г-процесса приводят к образованию части тяжелых элементов с массами от 80 до 130. Впервые показана роль электронных нейтрино в ускорении г-процесса в коллапсирующих сверхновых за счет захвата сильно нейтронизбыточными ядрами электронного нейтрино, приводящего к образованию нового химического элемента. Этот процесс в дополнение к бета-распаду ускоряет процесс нуклеосинтеза тяжелых ядер.

7. При торможении вещества горячего ветра над поверхностью молодых нейтронных звезд найдены условия для протекания быстрого нуклеосинтеза, в которых образуются тяжелые элементы вплоть до платинового пика. В таких условиях распространность тяжелых элементов слабо зависит от значения температуры среды на стадии торможения вещества ветра.

8. Вычислены распространенности химических элементов в эволюционных моделях, описывающих процессы нуклеосинтеза в условиях высокой нейтронизации при слиянии нейтронных звезд; в горячем нейтринном ветре при взрыве сверхновой; в оболочках массивных сверхновых при коллапсе ядра звезды.

9. Впервые исследовано совместное влияние различных процессов деления на образование сверхтяжелых ядер, определен вклад вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления. Показана сильная зависимость формирования выходов как ядер космохронометров, так и сверхтяжелых элементов от модели спонтанного деления, что позволяет тестировать существующие модели спонтанного деления из сравнения расчетных выходов ядер-космохронометров с наблюдениями их распространенности. Показано наличие ветвления γ -процесса в области трансактинидов на основную ветвь образования тяжелых ядер и слабую ветвь приводящую к образованию сверхтяжелых ядер в основном γ -процессе, осуществляющимся при высоких концентрациях свободных нейтронов. На основе существующих ядерных данных рассчитаны выходы сверхтяжелых элементов, образующихся в данном сценарии.

Выносимые на защиту положения

Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, формулируются следующим образом.

1. Кинетическая модель образования тяжелых элементов в быстром нуклеосинтезе на основе учета основных парных реакций с нейтронами, протонами, фотонами и альфа-частицами, бета-распада деления и захвата электронных нейтрино обеспечивающих естественный переход от условий ядерного статистического равновесия к условиям замораживания реакций с заряженными частицами и чисто г-процессу.
2. Методика расчета и комплекс программ для расчета обилий химических элементов в условиях долговременной экспозиции и формирования основного компонента г-процесса, когда в условиях высокой степени нейтронизации среды значительная часть зародышевых ядер быстро выгорает, образуя актиниды, продукты деления которых вновь в нуклеосинтез. Таким образом устанавливается квазиравновесие относительных выходов изотопов между областью деления и областью ядер-продуктов деления, обеспечивая формирование второго и третьего пиков г-элементов на кривой распространенности.
3. Модель слабого г-процесса в гелиевом слое коллапсирующей звезды и двухкодовая методика расчета обилий химических элементов при формировании слабой компоненты г-процесса - промежуточных элементов от германия до кадмия.
4. Вывод о динамическом характере г-процесса, проходящего, в условиях высокой плотности свободных нейтронов вдоль границы нейтронной стабильности и только в конце нуклеосинтеза смещающегося в область ядер, находящихся в области г-процесса, определяемого статической моделью. Такое изменение пути нуклеосинтеза приводит к торможению г-процесса в области ядер с числом нейтронов $N=82$ и 126, что приводит к формированию в одном процессе ядер с массовым числом A от ~ 130 и более, и формирование пиков расчетной кривой распространенности, положение и размер которых хорошо согласуются с наблюдениями.
5. Результаты исследования вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления короткоживущих нейтроноизбыточных актинидов в сценарии слияния нейтрон-

ных звезд и характера влияния этих процессов на формирование средних и тяжелых ядер в астрофизическом нуклеосинтезе. Показано, что хотя вынужденное деление отвечает в основном за прерывание распространения волны нуклеосинтеза в область сверхтяжелых элементов, запаздывающее деление сильно влияет на окончательную распространенность тяжелых элементов, а выход ядер космохронометров сильно зависит от модели спонтанного деления.

6. Вывод об ускорении г-процесса в коллапсирующей сверхновой в результате захвата электронных нейтрин тяжелыми ядрами.
7. Вывод о слабой зависимости выходов тяжелых элементов в г-процессе в условиях быстро меняющихся параметров горячих ветров в широком диапазоне значений асимптотической температуры, определяемой скоростью замедления разлетающегося вещества при взрыве сверхновых разных масс.
8. Результаты моделирования и численного исследования нуклеосинтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов в разных сценариях г-процесса. Оптимальная модель нуклеосинтеза тяжелых элементов в сценарии слияния нейтронных звезд показавшая лучшее согласие с наблюдениями, требует установления квазистационарного тока ядер между областью актинидов и областью ядер продуктов деления. В такой модели образуются изотопы сверхтяжелых элементов, однако их время жизни невелико. Наиболее долгоживущие сверхтяжелые элементы не образуются, поскольку их образованию препятствует область ядер с короткими временами жизни спонтанного деления.

Научная и практическая значимость работы

Научная значимость диссертационной работы определяется возможностью объяснения наблюданной распространенности тяжелых элементов как в солнечной системе и звездах главной последовательности, так и в очень старых звездах низкой металличности посредством решения прямой и обратной задач на основе созданной модели нуклеосинтеза. В свою очередь, адекватное изучение результатов теоретического моделирования нуклеосинтеза должно способствовать развитию моделей предсверхновых звезд и построению общей физической картины взрывов коллапсирующих сверхновых.

Практическая значимость работы связана с созданием в ходе многолетних численных исследований комплекса программ для решения задач астрофизического нуклеосинтеза.

Созданные модель нуклеосинтеза и программный пакет могут быть также использованы для оценок выходов сильно нейтронизбыточных радионуклидов и понимания деталей запаздывающего деления при подготовке специальных экспериментов по изучению образования тяжелых элементов в земных условиях (например, при проведении ядерных взрывов, особенно с высоким выходом нейтронов).

Созданная база данных по скоростям вынужденного деления и вероятностей запаздывающего деления может быть использована как в научных целях при дальнейшем изучении образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в природе, так и для оценок образования экзотических радионуклидов при техногенных катастрофах на объектах атомной промышленности.

На работы автора имеется множество ссылок. Ряд результатов работ автора получил независимое подтверждение и международное признание.

В соответствии со сказанным выше, результаты изложенных в диссертационной работе исследований могут быть использованы во всех научных учреждениях, в которых изучаются проблемы физики собственно сверхновых и их остатков, физики межзвездной среды и теории эволюции как одиночных звезд, так и двойных звездных систем.

Материалы и методы

В диссертационной работе были использованы данные наблюдений распространенности химических элементов в веществе солнечной системы (земная кора, метеориты, солнечная корона) и ядерные данные (времена жизни, сечения, распадные характеристики) из различных источников. При создании моделей и сценариев нуклеосинтеза под действием нейтронов ядерно-физические характеристики изотопов и данные о сечениях элементарных процессов были взяты из публикаций в научных изданиях, из специализированных сайтов в интернете или были любезно предоставлены авторами. Основной метод исследований — построение численных моделей нуклеосинтеза в разных сценариях с последующим сравнением их с данными наблюдений и другими прогнозами, полученными независимыми исследователи на основе других моделей.

Личный вклад автора

Часть научных результатов, представленных в диссертации, получена в совместных работах с другими авторами. Вклад автора в эти работы был не меньшим, чем каждого соавтора в отдельности, причем вклад автора в постановку задач и в интерпретацию полученных результатов был не меньше вкладов других соавторов, а сами решения задач и соответствующие вычисления были выполнены преимущественно докторантом.

Апробация результатов

Основные результаты, изложенные в диссертации, неоднократно докладывались и обсуждались на астрофизическом, теоретическом и институтском семинарах ИТЭФ (Москва), научных семинарах ГАИШ и НИИЯФ МГУ (Москва), Института Астрофизики Общества им. Макса Планка (МРА, Гархинг, ФРГ), Института Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция) Института Физики Базельского университета (Швейцария), и ЛЯР ОИЯИ.

Работы автора докладывались и обсуждались на отечественных и международных конференциях: совещаниях по ядерной астрофизике (1991, 1996, 1998, 2002, 2004, 2008, Рингберг, Германия); Слабые взаимодействия и взаимодействия при низких энергиях (1992 г. Дубна, Россия); "Ядра в космосе" (1992, Карлсруэ, Германия; 1998, Волос, Греция; 2000, Орхус, Дания; 2002 Токио, Япония; 2006 Женева, Швейцария); Слабые и электромагнитные взаимодействия в ядрах (1993 Дубна, Россия); Совещание по Сверхновым 1993 (С.Петербург, Россия); Конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (сейчас: ЯДРО): 2003 (Москва); 2010 (С.Петербург); 2013 (Москва); "Физика нейтронных звезд" (1997, 2001, 2008; С.Петербург) Int. Conf. Nuclear Data in Science and Technology (1997, Триест, Италия); Congress of Int. Astronomical Union (1997, Moscow, Russia); "Физика высоких энергий" (2001, 2003, 2005, 2007, Москва); "Seminar on Fission" (2003, 2007, 2010, Belgium) Int. Conf. on the Chemistry and Physics of the Transactinide Elements - TAN (2008, Давос, Швейцария; 2011, Сочи, Россия); ECT Workshop "The Origin of the Elements: A Modern Perspective" (2011, Тренто, Италия); Совещание "Образование тяжелых элементов и эволюция химических элементов в галактике" (2011, Одесса, Украина; 2013, Москва); Nuclear Physics in Astrophysics (2013, Лиссабон, Португалия); "Dark Energy" (2013, Новосибирск).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы. Полный объем диссертации составляет 318 страниц, включая 98 рисунков и 8 таблиц. Список литературы насчитывает 396 наименований.

Публикации

Изложенные в диссертации результаты были опубликованы в 1990–2013 гг. в 50 работах (из них 4 без соавторов), из них 36 статей опубликованы в журналах из перечня ВАК (отмечены звездочкой):

- 1.* Панов И.В., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Влияние эффектов запаздывающего деления на образование трансурановых элементов // Известия. РАН, сер. физ. 1990. Т. 54(11). С. 2137-2142. 1990
2. Nadyozhin D.K., Panov I.V. The influence of neutrino flux upon the nucleosynthesis of heavy nuclei. In: 3d International Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei (WEIN-92), (Dubna, Russia, June 16–22, 1992): proceedings / Edited by Tc.Vylov, World Scientific Publishing Co., Utopia Press, Singapore. 1993. Р. 479-486.
- 3.* Панов И.В. Сечения захвата нейтрино нейтроноизбыточными ядрами // Письма в Астрон. журн. 1994. Т. 20. С. 616-622.
- 4.* Панов И.В., Птицын Д.А., Чечеткин В.М. Проблема образования элементов за железным ником и rbc-процесс // Письма в Астрон. журн. 1995. Т. 21(2). С. 209-214.
- 5.* Блинников С.И., Панов И.В., Птицын Д.А., Чечеткин В.М. Физическое обоснование процесса нуклеосинтеза тяжелых элементов // Письма в Астрон. журн. 1995. Т. 21(6). С. 872-876.
- 6.* Блинников С.И., Панов И.В. Кинетическая модель для быстрого нуклеосинтеза // Письма в Астрон. журн. 1996. Т. 22. С. 45-54.

- 7.* Панов И.В. Радиационный захват нейтронов и r-процесс // Известия РАН, сер. физ. 1997. Т. 61. С. 210-219.
- 8.* Nadyozhin D.K., Panov I.V. *Nucleosynthesis Induced by Neutrino Spallation of Helium* // Nuclear Physics A. 1997. Vol. 621. P. 359-362.
- 9.* Nadyozhin D.K., Panov I.V., Blinnikov S.I. The neutrino-induced neutron source in helium shell and r-process nucleosynthesis // Astronomy and Astrophysics. 1998. Vol. 335. P. 207-217.
- 10.* Герасименко Б.Ф. , Крамаровский Я.М. , Панов И.В. Расчет сечений нейтронного захвата ядер, образующихся в астрофизическом r-процессе // ЯФ. 1999. Т. 62. вып. 1. С. 119-125.
- 11.* Панов И.В., Надёжин Д.К. Роль протонов и альфа-частиц в быстром нуклеосинтезе в оболочке коллапсирующей сверхновой // Письма в Астрон. журн. 1999. Т. 25. вып. 6. С. 435-440.
- 12.* Nadyozhin D.K., Panov I.V. A two-code iterative method to calculate the light and heavy element synthesis // Nuclear Physics A. 2001. Vol. 688. P. 590-592.
- 13.* Надёжин Д.К., Панов И.В. Итерационный метод для одновременного расчета синтеза как легких, так и тяжелых элементов // Письма в Астрон. журн. 2001. Т. 27. С. 440-450.
- 14.* Панов И.В., Блинников С.И., Тилеманн Ф.-К. Нуклеосинтез тяжелых элементов: результаты вычислительного эксперимента // Письма в Астрон. журн., 2001, Vol. 27(4). P. 279-290.
- 15.* Panov I.V., Freiburghaus C., Thielemann F.-K. Could fission provide the formation of chemical elements with $A \leq 120$ in metal-poor stars? // Nuclear Physics A. 2001. Vol. 688. P. 587-589.
- 16.* Панов И.В., Чечеткин В.М. Об образовании химических элементов за железным ником // Письма в АЖ. 2002. Т. 28. вып. 7. С. 541-553.
- 17.* Панов И.В. Где проходит путь r-процесса: предельные случаи и сравнение с наблюдениями // Письма в Астрон. Журн. 2003. Т. 29. С. 195-201.

- 18.* Панов И.В., Тилеманн Ф.-К. Проблема деления и r-процесс: скорости вынужденного и запаздывающего деления // Письма в Астрон. Журн. 2003. Т. 29. С. 510-521.
- 19.* Panov I.V.; Thielemann F.-K. Final r-process yields and the influence of fission: the competition between neutron-induced and beta-delayed fission // Nuclear Physics A. 2003. Vol. 718. P. 647-649.
- 20.* Thielemann F.-K., Argast D., Brachwitz F., Hix W.R., Hofflich P., Liebendorfer M., Martinez-Pinedo G., Mezzacappa A., Panov I., Rauscher T. Nuclear cross sections, nuclear structure and stellar nucleosynthesis // Nuclear Physics A. 2003. Vol. 718. P. 139-146.
- 21.* Панов И.В., Тилеманн Ф.-К. Проблема деления и r-процесс: конкуренция между вынужденным и запаздывающим делением // Письма в Астрон. Журн. 2004. Т. 30. С. 711-719.
- 22.* Panov I.V., Kolbe E., Pfeiffer B., Rauscher T., Kratz K.-L., Thielemann F.-K. Calculations of fission rates for r-process nucleosynthesis // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 747. P. 633-654.
23. Panov I.V., Korneev I.Yu. Fission recycling in the r-process and formation of the second peak with $A = 130$. In: International Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in the Cosmos - IX"(CERN, Geneva, June 25-30, 2006): proceedings. / Proceedings of Science. 2006. PoS (NIC-IX) 156.
24. Nadyozhin D.K., Panov I.V. Neutrino-induced nucleosynthesis as a probe into the mechanism of supernovae. In: International Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in the Cosmos - IX"(CERN, Geneva, June 25-30, 2006): proceedings. / Proceedings of Science. 2006. PoS (NIC-IX) 147.
25. Martínez-Pinedo G., Kelic A., Langanke K., Schmidt K., Mocelj D., Fröhlich C., Thielemann F. -K., Panov I., Rauscher T., Liebendo"rfer M., Zinner N., Pfeiffer B., Buras R., Janka H.-Th. Nucleosynthesis in neutrino heated matter: The vp-process and the r-process. In: International Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in

- the Cosmos - IX"(CERN, Geneva, June 25-30, 2006): proceedings. / Proceedings of Science. 2006. PoS (NIC-IX) 064.
- 26.* Надёжин Д.К., Панов И.В. Слабый компонент r-процесса как результат взаимодействия нейтрино с гелиевым слоем сверхновой // Письма в Астрон. Журн. 2007. Vol. 33. P. 385-389.
27. Martinez-Pinedo G., Mocelj D., Zinner N.T., Kelic A., Langanke K., Panov I., Pfeiffer B., Rauscher T., Schmidt K.-H., Thielemann F.-K. The role of fission in the r-process // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2007. Vol. 59(1). P. 199-205.
28. Thielemann F.-K., Frohlich C., Hirschi R., Liebendorfer M., Dillmann I., Mocelj D., Rauscher T., Martinez-Pinedo G., Langanke K., Farouqi K., Kratz K.-L., Pfeiffer B., Panov I., Nadyozhin D.K., Blinnikov S., Bravo E., Hix W.R., Hoflich P., Zinner N.T. Production of intermediate-mass and heavy nuclei // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2007. Vol. 59(1). P. 74-93.
29. Thielemann F.-K., Mocelj D., Panov I., Kolbe E., Rauscher T., Kratz K.-L., Farouqi K., Pfeiffer B., Martinez-Pinedo G., Kelic A., Langanke K., Schmidt K.-H., Zinner N. The R-Process Supernovae and Other Sources of the Heaviest Elements // International Journal of Modern Physics E. 2007. Vol. 16(4). P. 1149-1163.
30. Korneev I.Yu., Panov I.V., Rauscher T., Thielemann F.-K. SMOKER and NON-SMOKER neutron-induced fission rates. In: Seminar on Fission VI (Corresdonk, Belgium, 18-21 September 2007): proceedings / Eds C.Wagemans, J.Wagemans and P.D'hondt. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Singapore. 2008. P. 177-186.
31. Nadyozhin D.K., Panov I.V. Neutrino-induced nucleosynthesis in supernovae: synthesis of light elements and neutrino-driven r-process // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2008. Vol. 35. id. 014061. P. 1-5.
- 32.* Панов И.В., Корнеев И.Ю., Тилеманн Ф.-К. r-процесс в области трансурановых элементов и вклад продуктов деления в нуклеосинтез ядер с $A \leq 130$ // Письма в Астрон. Журн. 2008. Vol. 34. P. 189-197.

- 33.* Panov I.V. and Janka H.-Th. On the Dynamics of Proto-Neutron Star Winds and r-Process Nucleosynthesis // Astronomy and Astrophysics. 2009. Vol. 494(3). P. 829-844.
34. Gopka V.F., Yushchenko A.V., Yushchenko V.A., Panov I.V., Kim Ch. Identification of absorption lines of short half-life actinides in the spectrum of Przybylski's star (HD 101065) // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. 2008. Vol. 24(2). P. 89-98.
35. Petermann I., Arcones A., Kelic A., Langanke K., Martinez-Pinedo G., Schmidt K.-H., Hix W.R., Panov I.V., Rauscher T., Thielemann F.-K., Zinner N. R-process nucleosynthesis calculations with complete nuclear physics input // In: Int. Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in the Cosmos - X (CERN, Geneva, July 27 - Aug 1, 2008): proceedings / CERN: Proceedings of Science. 2008. PoS (NIC-X) 143.
- 36.* Панов И.В., Корнеев И.Ю., Тилеманн Ф.-К. Сверхтяжелые элементы и г-процесс // ЯФ. 2009. Vol. 72. P. 1026-1033.
- 37.* Blinnikov S. I, Panov I. V., Rudzsky M. A., Sumiyoshi K. The equation of state and composition of hot, dense matter in core-collapse supernovae // Astronomy and Astrophysics. 2011. Vol. 535. id. A37. P. 1-13.
38. Thielemann F-K., Dillmann I., Farouqi K., Fischer T., Frohlich C., Kelic-Heil A., Korneev I., Kratz K-L., Langanke K., Liebendorfer M., Panov I.V., Martinez-Pinedo G., Rauscher T. The r-, p-, and rp-Process // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. Vol. 202. id. 012006. P. 1-13.
39. Petermann I., Martinez-Pinedo G., Arcones A., Hix W.R., Kelic A., Langanke K., Panov I.V., Rauscher T., Schmidt K.-H., Thielemann F.-K., Zinner N. Network calculations for r-process nucleosynthesis // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. Vol. 202. id. 012008. P. 1-11.
- 40.* Metzger B.D., Martinez-Pinedo G., Darbha S., Quataert E., Arcones A., Kasen D., Thomas R., Nugent P., Panov I.V., Zinner N.T. Electromagnetic Counterparts of Compact Object Mergers Powered by the Radioactive Decay of R-process Nuclei // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2010. Vol. 406. P. 2650-2662.

- 41.* Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Расчеты образования трансурановых элементов в интенсивных нейтронных потоках в адиабатических условиях // Известия РАН, сер. физ. 2010. Vol. 74(4). P. 504-508.
- 42.* Panov I.V., Korneev I. Yu., Rauscher T., Martinez-Pinedo G., Kelic-Heil A., Zinner N. T., Thielemann F.-K. Neutron-induced astrophysical reaction rates for translead nuclei // Astronomy and Astrophysics. 2010. Vol. 513. id. A61. P. 1-13.
- 43.* Панов И.В., Корнеев И.Ю., Раушер Т., Тилеманн Ф.-К. Скорости нейтронных реакций для r-процесса // Известия РАН, сер. физ. 2011. Т. 75. С. 520-525.
- 44.* Thielemann F.-K., Arcones A., Kappeli R., Liebendorfer M., Martinez-Pinedo G., Langanke K., Farouqi K., Kratz K.-L., Panov I.V., Korneev I.Yu. What are the astrophysical sites for the r-process and the production of heavy elements? // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2011. Vol. 66(2). P. 346-353.
45. Panov I.V., Korneev I.Yu., Rauscher T., Thielemann F-K. r-process reaction rates for the actinides and beyond. In: Seminar on Fission VI (Gent, Belgium, 17-20 May 2007): proceedings / Eds C.Wagemans, J.Wagemans and P.D'hondt. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Singapore. 2011. P. 255-262.
- 46.* Корнеев И.Ю., Панов И.В. Вклад деления в нуклеосинтез тяжелых элементов в астрофизическом r-процессе // Письма в Астрон. Журн. 2011. Т. 37(12). С. 930-939.
- 47.* Petermann I., Langanke K., Martinez-Pinedo G., Panov I.V., Reinhard P.-G., Thielemann F.-K. Have superheavy elements been produced in nature? // Eur. Phys. J. A. 2012. Vol. 48. P. 122-133.
- 48.* Панов И.В., Корнеев И.Ю., Лютостанский Ю.С., Тилеманн Ф.-К. Вероятности запаздывающих процессов для ядер, участвующих в r-процессе // ЯФ. 2013. Vol. 76(1). P. 88-101.
- 49.* Панов И.В., Корнеев И.Ю., Мартинец-Пинедо Г., Тилеманн Ф.-К. Влияние скорости спонтанного деления на выход сверхтяжелых элементов в r-процессе // Письма в Астрон. Журн. 2013. Т. 39. №3. С. 173-182.

50.* Панов И.В., Долгов А.Д. Влияние моделей спонтанного деления на образование ядер космохронометров в r-процессе // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 504-507.

1. ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРОЦЕССЕ БЫСТРОГО НУКЛЕОСИНТЕЗА.

МОДЕЛЬ И МЕТОДЫ.

Для того, чтобы образовались тяжелые элементы вплоть до урана, необходим большой избыток нейтронов (более 100 на каждое затравочное ядро) (Шрамм, 1973). Пока нет согласованной модели образования условий для начала г-процесса - неясна природа источника нейтронов, и остается открытым вопрос как о начальных условиях для г-процесса - температуре и плотности среды, изотопном составе и избытке нейтронов, так и месте протекания этого взрывного процесса нуклеосинтеза тяжелых элементов. И если физическая схема образования тяжелых элементов в целом ясна и выход элементов лучше или хуже, но воспроизводится в разных моделях и сценариях, то вопрос об образовании зародышевых ядер и существовании источника нейтронов, достаточного для образования тяжелых элементов, еще не решен.

В настоящее время считается, что г-процесс протекает по крайней мере в двух различных сценариях/объектах различающихся, в основном, продолжительностью поддержания условий нуклеосинтеза. По-длительности г-процес различается на слабый (короткий период облучения нейронами - короткая экспозиция) и сильный, характеризующийся длительным периодом существования условий с высокой плотностью свободных нейтронов (длительная экспозиция), что рассматривалось как два предельных случая г-процесса еще в работе Сигера и др. (1965). На основе анализа как наблюдений, так и моделей различных авторов Вассербург и др. (1996) пришли к такому же выводу - что существует основной г-процесс, в котором синтезируются ядра с массовым числом $A > 120$, и слабый г-процесс, ответственный за образование более легких тяжелых ядер ($A < 120$), протекающие в сценариях различного типа.

Причем специфический источник нейтронов, характерный для s-процесса, типа реакции $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$, скорее всего, в основном г-процессе отсутствует. Необходимые нейтроны возникают в процессе взрывного нуклеосинтеза с очень коротким гидродинамическим временем, таким, что при декомпрессии плотного и горячего вещества, образованного или в результате коллапса (близкие к ядру оболочки, выбрасываемые ударной волной) или вещества эJECTы при слиянии нейтронных звезд, когда при понижении температуры ниже температуры замораживания остается большое количество

свободных нейтронов, не успевших рекомбинировать в ядра. А количество зародышевых ядер, зависящее от радиационной энтропии, определяет, будет ли достаточно большим соотношение $n/seeds$, и, таким образом - пойдет ли r -процесс.

При построении модели r -процесса, описываемой в настоящей главе и предназначеннной для исследования условий, приводящих к r -процессу и самого r -процесса, в модель была заложена возможность использовать два подхода при исследовании сценариев, приводящих к синтезу тяжелых элементов: 1) моделировать r -процесс off-line - когда изменения параметров среды, включая плотность свободных нейтронов, определяются в гидродинамических моделях и используются в расчетах нуклеосинтеза как входные параметры модели без дальнейшего согласования результатов нуклеосинтеза с гидродинамической моделью сценария; 2) динамическая картина образования и изменения выходов элементов моделируется с согласованием таких основных параметров как плотность свободных нейтронов и нейтронный избыток (Y_e) на каждом шаге расчета и требует лишь задания начальных условий.

1.1. Основные проблемы r -процесса

Большинство вопросов, возникающих при решении проблемы образования тяжелых элементов в процессе быстрого нуклеосинтеза могут быть, в основном, объединены в 3 группы:

1. К первой, основной, должны быть отнесены вопросы типа - где, при каких условиях, стартует r -процесс? - в каких астрофизических объектах реализуются условия для протекания r -процесса? - каков сценарий, приводящий к появлению необходимых условий и их поддержанию в течение достаточного времени? Какова динамика изменения условий быстрого нуклеосинтеза?

2. ко второй группе относятся вопросы, ответы на которые позволяют понять, - где же кончается r -процесс? Какие причины вызывают его остановку? Истощение ли это свободных нейтронов или катастрофически-быстрое падение плотности вещества от значений, характерных для плотного и сверхплотного состояния вещества до плотностей разреженного газа? - или же это процессы деления трансурановых и сверхтяжелых ядер, последовательное изучение которых в нуклеосинтезе только начинается.

3. И к третьей группе относятся задачи прогнозирования и(или) уточнения ядерно-

физических свойств ядер (энергий связи, сечений, вероятностей запаздывающих процессов, деления, скоростей распада и синтеза и др.), решение которых позволит определить распространенность ядер, образующихся в *r*-процесса.

Основные наблюдательные данные, которые мы имеем - это наблюдения как солнечной распространенности тяжелых элементов, так и в последние годы - наблюдения распространенности элементов в очень старых звездах низкой металличности. Их, строго говоря, недостаточно для определения объектов, где идет *r*-процесс. Однако решая прямую задачу при различных, зачастую искусственных условиях, мы можем лучше понять динамический характер движения волны нуклеосинтеза, определить обилия ядер во время протекания *r*-процесса, яснее представить сам механизм развития и окончания *r*-процесса, ответить по крайней мере на часть поставленных вопросов.

Так, уже очевидно - из большого числа наблюдений старых звезд (Снеден и др., 2000; Хилл и др., 2002), что в сценариях *r*-процесса, где образуются элементы с $120 < A < 240$, время протекания *r*-процесса - τ_r больше так называемого циклического времени, определяемого длительностью протекания *r*-процесса от области пика $A \sim 130$ (соответствующей ядрам продуктам-деления) до области актинидов, в которой различные процессы деления препятствуют образованию ядер с массовыми числами более 260 и защищают *r*-процесс на область ядер с $A \approx 130$. Работы Панова и др. (2001б), Мартинец-Пинедо и др. (2007); Петерманн и др. (2007); Панова и др. (2008) подтверждают, что обрыв *r*-процесса в сценариях слияния нейтронных звезд происходит благодаря делению, причем во многом - вынужденному делению (Панов и Тилеманин, 2003; Петерманн и др., 2008; Мартинец-Пинедо и др. 2007).

Устоявшееся "классическое" представление о пути *r*-процесса, введенное в первых работах по нуклеосинтезу и успешно использовавшееся в параметрических расчетах прямых задач, хотя и полезно методически, но уже недостаточно соответствует современному состоянию проблемы.

Пересмотр и уточнение понятий и результатов *r*-процесса идет практически постоянно, по мере непрерывного улучшения качества как ядерных данных (см., например в Мёллер и др., 1997; Крац и др. 2007; Панов и др. 2013 и цитированную там литературу), так и все более последовательных поисков астрофизических сценариев быстрого нуклеосинтеза (Вассербург и др., 1996; Эпштейн и др., 1988; Камерон, 2001; Ванайо и Янка, 2011).

Путь r-процесса

Из анализа распространенности элементов в природе (Камерон, 1982; Андерс, Грэвессе, 1989; Симмерер, Снеден, 2004) и из систематики свойств атомных ядер очевидно, что примерно половина из всех тяжелых ядер, образующихся в реакциях с нейтронами, была создана в *r*-процессе, а остальные - в *s*-процессе. Это однозначно следует из оболочечной структуры атомных ядер, приводящей к повышенным обилиям ядер с заполненными оболочками и неоднократно описано в литературе.

И если *s*-процесс идет по границе стабильных ядер, заканчиваясь на свинце ($Z=82$), то типичный путь *r*-процесса в статической модели показан на Рис. 1 (жирная линия на карте ядер) в рамках устоявшихся представлений (Кратц и др., 1993), когда конечная распространенность *r*-элементов определяется суперпозицией распространенностей элементов вдоль различных „траекторий“, условия протекания *r*-процесса вдоль которых в основном неизменны, т.е. вдоль каждой траектории образуются ядра с одинаковой энергией связи нейтрона $S_n \approx \text{const}$. Разные астрофизические сценарии предполагают различный набор траекторий (Крац и др., 1993; Кёппелер и др., 1989; Горилый, Арну, 1996). Однако это разбиение условно и модельно зависимо. Модельно значительно более независимым является представление о динамическом характере *r*-процесса (см., например, Оцуки и др., 2000; Фрейбургхаус и др., 1999б; Панов и Надёжин, 1999), когда условия его протекания меняются быстрее характерного времени *r*-процесса ($\tau_r \gg \tau_h$), где τ_h -характерное гидродинамическое время, определяющее скорость изменения условий протекания быстрого нуклеосинтеза, которые по современным представлениям (Томсон, 2001; Терасава и др., 2002) на порядок меньше, чем представлялось совсем недавно (Вусли и Хоффман, 1992).

В таких условиях путь *r*-процесса правильнее определять иначе. Рассмотрим для определенности путь *r*-процесса для конкретной модели слияния нейтронных звезд (Фрайбургхаус и др., 1999), применявшейся нами для рассмотрения различных каналов деления (Панов и Тилеманн, 2003; Панов и др., 2013) и подробно рассмотренная в главе 3. Эта модель дает стартовые условия *r*-процесса, характеризующиеся высокой плотностью вещества и свободных нейтронов ($n_n \approx 10^{30} \text{ см}^{-3}$) и поэтому на начальной стадии нуклеосинтез идет просто вдоль границы нейтронной стабильности (Рис. 1, кружки)

В последующем, по мере падения нейтронной плотности путь *r*-процесса сдвигается

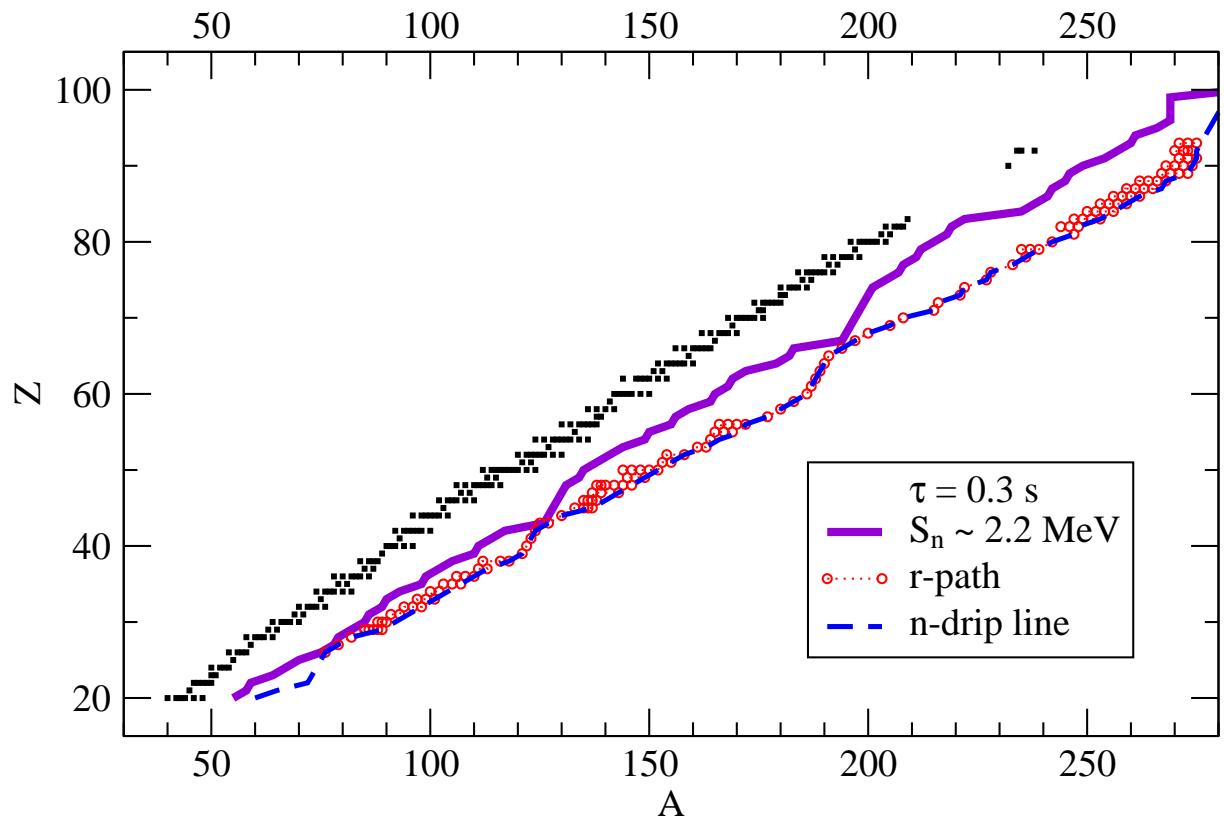


Рис. 1. Путь r -процесса (толстая линия) в классической модели статического r -процесса (≈ 2.2 МэВ) и в динамической модели (кружки) на стадии r -процесса при $n_n > 10^{26}$ см $^{-3}$ ($\tau=0.3$ с).

в сторону стабильных ядер (Рис. 2), а при падении n_n до 10^{18} см $^{-3}$ путь r -процесса, определяемый наиболее обильными ядрами, проходит примерно посередине между областью стабильных ядер и линией нейтронной стабильности (Рис. 2б), в области ядер с $S_n \approx 2.2$ МэВ, включая в себя путь классического r -процесса. Причем, поскольку картина очень быстро меняется, то правильнее говорить об области протекания r -процесса, а не о его пути. В таком случае область r -процесса будет состоять из ядер, обозначенных кружками, плюс заштрихованная область ядер вплоть до линии нейтронной устойчивости (Рис. 2). Расчеты показывают, что в таких условиях положения пиков на расчетной кривой распространенности соответствуют наблюдениям и нет необходимости подбирать подходящие траектории (Рис. 3).

При динамическом r -процессе практически при любых сценариях расположение пиков на кривой распространенности находится в очень хорошем согласии с наблюдениями, в зависимости от деталей сценария может меняться только относительный выход более легких и более тяжелых r -элементов. Так, на Рис. 3 приведены расчеты динами-

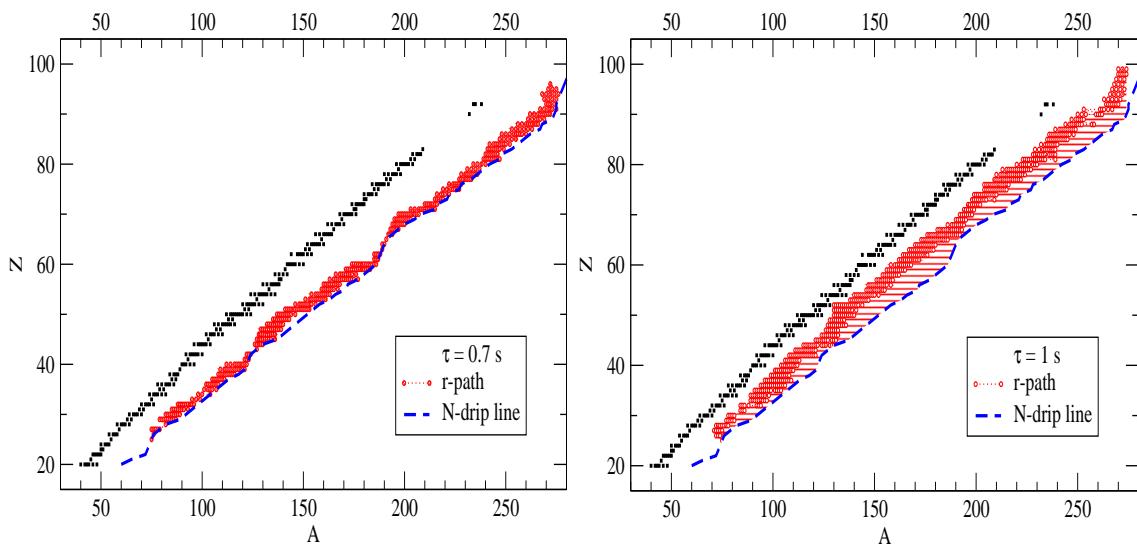


Рис. 2. Путь быстрого нуклеосинтеза (кружки) в конце *r*-процесса когда плотности нейтронов n_n в $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $\tau = 1 \text{ s}$.

ческого *r*-процесса в совершенно различных условиях - для модели слияния нейтронных звезд (Россвог и др., 1999) и модели горячей разреженной области при взрыве сверхновой - "hot-bubble" (Витти и др., 1993). Ясно видно, что положения пиков и весь ход кривой распространенности в области $A > 120$ хорошо описывается расчетами. Причем так называемый путь *r*-процесса представляет область наиболее обильных изотопов каждого химического элемента, положение которого на карте ядер постепенно сдвигается от границы нейтронной стабильности до области, в которой начинается охлаждение *r*-процесса (линия "классического" пути *r*-процесса на Рис.1 и область протекания динамического *r*-процесса - кружки на Рис. 2б). Скорость этого передвижения и конкретный характер зависят как от скорости изменения необходимых для нуклеосинтеза условий, так и типа и параметров объекта, в которых идет *r*-процесс.

Поэтому окончательный выход *r*-элементов будет, как это ясно из постановки задачи, определяться либо взвешенной суперпозицией обилий в одном сценарии (см., например Вусли, 1994; Фрайбургхаус и др., 1999б) или (и) еще одним усреднением по возможному разнообразию сценарных объектов (как, например, сценарий взрыва СН и образование тяжелых элементов под действием нейтринного нагрева среды, осуществим при взрыве сверхновых различных масс, что приведет к разнообразию условий *r*-процесса).

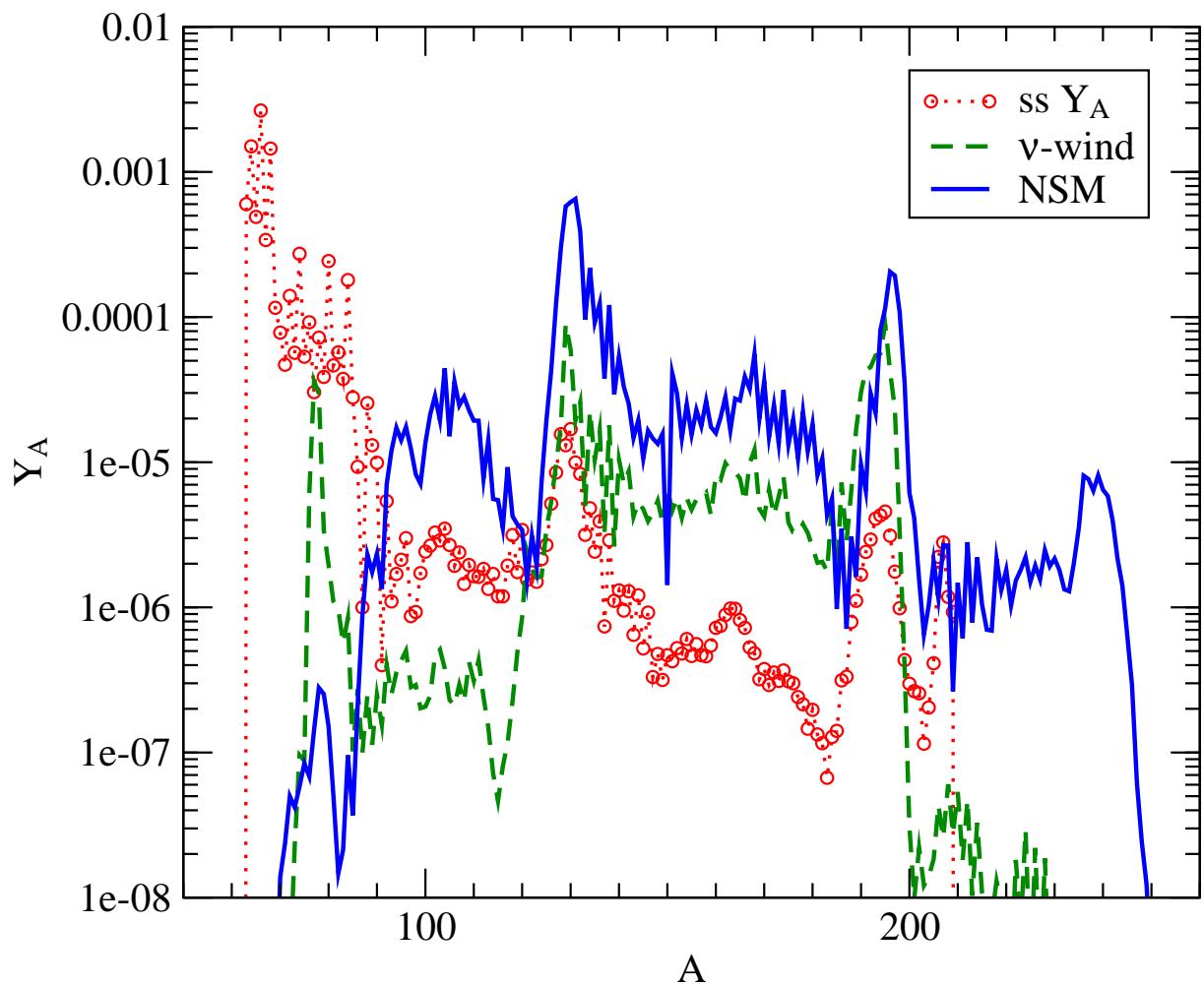


Рис. 3. Расчетная распространенность тяжелых ядер в модели слияния нейтронных звезд (штриховая линия) и "hot bubble" (линия). Наблюдаемая распространенность элементов в солнечной системе (Андерс и Грэвесси, 1989) показана линией с кружками. Нормировка кривых произвольная.

1.2. Математические модели и численный метод

На различных стадиях звездной эволюции используются разные физические и математические модели ядерного синтеза. При высоких температуре и плотности простым и надежным является приближение ядерного статистического равновесия (NSE).

Вопрос о применимости этого приближения обсуждался неоднократно при изучении разных физических процессов: для ядерного равновесия в звездах (Имшенник и др., 1981; Имшенник, Хохлов, 1983); для β -процессов (Имшенник и др., 1967); для г-процесса (Камерон и др., 1983б; Лютостанский и др., 1986)).

Для ядер в области от кремния до элементов железного пика и с энергией реакции порядка 10 МэВ фотоядерные реакции начинают играть заметную роль только при температуре выше $3 \cdot 10^9$ К. При таких или еще более высоких температурах устанавливается NSE, но для этого необходимо некоторое время, тем меньшее, чем выше температура. Когда избыток нейтронов (или протонов) по сравнению со стабильными ядрами достаточно велик, типичное время установления NSE значительно уменьшается. Но в каждом конкретном случае время установления NSE может зависеть, в частности, от точности начального решения и числа ядер и частиц, включенных в рассмотрение. Например, для сильно нейтронизбыточных ядер, типичных для г-процесса, приближение NSE применимо (по отношению к реакциям с нейтронами) уже при температурах $T = 10^9$ K (Камерон и др., 1983а), а в ряде случаев и при более низких, особенно при достаточно высокой плотности свободных нейтронов ($n_n > 10^{24}$ см⁻³).

На стадии взрывного нуклеосинтеза при взрыве сверхновой параметры среды меняются очень быстро по сравнению со временем установления NSE, поэтому приближение NSE часто может быть неприменимо и надо использовать другие модели. В таком случае необходимо учитывать все возможные ядерные реакции между всеми типами ядер и частиц, приводящие к синтезу новых ядер и химических элементов (в большинстве случаев достаточно учитывать только парные ядерные реакции и некоторые другие, например 3- α -реакция), для чего необходима кинетическая модель (КМ).

С начала создания (основы теории термодинамического равновесия были сформулированы Покровским (1931)) теория статистического равновесия была очень привлекательна, в частности, с вычислительной точки зрения. Для вычислений нужно знать только энергии связи и статистические суммы всех ядерных ингредиентов, участвующих в реакции. Приближение равновесия очень привлекательно также из-за простоты вычислений, с его помощью можно получить полезные результаты при рассмотрении различных проблем (таких как г-процесс, взрывной нуклеосинтез и т.д.). Результаты, полученные Хиксом и др. (1999а,б) в приближении квазистатистического равновесия (QSE) позволяют глубже понять детали ядерного горения кремния.

Созданные в шестидесятых годах модели, основанные на приближении NSE (см. Боданский и др., 1968), достаточно просты и надежны, но их применение к рассмотрению нуклеосинтеза возможно имеет смысл только при выполнении ряда физических условий, определяемых параметрами модели NSE. В частности, время t_{NSE} , необходимое

для установления NSE, должно быть много меньше характерного времени протекания рассматриваемого процесса t_τ . В противном случае решение задачи может быть неверным или совсем невозможным. Кроме того, время счета, необходимое для решения задачи, должно быть разумным.

Приближение NSE является основным подходом при моделировании образования промежуточных элементов и элементов группы железа на равновесных стадиях эволюции звезд. Для г-процесса или для любых других динамических процессов взрывного типа необходимо использовать модель, учитывающую кинетику различных ядерных реакций.

Такая модель должна одновременно рассматривать очень широкую область ядер, в которой скорости реакций, вызванные разными процессами, меняются со временем на много по порядков, что затруднит проведение расчетов и требует специальных методов расчета систем большого количества нелинейных дифференциальных уравнений. Поэтому очень важно иметь надежный инструмент вычислительной астрофизики – аккуратно протестированные компьютерные программы.

Методы и подходы, используемые и развивающиеся в данной работе, включают возможность моделирования двух типов основных процесса: 1) взрывного нуклеосинтеза, заканчивающегося в результате замораживания реакций по мере расширения и охлаждения вещества; 2) нуклеосинтеза под действием нейтронов, в ряде случаев при наличии соответствующего избытка нейтронов, стартующего после взрывного нуклеосинтеза.

1.2.1. Кинетическая модель нуклеосинтеза

Развитая (Блинников и Панов, 1996; Надёжин и др., 1998; Панов и др., 2001а) кинетическая модель нуклеосинтеза (КМ) определяет изменение концентраций $Y_{A,Z}$ каждого нуклида (A, Z) путем решения системы дифференциальных уравнений, в которой изменение концентраций $Y_{A,Z}$ для каждого ядра определяется уравнением:

$$\begin{aligned}
dY_{A,Z}/dt = & -\lambda_\beta(A, Z) \cdot Y_{A,Z} - \lambda_{n\gamma}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{n\gamma}(A-1, Z) \cdot Y_{A-1,Z} \\
& + \sum_{i=0,1,2,3} \lambda_\beta(A+i, Z-1) \cdot P_i(A+i, Z-1) Y_{A+i,Z-1} \\
& - \lambda_{\gamma n}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{\gamma n}(A+1, Z) \cdot Y_{A+1,Z} \\
& - \lambda_{p\gamma}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{\gamma p}(A+1, Z+1) \cdot Y_{A+1,Z+1} \\
& - \lambda_{\gamma p}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{p\gamma}(A-1, Z-1) \cdot Y_{A-1,Z-1} \\
& - \lambda_{\alpha\gamma}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{\gamma\alpha}(A+4, Z+2) \cdot Y_{A+4,Z+2} \\
& - \lambda_{\gamma\alpha}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{\alpha\gamma}(A-4, Z-2) \cdot Y_{A-4,Z-2} \\
& - \lambda_{np}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{np}(A, Z+1) \cdot Y_{A,Z+1} \\
& - \lambda_{pn}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{pn}(A, Z-1) \cdot Y_{A,Z-1} \\
& - \lambda_{p\alpha}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{\alpha p}(A-3, Z-1) \cdot Y_{A-3,Z-1} \\
& - \lambda_{\alpha p}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} + \lambda_{p\alpha}(A+3, Z+1) \cdot Y_{A+3,Z+1} \\
& - \lambda_{\alpha n}(A-3, Z-2) \cdot Y_{A-3,Z-2} - \lambda_{\alpha n}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} \\
& + \lambda_{n\alpha}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} - \lambda_{n\alpha}(A+3, Z+2) \cdot Y_{A+3,Z+2} ,
\end{aligned} \tag{1.1}$$

где λ_{ij} определяет скорости различных реакций. Для двухчастичных реакций $(A, Z) + i \rightarrow (A_f, Z_f) + j$ имеем

$$\lambda_{ij}(A, Z) = Y_i(t)\rho(t)N_A \langle \sigma_{ij}(A, Z)v \rangle,$$

где $i = n, p, \alpha$ и $j = n, p, \alpha, \gamma$.

Скорости обратных реакций фотодиссоциации (γ, i) могут быть определены через скорости прямых (i, γ) -реакций (Фаулер и др., 1967):

$$\lambda_{\gamma i}(A, Z) = C_{AZ}^i N_A \langle \sigma_{i\gamma}(A - A_i, Z - Z_i)v \rangle,$$

где

$$C_{AZ}^i = 0.987 \cdot 10^{10} \frac{g_i g_{A-A_p, Z-Z_p}}{g_{A,Z}} \left[\frac{A_p(A - A_p)}{A} T_9 \right]^{3/2} \exp \left(-Q_{i\gamma} \frac{11.605}{T_9} \right) \text{ Г см}^{-3} .$$

Здесь $A_p = 1, 1, 4$, $Z_p = 0, 1, 2$ и $g_p = 2, 2, 1$ для n, p и α , соответственно, T_9 – температура в единицах $10^9 K$, $Q_{i\gamma}$ – энергия (в МэВ), освобождаемая в соответствующей прямой (n, γ) -, (p, γ) - и (α, γ) -реакциях: $(A - A_p, Z - Z_p) + i \rightarrow (A, Z) + \gamma + Q_{i\gamma}$.

Концентрации нейтронов, протонов и α -частиц определяются следующими уравнениями, которые решаются совместно с системой уравнений (1.1):

$$\begin{aligned} dY_n/dt = & - \sum_Z \sum_A (\lambda_{n\gamma} - \lambda_{\gamma n} + \lambda_{np} + \lambda_{n\alpha} - \lambda_{\alpha n} - \lambda_{pn} \\ & - \sum_{k=1,2,3} k \cdot \lambda_\beta(A, Z) \cdot P_k(A, Z)) \cdot Y_{A,Z}, \\ dY_p/dt = & - \sum_Z \sum_A (\lambda_{p\gamma} - \lambda_{\gamma p} + \lambda_{p\alpha} - \lambda_{\alpha p} + \lambda_{pn} - \lambda_{np}) \cdot Y_{A,Z}, \\ dY_\alpha/dt = & - \sum_Z \sum_A (\lambda_{\alpha\gamma} - \lambda_{\gamma\alpha} + \lambda_{\alpha p} + \lambda_{\alpha n} - \lambda_{n\alpha} - \lambda_{p\alpha}) \cdot Y_{A,Z}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где

$$\begin{aligned} Y_{A,Z} &= \frac{n(A, Z)}{\rho N_A}, \quad Y_n = \frac{n_n}{\rho N_A}, \quad Y_p = \frac{n_p}{\rho N_A}, \quad Y_\alpha = \frac{n_\alpha}{\rho N_A}. \\ &\sum_{k=0,1,2,3} P_{kn}(A+k, Z) + P_{\beta df}(A, Z) = 1, \end{aligned} \quad (1.3)$$

а концентрации ядер и нейтронов:

$$Y_{A,Z} = \frac{n(A, Z)}{\rho(t) N_A}, \quad Y_n = \frac{n_n(t)}{\rho(t) N_A}, \quad (1.4)$$

скорости реакций радиационного захвата нейтрона равны

$$\lambda_{n\gamma}(A, Z) = \langle \sigma_{n\gamma}(A, Z) \nu \rangle \cdot Y_n \rho N_A,$$

скорость β -распада: вероятность запаздывающих нейтронов и деления:

$$\lambda_\beta(A, Z) = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}(A, Z)},$$

При наличии деления, без учета которого невозможно моделировать основной г-процесс, к уравнению (1.1) добавляются члены, ответственные за вынужденное, запаздывающее (Панов и Тилеманн, 2003; Панов и др., 2003а,б) и спонтанное деление (Корнеев и Панов, 2011):

$$\begin{aligned} dY_{A,Z}/dt = & \dots + \sum_{A_f, Z_f} W_{nf}(A_f, Z_f, A, Z) \lambda_{nf}(A_f, Z_f) \cdot Y_{A_f, Z_f} - \lambda_{nf}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} \\ & + \sum_{A_f, Z_f} W_\beta(A_f, Z_f, A, Z) \lambda_\beta(A_f, Z_f) P_{\beta df}(A_f, Z_f) \cdot Y_{A_f, Z_f} - \lambda_\beta(A, Z) P_{\beta df}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} \\ & + \sum_{A_f, Z_f} W_{sf}(A_f, Z_f, A, Z) \lambda_{sf}(A_f, Z_f) \cdot Y_{A_f, Z_f} - \lambda_{sf}(A, Z) \cdot Y_{A,Z} \end{aligned} \quad (1.5)$$

скорости вынужденного и спонтанного деления соответственно:

$$\lambda_{nf}(A, Z) = \langle \sigma_{nf}(A, Z) \nu \rangle \cdot Y_n \rho N_A, \quad \lambda_{sf}(A, Z) = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}(A, Z)}. \quad (1.2)$$

Массовое распределение продуктов деления $W_i(A_f, Z_f, A, Z)$ (где A_f – массовое, а Z_f – зарядовое число материнского ядра) и число мгновенных нейтронов деления полагались для простоты одинаковыми для всех типов деления, т.е. $W_i = W_{\beta df} = W_{nf} = W_{sf}$, и определялись как в работе Панова и др. (2008), более подробно о функции распределения продуктов деления написано в параграфе 2.5. Отметим, что данное уравнение написано для общего случая. В расчетах г-процесса не существует делящихся ядер, которые при этом могут являться одним из продуктов деления другого, более тяжелого, ядра.

При наличии деления соответственно в уравнения для нейтронов (1.2) добавляются члены, учитывающие мгновенные нейтроны деления и поглощение нейтрона при вынужденном делении:

$$\begin{aligned} dY_n/dt = & \dots \\ & + \sum_{A,Z} (\lambda_\beta(A, Z) \cdot \nu_{\beta df} + \lambda_{nf} \cdot \nu_{nf} + \lambda_{sf} \cdot \nu_{sf}) \cdot Y_{A,Z} \end{aligned} \quad (1.6)$$

где ν_i – количество нейтронов деления, испускаемых делящимся ядром (A, Z) .

В доработанном коде (Панов и др., 2008), реакции деления были дополнены корректным учетом массового распределения ядер-продуктов деления и их возвращения в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер, приводящего к установлению квазистационарного тока ядер, а также альфа-распадом, поскольку после окончания г-процесса альфа-распад конкурирует с бета-распадом и спонтанным делением. При ослаблении нейтронного потока и смещении пути г-процесса в область ядер, нестабильных по альфа-распаду, этот распад также становится важным в формировании выходов образующихся ядер и поэтому тоже учтен в расчетах.

Полное число рассматриваемых ядер в расчетах нуклеосинтеза и, соответственно, число уравнений (1.1), зависят от выбора области интегрирования и массовых формул и достигает 6000 (для обобщенной модели Томаса-Ферми – 5940). Границы рассматриваемой области были определены следующим образом: $Z_{min} = 2$, $Z_{max} = 115$, A_{min} и A_{max} для каждого Z определялись, с одной стороны стабильными и долгоживущими ядрами, и границей нейтронной стабильности с другой, в соответствии с современными расчетами энергий связи (Мамду и др., 1998).

Скорости бета-распада, использовавшиеся в расчетах, были рассчитаны в рамках модели QRPA (Кратц и др., 1993). Скорости радиационного захвата нейтронов, рассчитывались на основе нейтронных сечений, полученных в работах Панова и др. (2005) и Раушера, Тилеманна (2000). Скорости процессов деления были вычислены (Панов и др., 2010) на основе развитой ранее модели (Тилеманн и др., 1987; Панов и др., 2005), использующей статистический подход Хаузера-Фешбаха, и расчетов ядерных масс и барьеров деления в рамках разных яф моделей: обобщенной модели Томаса-Ферми с поправкой Струтинского (ETFSI) (Абуссир и др., 1995; Мамду и др., 1998, FRDM (Мёллер и др., 1995), модели Томаса-Ферми с оболочечными поправками (ТФ) (Майерс, Святецкий, 1996, 1999), Хартри-Фока-Боголюбова с параметризацией сил Скирма Scm14 (Горилый и др., 2007).

Поскольку скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения матрицы Якоби системы уравнений (1.1) и(1.2) (с учетом деления (1.5), 1.6), различаются по абсолютному значению на порядки, то эта система уравнений является классическим примером жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Для численного интегрирования таких систем разработано много методов. Мы применили один из наиболее эффективных – метод Гира (1971) с модификациями Брэйтона и др. (1972). Для его реализации было развито специальное программное обеспечение (Блинников, Бартунов, 1993; Блинников, Дунина-Барковская, 1994). В основе алгоритма лежит метод предсказания и коррекции (предиктор–корректор) с автоматическим выбором шага и порядка метода. Основную трудность в реализации данного алгоритма представляет необходимость решения очень большой системы линейных уравнений (порядка нескольких тысяч — по числу уравнений в системе (1.1) и (1.2)) при проведении итераций корректора. Эта трудность возникает и в других неявных методах, например, в простом неявном методе ломаных Эйлера. Поскольку матрица коэффициентов в этой системе является разреженной, для ее решения можно применять специальные методы, разработанные для разреженных матриц (см., например, Писсанецки, 1984), причем выбор метода решения разреженной системы оказывает решающее влияние на эффективность всего алгоритма для кинетической задачи.

Примененная нами математическая модель использовалась для расчетов нуклеосинтеза в различных сценариях и тестировалась расчетами по другим кодам.

1.2.2. Тестовые задачи

Созданная модель была протестирована на различных задачах и в разных сценариях (Панов и др., 2001а).

В качестве первого теста (TEST1) моделирования г-процесса мы рассматривали классическую модель динамического г-процесса. Здесь "динамический" означает, что изменение концентрации свободных нейтронов было согласовано с изменением концентраций всех ядер, что определялось совместным решением уравнений (1.1) и (1.2). В качестве среды г-процесса мы рассматривали простую качественную модель (Хиллебрандт, 1978), когда небольшое количество "зародышевых" ядер (для простоты выбиралось ядро одного из элементов железного пика, условно называемого в дальнейшем "железо") находится в среде, состоящей из свободных нейтронов. Относительные начальные концентрации нейтронов и "железа" определялись путем введения свободного параметра – отношения числа нейтронов к числу протонов n/p , значение которого в наших расчетах изменялось в пределах от 4 до 10.

До начала проведения Test1 было проверено распределение "зародышевых" ядер, полученное в расчетах, основанных на приближении NSE при $\rho = 2 \cdot 10^9 \text{ г см}^{-3}$ и $T_9 = 5$ (Хиллебрандт, 1978) с $n/p=4$. были использованы те же начальные данные с ^{78}Ni в качестве "зародышевого" ядра. Рассчитанные в рамках созданной модели (расчет R1 (Тест1)) изотопные распределения Fe, Co, Ni и Cu хорошо воспроизвели NSE-распределение тех же изотопов, несмотря на различные массовые формулы и статистические суммы, использовавшиеся в сравниваемых моделях NSE и КМ (Рис.4). Наиболее распространенными изотопами в обоих случаях были изотопы никеля, выходы меди в расчетах КМ несколько занижены, а кобальта завышены по сравнению с расчетами NSE (Хиллебрандт, 1978). Такие распределения были получены в КМ уже за время $t = 10^{-5}$ с и оставались постоянными все время счета вплоть до $t_{fin}=50$ с.

В проведенных затем при таких же начальных значениях параметров расчетах г-процесса (R2 (Тест2)) успевают образоваться все ядра от "железа" до урана, прежде чем плотность нейтронов не снизится ниже критической (10^{18} см^{-3}), при которой г-процесс уже не идет. Отметим, что при таких значениях параметров вопрос о запаздывающем и спонтанном делении (Панов и др., 2000) несуществен, поскольку плотность нейтронов становится меньше критической при достижении волной нуклеосинтеза транс-

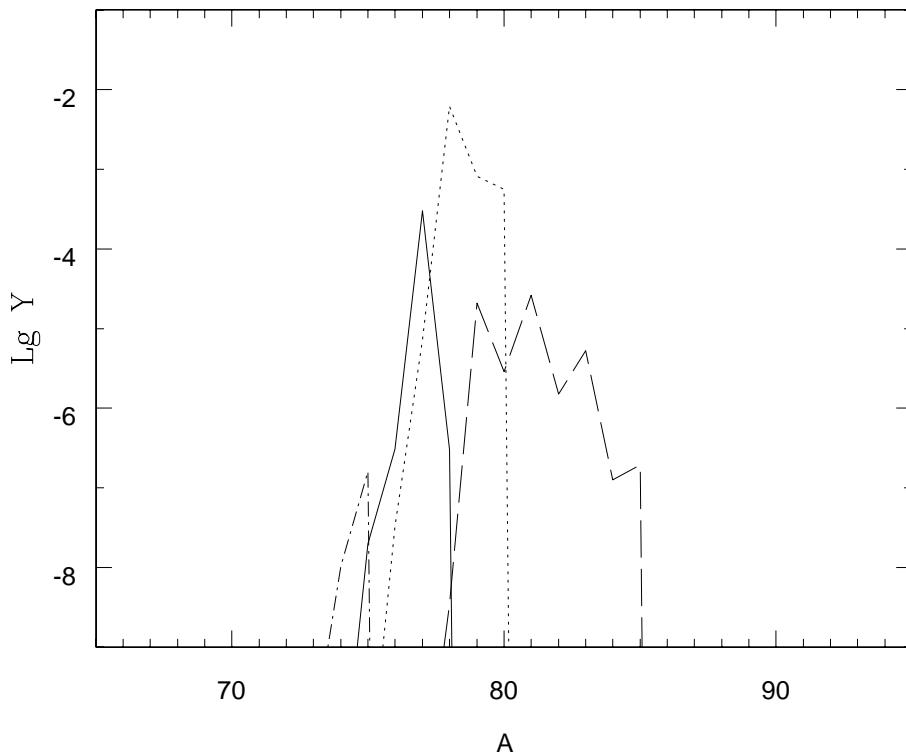


Рис. 4. Расчеты равновесных концентраций железа, кобальта, никеля и меди в КМ для $n/p=4$, $T_9=5.0$, $\rho = 2 \cdot 10^9$ г/см³. Штрихпунктирная линия – Fe, сплошная – Co, пунктирующая – Ni, штриховая – Cu.

урановой области. Расчеты проводились до значений физического времени 10 секунд, за это время плотность свободных нейтронов падала с $2.6 \cdot 10^{23}$ см⁻³ до $2.6 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Большая часть химических элементов была образована в течение 2 с (когда плотность свободных нейтронов менялась слабо и составляла $\sim 10^{23}$ см⁻³), поскольку путь γ -процесса проходил в течение этого времени вдоль линии нейтронной стабильности по ядрам с минимальными периодами полураспада. В дальнейшем, по мере синтеза все более тяжелых элементов, плотность нейтронов быстро падала, путь γ -процесса смещался в область более долгоживущих ядер, скорость нуклеосинтеза замедлялась и образование новых элементов продолжалось только в области ядер с $N \approx 82$ за счет выхода волны нуклеосинтеза из области ядер с короткими периодами полураспада в область долгоживущих ядер. В это же время β -распады и (γ, n) -реакции начинают доминировать над захватом нейтронов. Результаты расчетов (R2=TEST2) приведены на Рис. 5.

Конечно, хотя расчет (сплошная линия), как это видно из рисунка, и повторяет основную структуру солнечной кривой распространенности элементов (пунктирная линия), выходы изотопов с $A > 130$ заметно переоценены. Однако положение

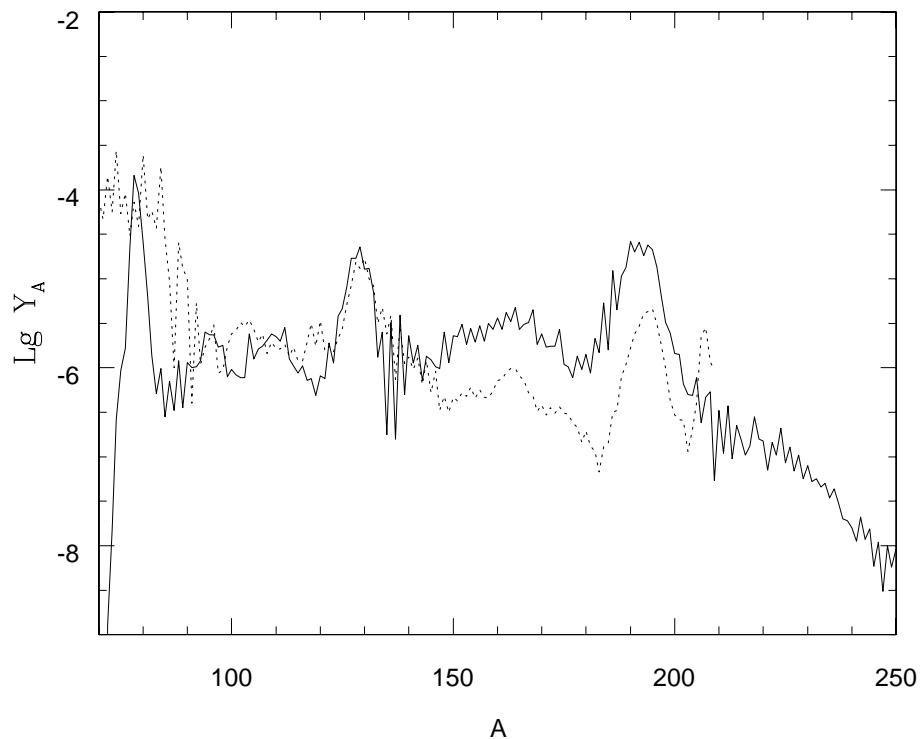


Рис. 5. Расчеты классического г-процесса с начальным соотношением $n/p=4$, "затравочное" ядро – ^{78}Ni , $T_9=1$, путь г-процесса проходит по ядрам с энергией связи нейтрона $S_n = 2$ МэВ, исходная концентрация нейтронов $n_n = 2.6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$; пунктирная линия – солнечная распространенность г-элементов (Кёппелер и др., 1989).

пиков ($A \sim 130, 196$) отлично совпадает с наблюдениями, что подтверждает скорее "динамическую" природу г-процесса, а не статистическую классическую модель г-процесса, в которой в одном событии не удавалось получить точного совпадения положений всех расчетных и солнечных пиков. Если модельные условия г-процесса неверны, положения пиков, особенно второго и третьего, будут сдвинуты по сравнению с пиками солнечной кривой распространенности элементов (см., например, Лютостанский и др., 1986; Кратц и др., 1993 и цитированную там литературу).

Еще один расчет (R3 (Тест3)) был сделан при условиях, характерных для нуклеосинтеза в модели "горячего пузыря" (Витти и др., 1994). Напомним, что "Горячим пузырем" называется область в сверхновой II типа, образующаяся за счет депозиции энергии нейтрино от коллапсирующего ядра и характеризующаяся высокими температурой и плотностью, необходимыми для протекания г-процесса (Вусли, Хоффман, 1992). Так же, как в этих работах, в качестве начальных условий г-процесса были взяты конечные результаты, полученные в гидродинамических расчетах. То есть г-процесс начался при понижении температуры до $T_9 = 2.34$, когда реакции с заряженными ча-

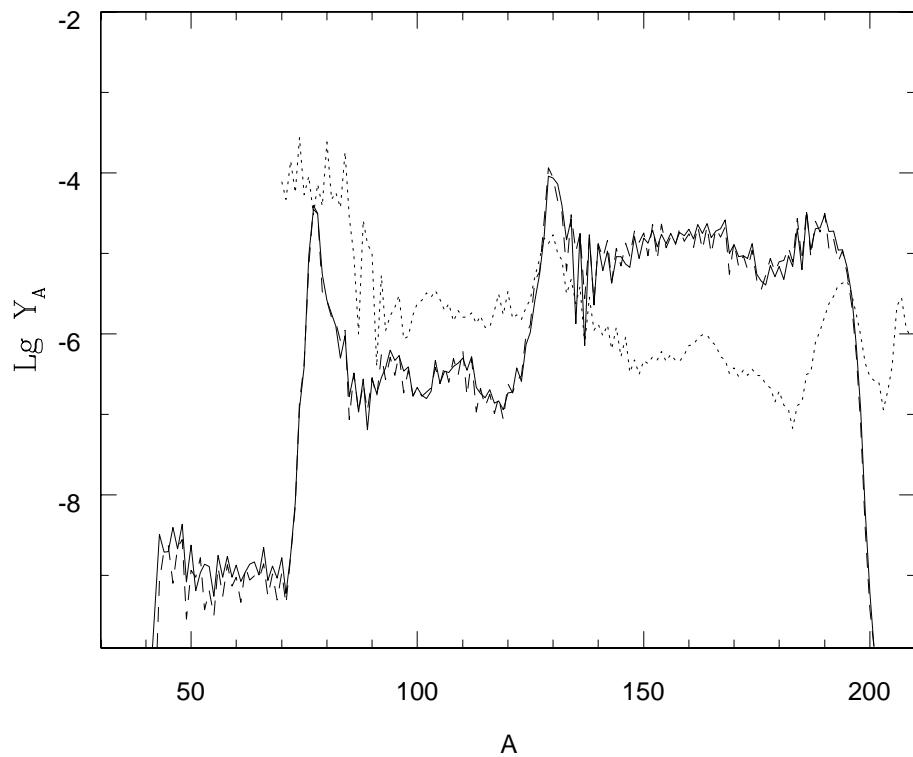


Рис. 6. Расчеты г-процесса в КМ по двум различным программам, в условиях, характерных для модели "горячего пузыря". Сплошная линия – расчеты в приближении КМ; штриховая линия – АКМ (Хикс, Тилеманн, 1999б); пунктирная линия – солнечная распространенность г-элементов.

стицами замораживались и основными становились реакции с нейтронами и β -распад. Роль "зародышевых" ядер играли изотопы, образовавшиеся на гидродинамической стадии, преимущественно в результате α -процесса (Витти и др., 1994; Вусли, Хоффман, 1992).

Так же, как и в работе Фрайбургхаус и др. (1999б), сечения реакций с нейтронами были взяты из расчетов Коуэна и др. (1991). Начальная для г-процесса концентрация нейтронов также бралась из расчетов α -процесса (см. Фрайбургхаус и др., 1998), проведенных при следующих параметрах модели:

начальный радиус пузыря $R_0 = 3.82 \cdot 10^3$ км

скорость расширения $V = 4.5 \cdot 10^4$ км s^{-1} ;

$T_9 = 2.34$, $\rho = 1.09 \cdot 10^4$ г/см 3 , энтропия $s = 270$;

концентрация нейтронов $Y_n = 0.0669$, избыток нейтронов $\eta = 0.04$.

Временная зависимость температуры и нейтронной плотности определялись следующим образом (Тилеманн и др., 1998):

$$t_9(t) = T_9 (R_0 / (R_0 + V t)) ; \quad \rho(t) = 1.21 \cdot 10^5 T_9^3 / (1 + 7f/4) , \quad (1.7)$$

где $f = T_9^2 / (T_9^2 + 5.3)$.

Расчеты г-процесса проводились до падения нейтронной плотности ниже значений $n_n = 10^{14}$ см⁻³, и конечные концентрации получались после последовательного β -распада нестабильных ядер в стабильные. Конечные результаты расчетов (после распадов в течение 10^{10} с) приведены на Рис.6. Штриховая линия отражает результаты расчетов Тилеманн и др. (1998), основанных на приближенной модели решения системы уравнений, определяющих концентрации участвующих в г-процессе ядер – АКМ (см. Хикс, Тилеманн, 1999б и цитированную там литературу), Кованом и др., 1991) и применявшуюся для расчетов различных типов нуклеосинтеза (горение углерода - Хикс и др., 1999а; гр-процесс - Рембгес и др., 1997) и г-процесса - Фрайбургхаус и др. (1999б).

Обе математические модели хорошо работают как при низкотемпературных режимах нуклеосинтеза, для которых характерен постоянный ток вещества (Камерон и др., 1983б), так и при высоких температурах, когда применимо приближение NSE. Но для описания наиболее интересного взрывного нуклеосинтеза, когда нет ни ядерного равновесия, ни постоянного тока ядер, когда альфа-процесс постепенно переходит в г-процесс, полностью подходит только развитая в настоящей работе модель, учитывающая не только реакции с нейtronами и бета-распад, З α -реакция, реакции горения кислорода и углерода, а также различные каналы деления и альфа-распада, важные на конечных стадия быстрого нуклеосинтеза (Панов и др., 2003, 2008, 20121, 2013).

Как видно из вышесказанного, результаты разных расчетов, выполненных на основе двух математических моделей и компьютерных кодов, хорошо воспроизводят друг друга. Небольшие различия (особенно в расчетах R1, R2 (Тест1,2)) объясняются следующим: 1) некоторым расхождением в используемых данных, в первую очередь в вероятностях эмиссии запаздывающих нейtronов (а для R1 (Тест1) и в разных используемых массовых формулах и статистических суммах); 2) частичным несовпадением границ рассматриваемой области нуклеосинтеза, т.е. разным числом ядер, участвующих в моделях (а для расчета R3 еще и точностью математических моделей).

При полностью совпадающих условиях задачи и для одних и тех же ядерных данных при моделировании г-процесса развитые модель и код полностью воспроизвели результаты расчетов, полученные в рамках других моделей для тестовых сценариев, чем полностью подтвердили надёжность созданной модели.

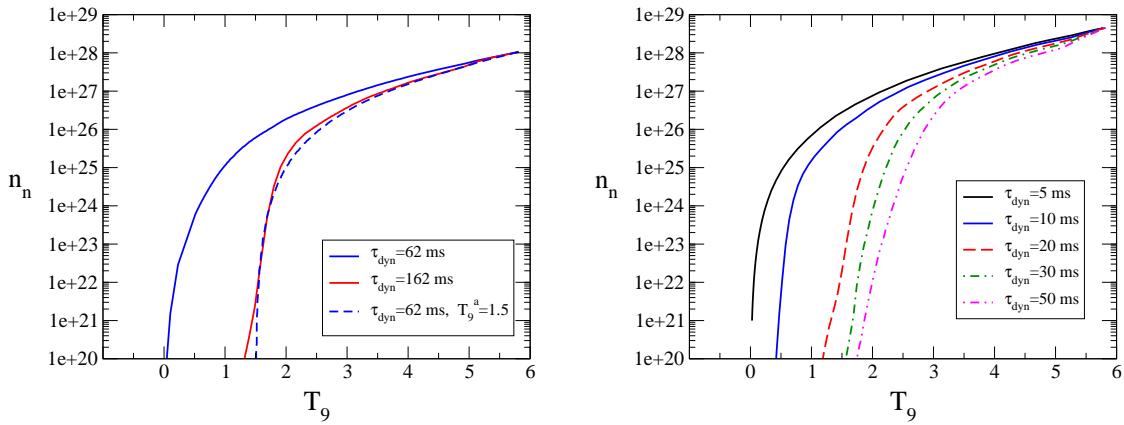


Рис. 7. Зависимость плотности свободных нейтронов n_n (в частицах в сантиметре кубическом) от T_9 при $s = 390$ (измеренной в k_B на нуклон), $Y_e = 0.46$ (слева) и $s = 145$, $Y_e = 0.42$ (справа). Разные кривые соответствуют различным характерным масштабам расширения τ_{dyn} , определенным на рисунке. Штриховая линия на левом графике показывает результаты для условий, близким к рассмотренным на Рис. 7 работы Витти и др. (1994). Для НТ-модели, рассмотренной Витти и др., 1993, температура асимптотически стремится к значению $T_9^a = 1.5$. Плотность также уменьшается так медленно, что высокая плотность нейтронов поддерживается достаточно долго, для того чтобы успел образоваться третий пик распространенности г-элементов. Наоборот (см. Панов, Янка (2009) и главу 3), во время свободного разлета вещества с высокой энтропией при характерном экспоненциальном масштабе 0.62 мс, плотность вещества падает так быстро, что значительного количества тяжелых элементов не успевает образоваться и третий пик не может быть сформирован. Не смотря на уменьшение плотности нейтронов с температурой для масштаба расширения $\tau_{dyn} = 162$ мс третий пик также не образуется, потому что медленное расширение приводит к перепроизводству зародышевых ядер в интенсивном α -процессе и слишком маленьком отношению нейтроны/(зародышевые ядра).

Кроме проведенных выше тестов, расчеты α -процесса на полной сетке реакций по созданной программе сравнивались с результатами Витти и др. (1994) и были получены на начало г-процесса вполне сопоставимые результаты выходов тяжелых элементов (Панов и Янка, 2009), несмотря на различия в используемых скоростях реакций и модели ядерных масс. В этой связи заметим, что переход от α -процесса к г-процессу в рамках развитой модели проводится корректно, поскольку отсутствует процесс сшивки результатов, проводящийся обычно в расчетах нуклеосинтеза, когда α - и г-процессы моделируются различными кодами. То есть в наших расчетах нуклеосинтеза при смене условий и понижении температуры происходит естественный процесс перехода α -процесса в г-процесс, без вынужденного разделения нуклеосинтеза на этапы, обусловленного ограниченностью кодов, и введением искусственного замораживания реакций с заряженными частицами.

Результаты расчетов α -процесса были сравнены с расчетами Витти и др. (1994) для таких же условий, как в НТ-модели (Витти и др., 1993), т.е. $s = 390$, $Y_e = 0.455$. Для

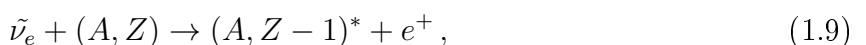
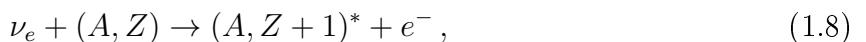
экспоненциального расширения с характерным временем $\tau_{\text{dyn}} = 62 \text{ ms}$, таким же как и в НТ-модели, зависимость плотности свободных нейтронов n_n от температуры (Рис. 7, слева) заметно отличается от полученной в работе Такахаши и др. (1994) (см. Рис. 2 в этой работе и штриховую линию на левой панели Рис. 7).

При увеличении характерного времени до $\tau_{\text{dyn}} = 162 \text{ ms}$ мы получили результат близкий к тому что было получено Такахаши и др. (1994). Причина такого расхождения состоит в том, что наши расчеты предполагали свободный разлет с экспоненциальным уменьшением плотности и температуры, в то время как температура и плотность в гидродинамической модели Такахаши и др. асимптотически приближались к постоянным ненулевым значениям, т.е. температура асимптотически стремилась к $T_9 = 1.5$ при продолжающемся расширении. Хотя R-элементы и образовывались, ни в одном расчете не был получен сильный третий пик, несмотря на большие значения энтропии. В то время как в случае меньших значений характерного времени расширения (конкретно $\tau_{\text{dyn}} = 62 \text{ ms}$) быстрое падение плотности вещества препятствует эффективному образованию зародышевых ядер, большие характерные времена (например $\tau_{\text{dyn}} = 162 \text{ ms}$) приводят к сильному альфа-процессу с образованием большого количества зародышевых ядер (seeds) и следовательно к низкому отношению n/seeds и соответственно к невозможности образования наиболее тяжелых ядер. Напротив, Такахаши и др. (1994) получили сильный третий пик. В их расчетах достаточно быстрое начальное расширение препятствует образованию большого количества зародышевых ядер, к началу г-процесса и следовательно отношение нейтроны/зародыши остается большим. Введение асимптотических температуры и плотности поддерживает плотность свободных нейтронов высокой достаточно долго, так что г-процесс успевает образовать третий пик.

Для более низкой энтропии $s = 145$, и более высокого избытка нейтронов, $Y_e = 0.42$, (Рис. 7, справа) число свободных нейтронов также может оставаться большим продолжительное время позволяя начаться г-процессу после замораживания α -процесса при температурах $T_9 \sim 2$. В этом случае, однако, требуются значительно более короткие значения характерного динамического временного масштаба. Рис. 37 (в главе 3) показывает уменьшение образования зародышевых ядер и нарастание отношения числа нейтронов к числу зародышевых ядер для меньших характерных времен расширения τ_{dyn} .

1.2.3. эффективный алгоритм для моделирования слабого r -процесса.

Около 25 лет назад стало понятно, что гравитационный коллапс ядер массивных звезд сопровождается сильным импульсом нейтрино, что вызвало к жизни новый тип нуклеосинтеза - нейтринный. Общая схема нейтринного нуклеосинтеза (см., например, Надёжин, 1991) такова. Электронные нейтрино ν_e и антинейтрино $\tilde{\nu}_e$ могут взаимодействовать с различными изотопами (A, Z) химических элементов как в реакциях заряженного тока:



так и нейтрального:



где $\nu = \nu_e, \tilde{\nu}_e, \nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu, \nu_\tau$ и $\tilde{\nu}_\tau$. Поскольку характерные энергии мю- и тау- нейтрино и антинейтрино значительно меньше массы покоя мюона и тау-лептона, $\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu, \nu_\tau$ и $\tilde{\nu}_\tau$ взаимодействуют только в реакциях нейтрального тока. Образующиеся ядра образуются в основном в сильно возбужденных состояниях, обозначенных звёздочками. Они распадаются с эмиссией в основном нейтронов, протонов и α -частиц. Продукты реакций (1.8)–(1.10) взаимодействуют как друг с другом, так и с другими присутствующими ядрами увеличивая число важных каналов образования химических элементов. Существование Гамов-Теллеровского и Аналогового резонансов is crucial для эффективности нейтринного нуклеосинтеза (см. Фуллер и Мейер, 1995; Афтерхайде и др., 1994; Панов, 1994, и ссылки в них).

Роль этого типа нуклеосинтеза впервые была рассмотрена в работах Домогацкого и Надёжина (1977, 1978, 1980), Домогацкого и Имшенник Светланы (1982), и Домогацкого и др. (1978a,b), посвященных образованию обойденных ядер и ряда лёгких изотопов, таких как ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, и ${}^{11}\text{B}$.

Эпштайн и др. (1988) (ЕНС далее) развили эту идею нейтринного нуклеосинтеза, предположив, что, при подходящих условиях неупругое рассеяние μ и τ нейтрино на ядрах геоия в гелиевой оболочке может стать хорошим источником нейтронов, достаточным для поддержания r -процесса. Они показали, что такие условия могут быть созданы при низкой металличности ($\sim 0.01 Z_{\odot}$), если радиус гелиевого слоя не очень

велик ($\sim 7 \times 10^8$ см). Вусли и др. (1990) тщательно проанализировали нейтринный нуклеосинтез и показали в частности, что идея ЕНС маловероятна в их моделях сверхновой (Вусли, Вивер, 1995) — где радиус гелиевой оболочки был велик и вспышка нуклеосинтеза, инициированного ударной волной, проходящей по гелиевой оболочке через несколько секунд после коллапса, достаточно велика (согласно их оценкам) и уничтожает продукты нейтринного нуклеосинтеза. Поскольку модели Вусли и Вивера на тот период были самыми совершенными, идея ЕНС's была незаслуженно забыта. Хотя сильное продвижение в понимании механизма взрыва сверхновой типа II было достигнуто в последние годы, детали структуры сверхновой, такие как химический состав накануне и сразу после нейтринной вспышки, известны не очень хорошо. Основные неопределенности связаны с крупномасштабной конвекцией (Базан, Арнетт, 1994) и с еще плохо изученными эффектами вращения на последних стадиях звездной эволюции. Можно предположить, что, например, в результате неравновесного перемешивания гелий переносится ближе к центру звезды, чем он расположен в сферически-симметричных моделях.

Хотя многообещающим для г-процесса сценарием является нейтринный ветер над поверхностью молодой и горячей нейтронной звезды (Такахани и др., 1994; Хан и Вусли, 1996; Хоффман и др., 1997), возможность образования тяжелых элементов в гелиевой оболочке остается интересной. В первую очередь это связано с наблюдениями г-элементов в звездах с очень низкой металличностью (Коуэн и др., 1996а, 1996б; Райан и др., 1996; Снеден и др., 1996) и, возможно, некоторых частных случаев, требующих слабых нейтронных потоков, таких как происхождение некоторых изотопных аномалий в метеоритах (Клэйтон, 1989).

Нашей целью является создание модели для уточнения условий (с целью определения радиуса гелиевой оболочки, температуры, плотности и металличности), необходимых для нейтрино-вынужденного образования как легких изотопов, так и свободных нейтронов.

2-х кодовая методика моделирования нуклеосинтеза

Синтез тяжелых элементов в звездах путем захвата нейтронов или протонов в значительной мере зависит от величины достигаемых потоков нейтронов и протонов. Сво-

бодные нейтроны обычно образуются в реакциях между легкими и промежуточными ядрами, например, в реакциях $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ и $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Если температура достаточно высока, образуется заметное для нуклеосинтеза количество свободных протонов за счет (γ, p) и некоторых других реакций. Таким образом, удобно использовать две различные компьютерные программы, рассчитывающих все возможные (в зависимости от задачи и степени точности) кинетические реакции: одна описывает взаимодействия между легкими и промежуточными элементами (L-код), а другая рассчитывает образование тяжелых элементов на основе первичного состава затравочных ядер. (H-код). Обе программы связаны друг с другом по протонному и нейтронному каналам. Предлагаемый итерационный метод позволяет проводить самосогласованные расчеты путем обмена нейтронным и протонным потоками, едиными для обеих программ. Эффективность предложенного метода проиллюстрирована ниже (в главе 6) расчетами нуклеосинтеза в гелиевой оболочке коллапсирующей сверхновой, вызванного образованием значительного количества свободных нейtronов и протонов, испаряющихся из возбужденных ядер ^4He в результате упругого рассеяния на ^4He нейтрино всех сортов.

Идея организации итерационной процедуры между разными кинетическими схемами уже высказывалась ранее, например Раушер и др. (1994). Предполагается, что данная методика может быть также успешно использована для нуклеосинтеза во вспышках термоядерного горения при аккреции вещества на поверхность вырожденных звезд (белые карлики, нейтронные звезды).

Итерационная схема

Концентрации свободных нейtronов и протонов $Y_{\text{n}}(t)$ и $Y_{\text{p}}(t)$, рассчитываемые L-кодом, передаются в H-код, в то время как назад в L-код возвращаются величины $\left(\frac{dY_{\text{n}}}{dt}\right)_{\text{H}}$ и $\left(\frac{dY_{\text{p}}}{dt}\right)_{\text{H}}$ — скорости изменения концентраций нейtronов и протонов, рассчитываемые H-кодом. Далее, L-код рассчитывает концентрации нейtronов и протонов, но уже с помощью модифицированных уравнений:

$$\frac{dY_{\text{n}}}{dt} = S_{\text{n}} - Y_{\text{n}}F_{\text{n}}, \quad \frac{dY_{\text{p}}}{dt} = S_{\text{p}} - Y_{\text{p}}F_{\text{p}}, \quad (1.11)$$

где S_{n} и S_{p} представляют собой суммы всех нейtronов и протонов, поглощенных или образованных в реакциях L-кода, в то время как элементами F_{n} и F_{p} оцениваются

согласно следующим уравнениям:

$$F_n = -\frac{1}{Y_n(t)} \left(\frac{dY_n}{dt} \right)_H, \quad F_p = -\frac{1}{Y_p(t)} \left(\frac{dY_p}{dt} \right)_H, \quad (1.12)$$

где $Y_{n,p}(t)$ и $\left(\frac{dY_{n,p}}{dt} \right)_H$ должны быть взяты из предыдущих расчетов L-кода и H-кода, соответственно. Теперь можно продолжать расчеты до тех пор, пока нейтронная и протонная плотности не сойдутся с требуемой точностью. Здесь надо сделать одно важное замечание, касающееся точности описываемой процедуры. Если $F_{n,p}$ становится положительным, например, за счет эмиссии запаздывающих нейtronов в результате наступления "freezout" после прохождения ударной волны тогда следует использовать $\left(\frac{dY_{n,p}}{dt} \right)_H$ в Eqs. (1.11) вместо $Y_{n,p}F_{n,p}$ для того, чтобы избежать численной неустойчивости.

Применимость 2х-кодовой схемы

Рисунки 8,9 показывают пример работы 2-х кодовой методики для случая нуклеосинтеза, вызванного нейтринным потоком в гелиевом слое. Свободные нейтроны и протоны образуются в результате раз渲ала ядер гелия после взаимодействия с нейтрино. Начальные физические условия в гелиевом слое были следующими $T_9 = 0.8$, $\rho = 10^4 \text{ g cm}^{-3}$. Гелиевый слой располагался на расстоянии $R = 1 \cdot 10^9 \text{ см}$ от центра звезды. Ударная волна достигала гелиевого слоя за $t = 0.26 \text{ с}$ и нагревала его до температуры $T_9 \approx 2.2$.

Штриховые линии, обозначенные литерой "0" на Рисунках 8,9, представляют результат первой итерации. Жирные кривые - самосогласованное конечное решение с точностью лучше 1%. Промежуточные итерации представлены тонкими линиями 1-7. Последние пять итераций (3-7) для нейtronов и четыре (4-7) для протонов отличаются не более, чем на несколько процентов и почти неотличимы от соответствующих конечных решений. Точечная линия соответствует случаю нулевой металличности, когда Y_n достигает максимума $\approx 10^{-5}$ при $\log t = -0.36$.

В этом примере L-код контролирует кинетику примерно 120 реакций между легкими и промежуточными ядрами ($n,p,D,T,{}^3He,{}^4He \dots {}^{24}Mg$), в то время как H-код включает более чем 4000 уравнений, описывающих превращение затравочных ядер ${}^{56}Fe$ в более тяжелые элементы через многочисленные захваты нейtronов и протонов, и последующий бета-распад (подробнее смотри Надёжин и др. (1998) и цитированную там литературу).

Первое приближение для F -значений в уравнениях (1.11) определяется уравнениями

$$F_n = Y_{Fe56} N_A \langle \sigma_{n,\gamma} v \rangle, \quad F_p = Y_{Fe56} N_A \langle \sigma_{p,\gamma} v \rangle, \quad (1.13)$$

где N_A - число Авогадро а распространенность железа ^{56}Fe Y_{Fe56} остаётся *постоянной* в течение всего времени рассмотрения ($0 \leq t \leq 100$) с. Таким образом, для оценки первого приближения для $F_{n,p}$ учитывались (n,γ) - и (p,γ) - реакции на ядрах ^{56}Fe .

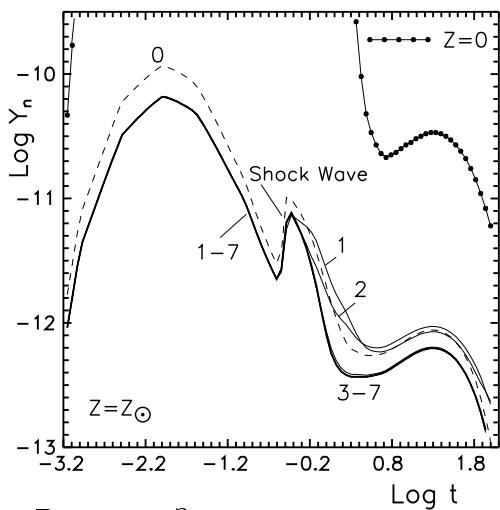


Рис. 8. Зависимость плотности свободных нейтронов от времени (в секундах, нейтринный поток появился в момент времени $t=0$) для солнечной металличности $Z=Z_\odot$.

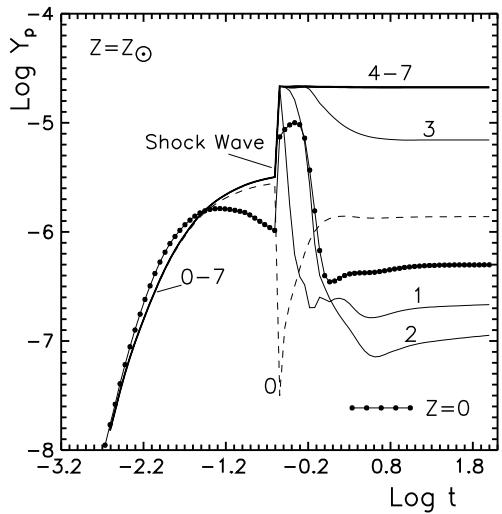


Рис. 9. То же, что и на Рис. 9, но для плотности протонов.

Эффективность развитой двухкодовой методики достаточно высока:

- Только 3–4 итерации необходимы для достижения точности не хуже, чем несколько процентов.
- Для металличности $Z \gtrsim 0.01 Z_\odot$ уже первое приближение определяемое уравнениями (1.13) гарантирует заведомо хорошую точность для Y_n . Поэтому при не слишком малых значениях металличности можно изучать нейтринный нуклеосинтез легких и промежуточных элементов в гелиевом слое, используя простую процедуру, определяемую уравнениями (1.13) для оценки поглощения нейтронов и протонов элементами железного пика.
- При низких значениях металличности ($Z \lesssim 0.01 Z_\odot$), итерации сходятся достаточно быстро, когда расчет нуклеосинтеза начинается с функции $Y_{n,p}(t)$, полученной из расчета по L-коду при $Z = 0$ в качестве первого приближения.

- Что касается H-кода, заметное превращение ядер железа в более тяжелые ядра происходит только при очень низких значениях металличности ($Z \lesssim 0.01 Z_{\odot}$) — число нейтронных захватов на одно ядро железа, n/Fe , оказывается равным 0.3, 34, 162, 185 для $Z=Z_{\odot}$, $10^{-2}Z_{\odot}$, $10^{-3}Z_{\odot}$, и $10^{-4}Z_{\odot}$, соответственно. Этот результат может быть интересен в связи с недавним открытием компоненты слабого γ -процесса в звездах с очень малой металличностью (Труран и Коэн, 2000).

1.3. Обсуждение

Как видно из результатов типичных расчетов γ -процесса в условиях, характерных для различных сценариев (Рис. 3), прекрасное согласие с наблюдениями по положению пиков дают динамические модели. Вопрос о выходах конкретных элементов и изотопов будет решаться по мере дальнейшей разработки моделей и понимания деталей процесса.

Однако ясно, что эти сценарии могут объяснить лишь образование тяжелых элементов с массовым числом $A > 120$. Для объяснения процесса образования в γ -процессе более легких нуклидов, по-видимому, необходим иной сценарий.

Ранее предполагалось, что выходы элементов с $A < 120$ могла бы дать гелиевая вспышка в Сверхновой I типа (Труран и др., 1978; Тилеман и др., 1979), где при прохождении ударной волны через гелиевый или углеродный слои образуется небольшое количество нейтронов, необходимое для протекания по крайней мере слабого γ -процесса (т.е. γ -процесса, когда на основе зародышевого ядра могут образоваться ядра только одного или нескольких новых химических элементов). Но пока неясно, насколько велико поглощение этих нейтронов не зародышевыми ядрами грыппы железа, а так называемыми "отравителями", - изотопами азота и углерода. Результаты работ Трурана и Коэна (2000) и Панова и Надёжина (1999) позволяют надеяться, что при определенных условиях γ -процесс в этих сценариях может идти.

Из нашего представления о динамическом характере γ -процесса следует, что быстрый нуклеосинтез идет не вдоль определенных выделенных линий, называемых путями γ -процесса, а в широкой области ядер, ограниченной с одной стороны границей существующих ядер, а с другой ядрами, по достижении которых γ -процесс вступает в fazu oхлаждения. Поэтому путь γ -процесса, а, следовательно, и условия его протекания не являются строго выделенными, а отвечают только одному условию предельности

(как и другой предельный случай нуклеосинтеза под действием нейтронов - s-процесс) - плотность нейтронов n_n должна быть достаточно большой: $n_n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Поэтому результирующая кривая распространенности элементов, получаемая ранее путем суперпозиции различных модельных вкладов нуклеосинтеза при постоянных условиях, определяемых условием $S_n = Const$ (Крац, 1993; Кеппелер, 1998) или случайным образом - как в каноническом r-процессе (Горилый и Арну, 1996), не отражает реальной картины, даваемой современными моделями. Распространенность тяжелых элементов должна определяться путем суперпозиции выходов, полученных как по различным условиям одного сценария, так и по физически различающимся условиям разных сценариев, связанных с астрофизических объектами, в которых достигаются условия для r-процесса. Определение пути r-процесса по ядрам с постоянной энергией связи нейтрона, полученное фактически усреднением различных путей, применимо лишь при модельных оценках в рамках приближения точки ожидания или других приближенных схемах r-процесса.

Еще одним важным следствием нового представления пути r-процесса является необходимость прогнозировать ядерные данные не только для выделенных ядер, но практически для всех малоисследованных экспериментально нейтронно-избыточных ядер. Поскольку измерение таких характеристик чрезвычайно трудоемкая задача, роль теоретических подходов в изучении нуклеосинтеза тяжелых ядер продолжает оставаться определяющей.

1.4. Заключение и Выводы

Понятие пути r-процесса рассмотрено с позиций динамической модели. Показано, что быстрый нуклеосинтез идет не вдоль определенных выделенных линий, называемых путями r-процесса, а в области ядер, ограниченной с одной стороны границей существующих ядер, а с другой ядрами, по достижении которых r-процесс вступает в фазу охлаждения. Показано, что такое представление приводит к объяснению формирования основных пиков обилий тяжелых элементов.

Последовательный анализ физических условий протекания r-процесса, области движения волны нуклеосинтеза, определение механизмов и развитие сценариев эволюции звезд на конечных стадиях их эволюции, привели к следующим результатам и выводам:

взрывной процесс быстрого нуклеосинтеза, протекающий в области ядер близкой к границе нейтронной стабильности, для правильного формирования 2го и 3го пиков на кривой распространенности должен развиваться очень быстро и важную роль в создании начальных условий для нуклеосинтеза тяжелых ядер под действием нейтронов и бета-распада играет предшествующий взрывной нуклеосинтез, в результате которого создаются как зародышевые для γ -процесса ядра, так и формируется избыток нейтронов (в частности, в результате быстрого расширения и охлаждения вещества).

Построена кинетическая модель нуклеосинтеза, учитываяющая все парные реакции с нейtronами, протонами, альфа-частицами, бета-распадом, реакции захвата электронно-го нейтрино ядрами и ряд специальных реакций типа 3-альфа-реакции при отказе от приближений типа постоянного тока ядер или точки ожидания. Развитие такой модели позволило объединить 3 этапа моделирования γ -процесса: ядерное статистическое равновесие – альфа-процесс – γ -процесс, объединив все три модели в одной, назвав ее моделью быстрого нуклеосинтеза. Модель, созданная для описания процесса, предусматривает учет дополнительного ряда реакций, совсем не учитывавшихся ранее или учитывавшихся только частично, таких, как процессы деления (с учетом массового распределения продуктов деления и нейтронов деления) и альфа-распада.

Предложена и развита двухкодовая модель, созданная для моделирования слабого компонента γ -процесса отличающаяся подробной кинетикой ядерных реакций в области легких ядер с целью максимального контроля количества образующихся нейтронов в присутствии заметного количества "отравителей" типа углерода или азота.

Тестирование развитых в настоящей диссертации моделей нуклеосинтеза, реализованных в наборах компьютерных программ, показало надежность созданных моделей и кодов для решения ряда поставленных в исследовании целей и задач.

2. ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ R-ПРОЦЕССА В ТРАНСУРАНОВОЙ ОБЛАСТИ И КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ НУКЛЕОСИНТЕЗА

Одним из важнейших вопросов в исследовании r-процесса является понимание характера нуклеосинтеза в области трансурановых ядер, где деление препятствует прохождению волн нуклеосинтеза в области актинидов и образованию сверхтяжелых элементов. Учет деления приводит к изменению выходов актинидов и, в частности, ядер-космохронометров, а, следовательно, и к изменению возраста Галактики, определяемого методом изотопных отношений.

После появления результатов наблюдений распространности химических элементов в очень старых звездах низкой металличности (см., например, Снеден и др., 2000) стало очевидным, что, по крайней мере в одном из реализующихся в природе сценариев r-процесса, характерное время протекания быстрого нуклеосинтеза τ_r больше времени достижения волной нуклеосинтеза области делящихся ядер - τ_f и за счет высоких скоростей деления происходит возвращение r-процесса в область ядер-продуктов деления с установлением квазистационарного тока ядер при $\tau_r - \tau_f > 0$ (мерой установления квазистационарного тока может быть число циклов $n_c = \lg_2 \frac{\sum_i Y_i^{fin}}{\sum_i Y_i^{init}}$ - время цикла, необходимое для удвоения абсолютных концентраций тяжелых ядер). Для моделирования такого нуклеосинтеза нужны более надежные расчеты скоростей деления большинства трансурановых ядер.

Ядерные данные для делящихся и часто деформированных ядер - сечения деления, барьеры деления, энергии связи нейтрона, массы ядер – продуктов деления, могут быть получены в настоящее время только (за единичными исключениями) расчетно. Поэтому одна из задач исследования - обеспечить модель нуклеосинтеза ядерными данными и попытаться оценить степень их надежности. Для этой цели были рассчитаны скорости реакций под действием нейтронов, в расчетах которых были использованы 4 пакета прогнозируемых величин ядерных масс и барьеров деления, сделанные в последние годы (FRDM, HFB, ETFSI, TF). Одновременно, при введении в модель различных каналов деления, были учтены как массовое распределение продуктов деления, так и мгновенные нейтроны деления, становящиеся также важными в сценарии сильного r-процесса. Подчеркнем, что, хотя массовое распределение ядер-продуктов деления для

долгоживущих делящихся ядер достаточно хорошо изучено экспериментально, характер массового распределения осколков деления короткоживущих нейтроноизбыточных актинидов неизвестен и изучение влияния различных форм массового распределения на астрофизические результаты (Панов и др., 2000) полезно и для понимания физики деления.

Выход тяжелых ядер с $80 < A < 120$, формирующаяся в слабом r -процессе, протекающим в оболочках коллапсирующих сверхновых (Надёжин и Панов 2007) или в термоядерных сверхновых за счет переходных процессов (см. например Птицын и Чечеткин, 1982 или Панов и Чечеткин, 2002) может подвергаться коррекции за счет ядер-продуктов деления, образующихся в сильном r -процессе и зависеть как от формы массового распределения продуктов деления делящихся ядер, так и от вклада тройного деления (Диль, Грайнер, 1974) сильно нейтроноизбыточных трансактинидов, интенсивность которого с ростом Z и $N - Z$ имеет тенденцию к увеличению, как и масса третьего фрагмента (Перелыгин и др. 1969; Перелыгин и др. 2003).

В настоящей главе будут приведены результаты расчетов как сечений реакций под действием нейтронов (раздел 2.2), так и запаздывающих процессов (раздел 2.3), сделанных на основе общего подхода к их описанию. А именно, для определения как вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов, так и запаздывающего деления, используются одни и те же силовые функции бета-распада (см. параграф 2.3.2), рассчитанные на основе той же массовой модели, определяющей как массы, так и барьеры деления, использовавшиеся и при расчетах других процессов, идущих через компаунд-ядро (вынужденное деление, захват нейтрона).

2.1. Особенности r -процесса в условиях высокой плотности свободных нейтронов.

Сохранение большой доли свободных нейтронов к началу замораживаний ядерных реакций с заряженными частицами обеспечивает не только формирование значительного количества элементов платинового пика, но и поддерживает нуклеосинтез вплоть до области тяжелых ядер, в которой к обычным для r -процесса реакциям - захвату нейтронов и бета-распаду добавляется распад ядер за счет деления.

Когда волна нуклеосинтеза достигает области актинидов, открываются новые кан-

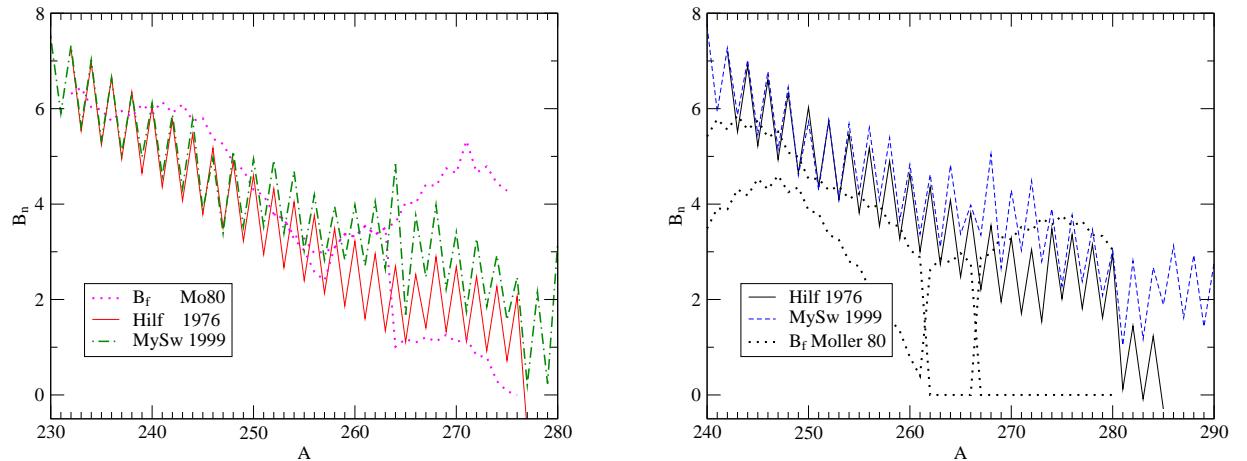


Рис. 10. Энергии связи нейтрона, рассчитанные на основе разных массовых формул: Хильфа и др., 1976 (линия) и Майерса и Святецкого, 1996 (штриховая линия) и барьеры деления Ховарда и Мёллера, 1980 (пунктир) для изотопов урана (вверху) и калифорния (внизу)

лы реакций. Прежде всего, это запаздывающее деление, впервые рассмотренное Берловичем и Новиковым (1969), которое конкурирует с эмиссией запаздывающих нейтронов и, в зависимости от характеристик ядра, может достигать 100%. Если же вероятность запаздывающего деления заметно меньше 100%, а плотность нейтронов недостаточно высока, чтобы роль вынужденного деления была большой, волна нуклеосинза может достичь области спонтанного деления. Отметим здесь, что хотя необходимость учета вынужденного деления в γ -процессе обсуждалась Кодамой и Такахashi (1975), Хиллебрандтом и Тилеманном (1977), а Тилеманном и др. (1989) были рассчитаны скорости вынужденного деления для изотопов урана, важность вынужденного деления не была оценена и в расчетах γ -процесса до наших работ вынужденное деление не рассматривалось. Мы хотим подчеркнуть, что вынужденное деление необходимо учитывать в расчетах нуклеосинтеза, поскольку, как будет видно из нижеизложенного, скорости вынужденного деления могут быть очень высоки, особенно для изотопов трансурановых элементов. Они могут превосходить скорости бета-распада на порядки даже рядом с линией нейтронной стабильности, поэтому вынужденное деление может быть более важным каналом реакции, чем запаздывающее деление, особенно когда продолжительность γ -процесса $\tau_r > \tau_f$.

На Рис. 10 приведены рассчитанные на основе различных массовых формул энергии связи нейтрона и барьеры деления для ряда изотопов урана и кюрия. Здесь показаны результаты расчетов только для двух массовых формул, использовавшиеся в расчетах γ -

процесса большинством авторов в течение длительного времени и отражающие степень различия рассчитанных величин. Одна из массовых формул (а именно Хильфа и др., 1976) прогнозирует значительно меньшие энергии связи нейтронов, а следовательно и меньшие размеры области γ -процесса, в то время как большинство других современных подходов к вычислению масс (например Майерс и Святецкий, 1996 или Мамду и др., 1998) приводят к более слабой зависимости энергии связи нейтрона от нейтронного избытка, в результате чего граница нейтронной стабильности проходит по значительно более массивным ядрам. Для некоторых сценариев γ -процесса это весьма существенно, так как приводит к смещению пути γ -процесса в область более коротко-живущих ядер.

Сравнение величин барьеров деления для изотопов урана, кюрия и калифорния, вычисленных на основе разных моделей, приведено на Рис. 11. Как хорошо видно из рисунка, характер зависимости величины барьера деления от нейтронного избытка сходен для разных подходов, но величины сильно различаются, особенно в области изотопов с числом нейтронов $N \approx 184$, где расчеты на основе обобщенной модели Томаса-Ферми (Мамду и др., 2001) дают очень высокие значения барьеров деления.

Из существующих типов деления - запаздывающего, вынужденного и спонтанного – в моделях быстрого нуклеосинтеза до наших работ все три канала деления одновременно не рассматривались, хотя попытки оценки роли разных мод делалась (Горилый и Клербю, 1999). Большинство авторов в расчетах γ -процесса, если и рассматривали деление, то в упрощенной форме. Как правило, полагалось, что деление происходит мгновенно с вероятностью 100% при достижении некоторой области сильно нейтроноизбыточных трансурановых ядер. Одни авторы устанавливали границу делящихся ядер путем выбора предельного массового числа с $A > A_{fis}$ (например, Фрайбургхаус и др., 1999б) полагали $A_{fis} = 240$ а Коэн и др., 1999 – $A_{fis} = 256$), другие (начиная с Сигера и др., 1965) определяли границу области деления через атомный номер: $Z > Z_{fis}$. Эти упрощения позволяли изучать основные особенности нуклеосинтеза при зацикливании γ -процесса, но точность расчета выходов ряда ядер, в первую очередь космохронометров, безусловно, падала. Кроме того, из-за высокой вероятности запаздывающего деления (Тилеманн и др., 1983), остальными каналами деления пренебрегалось без достаточной проработки вопроса, что тоже, по крайней мере для ряда сценариев, понижало точность расчета выхода тяжелых ядер.

При обсуждении влияния деления на нуклеосинтез мы основывались на сценариях,

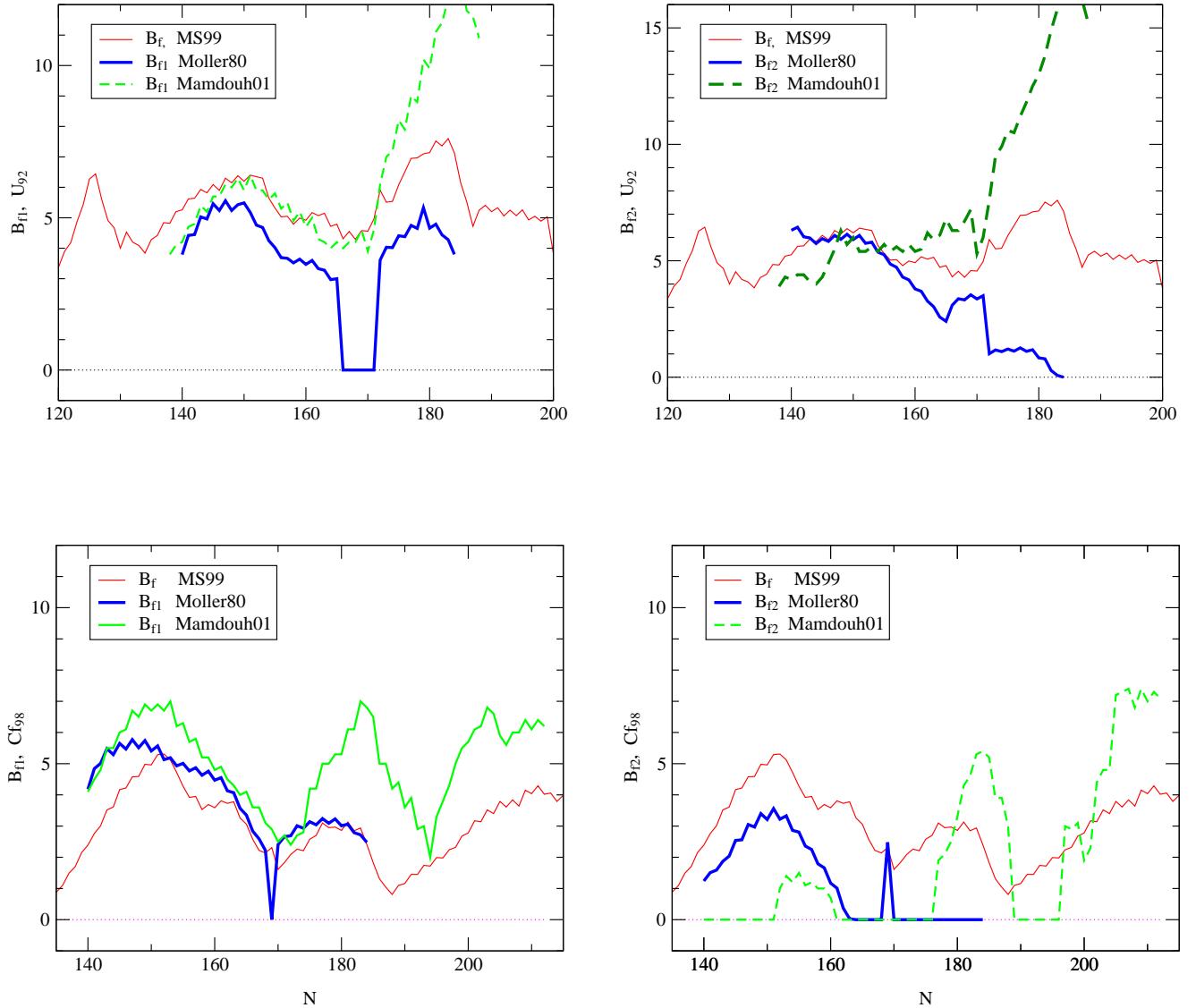


Рис. 11. Значения внутреннего (слева) и внешнего (справа) барьеров деления для изотопов урана и калифорния, полученные на основе различных массовых формул: Майерса и Святецкого, 1998 (линия); Ховарда и Мёллера, 1980 (толстая линия); Мамду и др., 2001 (штриховая линия).

в которых продолжительность γ -процесса: $\tau_r > \tau_f$ и число циклов $n_c \sim 1$. В этом случае волна нуклеосинтеза не только успевает достичь области трансурановых элементов, но и устанавливается относительное равновесие распространености элементов второго и третьего пиков. В этом случае количество образующихся трансактинидов велико и эволюция количества и типа элементов не может происходить без учета всех типов деления.

Спонтанное деление при образовании большинства тяжелых элементов не так важно, как вынужденное и запаздывающее, по следующим причинам. Во-первых, для достижения

ния области спонтанного деления требуется высокая плотность нейтронов, следовательно, будут велики скорости вынужденного деления. Во-вторых, протекание г-процесса вблизи границы нейтронной стабильности ($S_n \sim 0$), вероятности запаздывающего деления могут достигать больших значений (вплоть до 100%) и поэтому поток нуклеосинтеза в сторону больших Z резко уменьшится. Это было подтверждено специально проведенными расчетами, в которых мы учли, кроме вынужденного и запаздывающего, также и спонтанное деление (Корнеев, Панов, 2011). Однако спонтанное деление может быть существенно при образовании некоторых ядер-космохронометров.

Занижение роли вынужденного и запаздывающего деления по сравнению со спонтанным делением, основанные на завышенных барьерах деления вблизи границы нейтронной стабильности (Горилый и Клербю, 1999), приводит к заметному увеличению времени цикла и сводит учет деления фактически к упрощенным моделям деления, описанным выше.

Конечно, в последовательных сценариях г-процесса необходим учет всех трех каналов деления, однако в этой главе мы уделяем особое внимание вынужденному и запаздывающему делению как основным каналам деления, наиболее важным в г-процессе, и их сравнительной роли.

Перед тем как обсуждать результаты расчетов скоростей деления, в том числе и применительно к нашей модели нуклеосинтеза, оценим в следующем параграфе роль моделей, определяющих энергию связи и барьеры деления и сравнительную роль в нуклеосинтезе запаздывающего и вынужденного деления и их зависимость от различных прогнозов ядерных масс и барьеров деления.

2.1.1. Массы и барьеры деления для неизученных экспериментально ядер

Поскольку в астрофизическом нуклеосинтезе участвуют нестабильные ядра, неисследованные в эксперименте, все физические характеристики таких ядер должны быть получены на основе теоретических моделей. Величинами, необходимыми для расчета вынужденного и запаздывающего деления, являются энергии реакций и барьеры деления. Для стабильных ядер значения этих величин могут быть получены из эксперимента, но для нестабильных ядер надо использовать массовые формулы (модели) и теоретические вычисления барьеров деления.

Прогнозы свойств тяжелых и сверхтяжелых ядер, используемых в настоящее время в расчетах нуклеосинтеза, как правило, вместо используемых ранее моделей Хильфа и др. (1976) и Грут и др. (1976), основаны на полуклассических подходах. Это варианты метода Томаса–Ферми, развиваемые Пирсоном с сотрудниками (Мамду и др., 2001; Абуссир и др., 1995; Пирсон и др., 1996), или Майерсом и Святецким (1996, 1999) а также ряд других макроскопически-микроскопических моделей (Патык и др., 1997; Мунтян и др., 2003; Мёллер и др., 2009 и цитированная там литература), в которых квантовая («оболочечная») поправка обычно учитывается по методу Струтинского. В последние годы появились новые самосогласованные методы расчета свойств ядер. Наиболее известен метод Хартри–Фока с эффективными силами Скирма, развивающийся, в частности, группой Горилого (Самин и др., 2002; Гориль и др., 2007). Результаты, полученные на основе этих моделей, требуют дополнительной проверки, особенно при оценке характеристик тяжелых ядер, расположенных вблизи границы нуклонной стабильности.

Прогнозы барьеров деления и ядерных масс, полученные в рамках этих подходов с использованием оболочечных поправок, использовались в наших расчетах скоростей реакций и вероятностей запаздывающих процессов. Анализ барьеров деления, прогнозируемых современными моделями показал, что ранние расчеты Ховарда и Мюллера (1980) систематически занижали величину барьеров деления.

Барьеры деления, полученные в рамках модели ETFSI (Мамду и др., 2001) использовали формализм (c, h)-параметризации (Брак и др., 1972) подробно описанный ранее (Бьёргхольн, Линн, 1980). Согласно подробным расчетам барьеров деления в рамках модели ETFSI (Мамду и др., 2001) их значения увеличиваются с ростом N , и величины B_f на основе этой модели заметно больше значений B_f , полученных в рамках модели Томаса–Ферми. Оболочечные поправки, определяемые вторым членом для полной энергии, основанной на поправке Струтинского, приводят к увеличению значений барьеров для ядер с магическим числом нейтронов.

Точность расчетов величин барьеров деления для ядер с большим избытком нейтронов трудно оценить и поэтому в расчетах γ -процесса влияние модельной зависимости на результаты должен быть изучен.

Другой подход расчета масс и барьеров деления основан на модификации модели Томаса–Ферми, с самосогласованным полуклассическим решением проблемы слабо связанных нуклонов (для среднего поля) и подбора эффективного взаимодействия (Май-

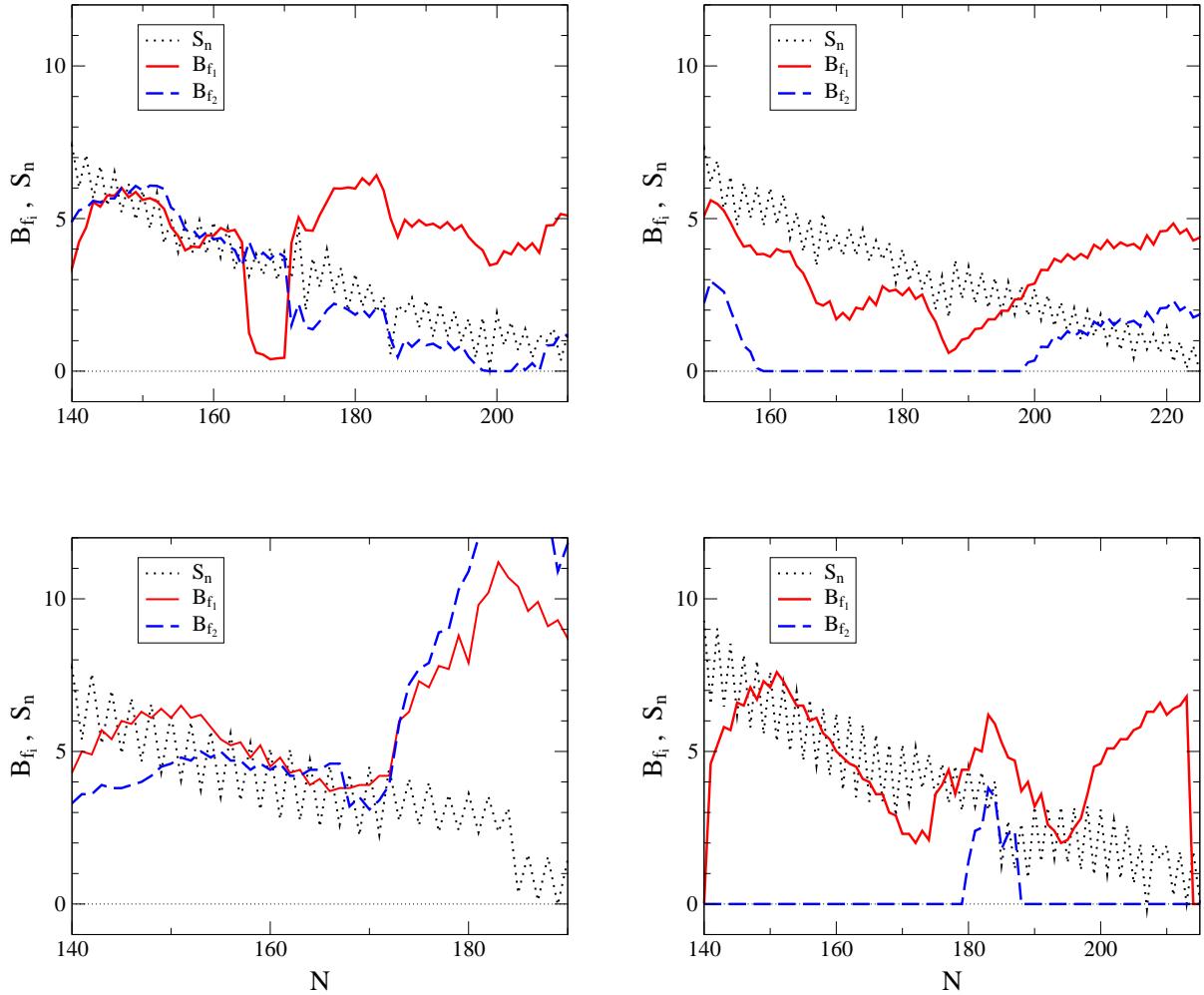


Рис. 12. Энергии связи нейтрона (тонкий пунктир) и барьеры деления (штриховая линия) нейтроноизбыточных нестабильных относительно бета-распада изотопов урана (слева) и калифорния (справа), полученные на основе различных теоретических моделей: Майерса, Святецкого (1996, 1999) (верхний ряд) и обобщенной модели Томаса-Ферми (Пирсон и др., 1995; Мамду и др., 2001) (нижний ряд).

ерс, Святецкий, 1996, 1999). В этом подходе использовалось простое алгебраическое выражение для вычисления величин барьеров, значения которых отлично совпадали с экспериментальными данными и авторы полагают экстраполяцию формулы в область больших значений N достаточно обоснованной.

На рис. 12 приведены как энергии связи нейтронов, так и барьеры деления для изотопов урана и калифорния, рассчитанные на основе упомянутых выше моделей. Как видно из рисунка (общие характеристики зависимостей общие для всех актинидов), изменение значений барьеров деления как функции числа нейтронов очень похожи для разных моделей, но сильно расходятся при $N \approx 184$, когда в модели ETFSI (Мамду и

др., 2001) барьеры деления увеличиваются в некоторых изотопах до 10 MeV и более. Массовая формула Хильфа и др. (1976), долгое время используемая в астрофизических расчетах определяла положение линии нейтронной стабильности много ближе к стабильным ядрам, чем современные модели (FRDM, ETFSI, TF). Это важный факт, потому что путь γ -процесса по современным представлениям лежит на краю области стабильных ядер. Для интересной для нас области, для трансактинидов вблизи границы нейтронной стабильности, различие прогнозов величины S_n может быть больше 1 MeV, а величины B_f - даже нескольких МэВ.

Эти различия сильно влияют на скорости запаздывающего деления и, соответственно, на результаты γ -процесса. Поэтому самосогласованные расчеты, прогнозирующие энергию связи нейтрона, барьеры деления и другие ядерные характеристики на основе надежной модели атомных масс крайне необходимы для моделирования астрофизического нуклеосинтеза.

Анализ надежности прогнозов барьеров деления (см. также Горилый и др., 2002) показал, ранние прогнозы барьеров деления Ховарда и Мёллера (1980) давали заниженные значения B_f по сравнению с современными расчетами, которые однако завышают значения барьеров по крайней мере в области ядер с числом нейтронов $N \approx 184$ (Мамду и др., 2001). Основная проблема при использовании барьеров деления на основе модели Томаса-Ферми Майерса и Святецкого (1999) состоит в том, что эта модель прогнозирует только величину наибольшего барьера, а расчеты скоростей вынужденного деления основаны на модели двухгорбого барьера деления (Струтинский, 1967). В этом случае величина меньшего барьера для расчетов скорости деления оценивалась нами феноменологически, на основе систематики оценки расчетов Ховарда и Мёллера (1980):

$$B_{f_1} = B_f(mysw99); B_{f_2} = B_f(mysw99) - \Delta; \Delta = B_{f_1}(homo80) - B_{f_2}(homo80) \quad (2.1)$$

Выбор модели при расчете ядерных масс и барьеров деления, особенно далеких аппроксимаций для астрофизических приложений – непростая задача, поэтому как для расчета скоростей реакций, так и расчетов быстрого нуклеосинтеза по возможности используются несколько разных согласованных наборов ядерных параметров. Основной моделью при прогнозировании ядерных данных была обобщенная модель Томаса-Ферми с поправкой Струтинского (ETFSI). Выбор этой модели обусловлен сле-

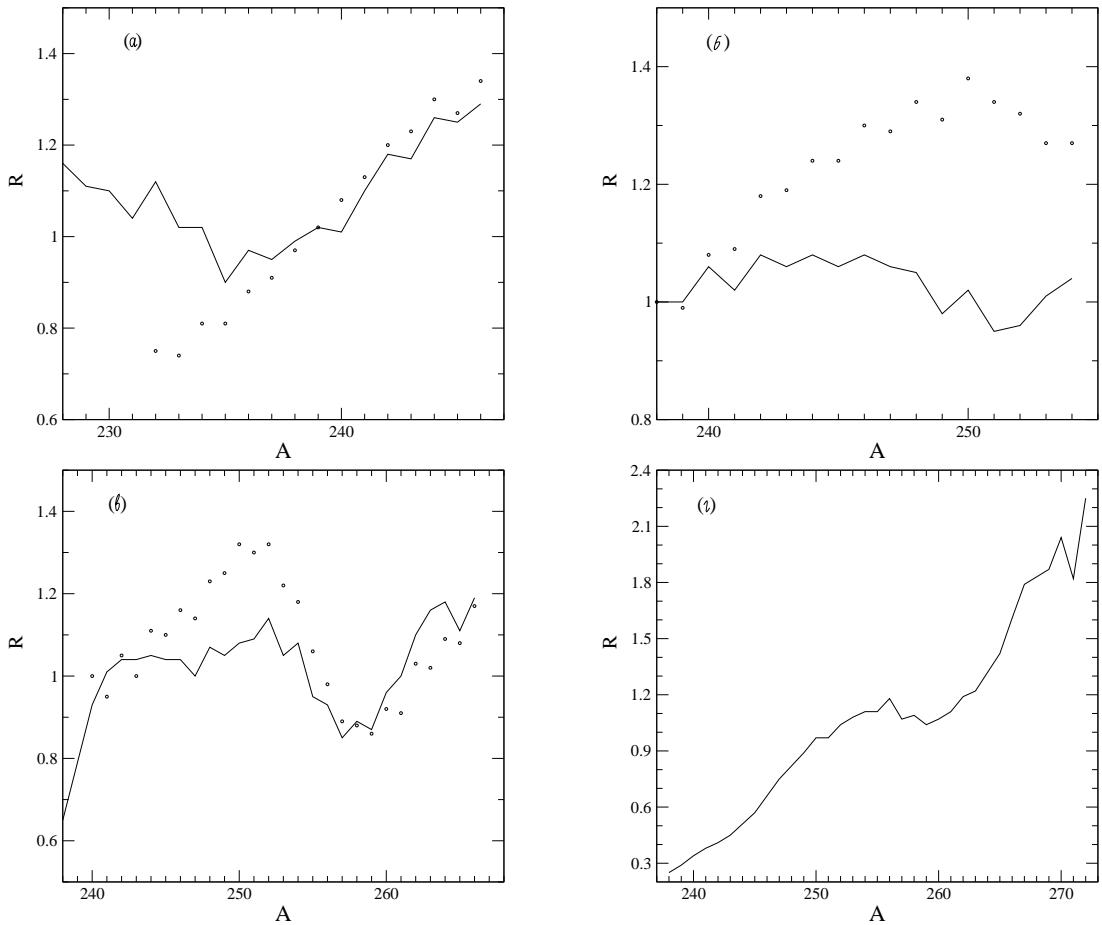


Рис. 13. Сравнение современных прогнозов барьеров деления для нейтроноизбыточных изотопов некоторых актинидов и сверхтяжелых элементов (урана - (а), кюрия - (б), фермия - (в) и резерфордия - (г)). Отношение R величины барьеров деления, рассчитанных по модели FRLDM (Мёллер и др., 2009) к прогнозам на основе модели FRLDM (Мёллер и др., 2009) - линия, и с расчетами Ховарда-Мёллера (1980) - (точки).

дующими причинами: в рамках ETFSI известны значения как внешнего, так и внутреннего барьеров деления, в отличие от модели Томаса–Ферми (Майерс и Святецкий, 1996), которая рассматривает одногорбый барьер. Количество изотопов, для которых рассчитаны характеристики на основе модели ETFSI значительно больше, чем на основе модели Томаса–Ферми или Хартри–Фока–Боголюбова (Горилый и др., 2007) и макроскопически-микроскопической модели, развиваемой Мёллером с сотрудниками (2009). Подробное сравнение рассчитанных сечений, получаемых в рамках различных наборов данных (барьеры и массы) приведено в работе Панова и др. (2010). Здесь мы покажем тенденции, проявляющиеся на основе сравнения барьеров деления ETFSI и прогнозов барьеров деления, полученных в рамках макро-микроскопического подхода на основе модели жидкой капли с 2002-мя параметрами (FRLDM) (Мёллер и др., 2009).

На рис. 13 приведены отношения $B_f(FRLDM)/B_f(ETFSI)$ для изотопов четырех химических элементов ($Z=92, 96, 100, 104$). Из сравнения видно, что расчеты FRLDM близки к барьерам деления, рассчитанным на основе ETFSI (Мамду и др., 2001). А с ростом Z , как и при увеличении нейтронного избытка, расчеты FRLDM дают несколько большие значения B_f . Причем для области нейтроноизбыточных сверхтяжелых элементов расхождение сильно нарастает, что должно приводить к замедлению скоростей деления для соответствующей области изотопов при использовании параметров, рассчитанных на основе FRLDM.

Все тяжелые ядра на пути γ -процесса сильно нейтроноизбыточны. Для них энергии связи нейтрона, особенно вблизи границы нейтронной стабильности, малы. Поэтому девозбуждение состояний дочернего ядра, образованного при бета-распаде нейтроноизбыточного актинида, сопровождается эмиссией запаздывающих нейтронов или делением, причем при бета-распаде вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов может быть очень высока, часто больше вероятности запаздывающего деления (сильнее всего зависящего от величины барьера деления).

2.1.2. Моды деления и роль вынужденного деления в основном γ -процессе

Хотя вынужденное деление и ранее упоминалось среди реакций, определяющих нуклеосинтез в γ -процессе (Ониши, 1977), впервые этот тип деления в последовательных расчетах γ -процесса был учтен в работах Панова и др. (2003). Сделанное там сравнение скоростей различных реакций, идущих при γ -процессе, приведено на Рис. 14, где приведены скорости при $T_9 = 1$. Ясно, что если $\rho Y_e > 10^{-5}$, что соответствует плотности нейтронов $n_n > 10^{22}$, то для ядер с $A \geq 250$ вынужденное деление будет основным каналом реакции. В этом случае за счет вынужденного деления и зацикливания γ -процесса будет происходить торможение продвижения волны нуклеосинтеза в область еще более тяжелых ядер, усиленное на стадии охлаждения, при использовании данных Тилеманна и др. (1983), почти 100%-м запаздывающим делением. В сценарии слияния нейтронных звезд (Россвог и др., 1999; Фрайбургхаус и др., 1999а) в веществе выброса нейтронизация велика и может оставаться большой в течении длительного (по масштабам γ -процесса) времени: $\tau \sim 0.5\text{--}1$ с).

По нашему убеждению, основанном на сравнении скоростей реакций и численных

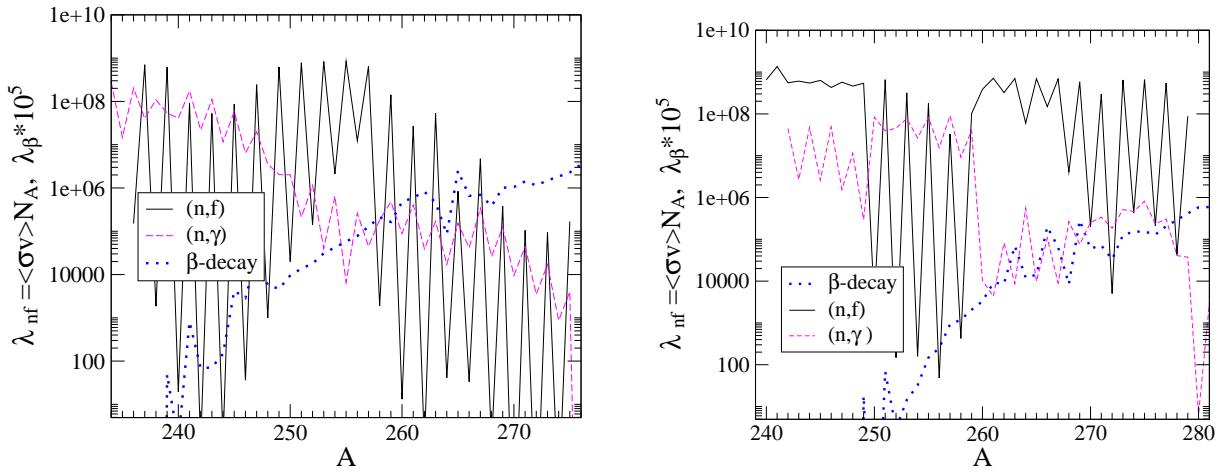


Рис. 14. Сравнение скоростей радиационного зазвата нейтрона, вынужденного деления и бета-распада для изотопов урана (левый рисунок) и калифорния (справа); (в с^{-1}).

расчетах нуклеосинтеза, вынужденное деление особенно важно при зациклении γ -процесса, когда плотность свободных нейтронов еще достаточно высока. Тогда скорости вынужденного деления настолько высоки (см. Тилеманн и др., 1989, и Таблицу 1), что даже при использовании более высоких по сравнению с рассчитанными Ховардом и Мёллером (1980) барьеров деления Мамду и др. (2001) или Майерса и Святецкого

Таблица 1.

Скорости вынужденного деления $\langle \sigma v \rangle \cdot N_A$ для некоторых изотопов урана и кюрия, рассчитанных с использованием различных моделей барьеров деления.

	Модели	250	255	260	265	270	275	280	285
U	XM	1.99D4	8.42D8	1.32d1	8.43d5	1.81d-3	1.69d5	-	-
	XM+2МэВ	8.28d-7	1.76d5	4.22d-10	5.04	4.96d-10	1.72	-	-
U	MC	1.3d3	2.14d7	13.9	1.3d5	3.65d-7	7.69d-3	6.97d-4	948.
U	МПРТ	8.0d-5d4	396	4.8d-14	4.d-18	7.7d-43	0	-	-
Cm	XM	2.86d3	1.78d8	3.87d8	6.91d8	2.0d5	6.59d8	-	-
Cm	XM+2МэВ	2.86d3	1.78d8	6.51d4	2.17d5	4.22d-2	8.24d4	-	-
Cm	MC	5.09d8	7.63d8	3.88d8	6.93d8	3.14d8	9.63d8	2.37d4	9.3d8
Cm	МПРТ	1.35d4	7.64d8	2.17d6	6.93d8	31.4	332	2.7d-27	3.2d-3

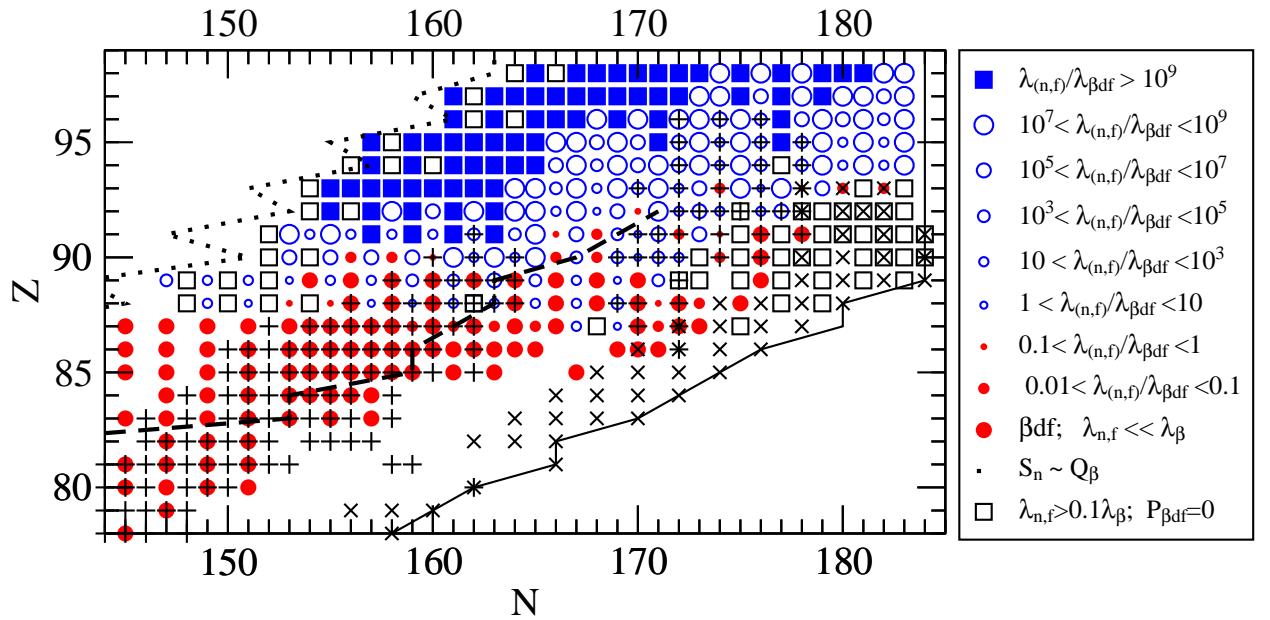


Рис. 15. Карта отношения скоростей $\lambda_{n,f}/\lambda_{\beta df}$. Наиболее распространенные ядра вдоль пути γ -процесса обозначены крестами (когда $n_n \geq 10^{26}$), или плюсами (когда n_n падает ниже $\sim 10^{19}$); линиями обозначены - граница нейтронной стабильности (сплошная линия), положение ядер с энергией связи нейтрона $S_n \approx 2MeV$ (штриховая линия) граница ядер с энергиями бета-распада $Q_\beta \sim S_n$ (пунктир).

Сравнение скоростей запаздывающего и вынужденного деления для характерных условий протекания γ -процесса на карте ядер представлено на Рис. 15, где кружками и квадратами разного размера обозначают разные скорости деления разной величины. Для $Z \leq 87$ запаздывающее деление является основной модой деления. В области $Z = 88 - 90$ вынужденное и запаздывающее деление конкурируют друг с другом. А для изотопов химических элементов с $Z > 91$ вынужденное деление преобладает. (Конечно, скорость образования вторичных ядер за счет вынужденного деления сильно зависит также и от плотности свободных нейтронов в месте протекания γ -процесса). Пустые квадраты обозначают ядра, для которых скорость запаздывающего деления мала. Для области ядер с большим избытком нейтронов ($N > 160$) такое возможно, потому что энергии связи нейтрона малы ($S_n < B_f$) и распад дочернего ядра идет преимущественно путем испарения нейтрона, а не за счет деления. Путь γ -процесса (Панов, 2003), определяемый наиболее распространенными изотопами каждого химического элемента показан крестами в начале γ -процесса (когда $n_n > 10^{26} \text{ см}^{-3}$) и плюсами – в конце γ -процесса (когда плотность нейтронов становится меньше 10^{20} см^{-3}).

Из проведенного нами анализа влияния барьеров деления на скорости реакции следует, что для условий некоторых сценариев быстрого нуклеосинтеза, реализуемых в природе, может быть велика роль деления, причем не только запаздывающего, но и вынужденного. Впервые были рассчитаны скорости вынужденного деления при астрофизических энергиях и для большого количества изотопов (более 400), что позволяет проводить расчеты г-процесса с учетом не только запаздывающего, но и вынужденного деления и определить их сравнительную роль в течение процесса нуклеосинтеза.

Проведенные оценки показали также, что увеличение барьеров деления, на что указывают результаты расчетов с использованием моделей Майерса и Святецкого (1996) и Мамду и др. (2001), приведет не столько к уменьшению роли деления, сколько к возможности синтеза в г-процессе более тяжелых элементов, чем при использовании барьеров деления Ховарда-Мёллера (Панов и Тилеманн, 2003).

2.2. скорости реакций под действием нейтронов.

Коэффициенты уравнения (1.1), определяющие изменение количества изотопа (Z, A), - это скорости реакций, причем основными для г-процесса являются скорости захвата или фото-отделения нейтронов и скорость бета-распада. Для определения сечений нейтронного захвата тяжелых нейтроноизбыточных ядер, определяющих скорость радиационного захвата нейтронов $\langle \sigma_{n\gamma} v \rangle$, успешно применяется статистическая теория Хаузера-Фешбаха (1952). Серийные расчеты скоростей реакций под действием нейтронов, протонов и альфа частиц на основе современных моделей прогнозирования ядерных масс (FRDM) были сделаны недавно (Раушер и Тилеманн, 2000), но только до свинца, что было достаточно для моделирования взрывного нуклеосинтеза, s-процесса и слабого г-процесса. Однако для основного г-процесса необходимо знать набор ядерных характеристик химических элементов, в том числе и скоростей реакций, для всех нейтроноизбыточных изотопов тяжелее свинца, вплоть до сверхтяжелых элементов. Причем, поскольку точность расчетов, особенно вблизи линии нейтронной стабильности неизвестна, крайне желательно иметь расчеты скоростей реакций, основанных на разных моделях ядерных масс и барьеров деления, что и было сделано Пановым и др. (2005, 2010).

В настоящей главе в рамках статистической модели описана методика расчета сече-

ний и скоростей реакций под действием нейтронов - радиационного захвата нейтронов и вынужденного деления. Сделаны обширные расчеты для области ядер с $Z > 84$, расширившие существующие базы скоростей реакций для моделирования г-процесса во всей области его протекания, сделав возможность изучения нуклеосинтеза в области актинидов и сверхтяжелых элементов.

Как и в работах Тилеманна и др. (1983) и Штод, Клапдор (1992), для расчета скоростей деления, был применён статистический формализм Хаузера-Фешбаха (1952). Ранее (Раушер и др., 1997) было показано, что статистическая модель применима к расчету астрофизических скоростей реакций под действием нейтронов, поскольку плотность возбужденных состояний в тяжелых ядрах достаточно высока. Конечно, около линии нейтронной стабильности систематические погрешности расчета скоростей вынужденного деления могут возрасти, поэтому роль надежных прогнозов ядерных масс еще более возрастает. Ранее в астрофизических расчетах для оценок скоростей деления широко использовались прогнозы ядерных масс Хильфа и др. (1976) и барьеров деления из работы Ховарда и Мёллера (1980). Но для согласованной оценки скоростей реакций и области протекания г-процесса крайне желательно использовать значения связи нейтронов, энергии реакций и значения барьеров деления, вычисленные в рамках одного подхода.

2.2.1. статистическая модель вынужденного и запаздывающего деления

Сечения взаимодействия нейтронов с основным состоянием ядра-мишени i^0 с энергией центра масс E_{in} и приведенной массой μ_{ij} в реакциях $i^0(n, \text{out})$ (где "out" определяет гамма-квант или деление) в общем виде в статистической модели определяется в случае вынужденного деления в реакции $i(n, f)$ (Тилеманн и др., 1983; Коуэн и др., 1991) как:

$$\sigma_{nf}(E_{in}) = \frac{\pi\hbar^2/(2\mu_{in}E_{in})}{(2J_i^0 + 1) \cdot (2J_n + 1)} \sum_{J,\pi} (2J + 1) \frac{T_n^0(E, J^\pi, E_i^0, J_i^0, \pi_i^0) T_f(E, J^\pi)}{T_{\text{tot}}(E, J^\pi)}, \quad (2.2)$$

где коэффициенты проницаемости $T_f(E, J^\pi)$ и $T_f(E, J^\pi)$ учитывают суммирование по всем возможным конечным состояниям.

Начиная с работы Струтинского (1967) деление обычно описывается в рамках представления о двугорбом барьере деления. Как и в наших предыдущих работах (Тилеманн и др., 1983; Панов и др., 2005), мы следовали этому подходу. Часть расчетов

была сделана на основе приближения полного затухания с усреднением резонансов в предположении, что расстояние между уровнями второй ямы одинаково.

Скорости вынужденного деления для астрофизических энергий, обычно определяются через усредненные сечения

$$\langle \sigma_f v \rangle = \sqrt{\left(\frac{8}{\mu_{ij}\pi}\right)} kT^{-3/2} \int_0^{\infty} E \sigma(E) \exp(-E/kT) dE$$

Первые серийные расчеты для барьеров Ховарда-Мёллера (Панов и др., 2005) были сделаны для ограниченной области актинидов (для всех изотопов от Z=90 до Z=100), а недавно были пересчитаны (Панов и др., 2010) для большого числа актинидов и трансактинидов ($90 < Z < 118$) вплоть до границы нейтронной стабильности и различных прогнозов масс и барьеров деления, в том числе и обобщенной модели Томаса-Ферми, что подробно описано в следующем параграфе.

Скорость запаздывающего деления (подробно в 2.3.1) в индивидуальном канале определяется отношением коэффициентов проницаемости, просуммированным по всем J^π и силовой функцией бета-распада $S_\beta(E)$ (смотри раздел 2.3.2):

$$\lambda_{\beta df} = \sum_i \int_0^{Q_\beta} S_\beta^i(E) \cdot f(Q_\beta - E) \cdot \frac{T_f(E)}{T_{\text{tot}}(E)} dE , \quad (2.3)$$

где интегрированная ферми-функция

$$f(Q_\beta - E) = \int_1^{E_0} F(Z, \epsilon) \epsilon \sqrt{(\epsilon^2 - 1)} (E_0 - \epsilon)^2 S_L(E) d\epsilon,$$

а $F(Z, E)$ – функция Ферми, учитывающая влияние кулоновского поля ядра; E – энергия бета-перехода; $S_\beta^i(E)$ - силовая функция бета-распада, подробно обсуждаемая в параграфе 2.3.2); $S_L(E)$ – фактор формы бета-спектра, который для разрешенных бета-переходов равен единице, а отношения коэффициентов проницаемости для разных J^π определялись как и в (Тилеманн и др., 1983; Коуэн и др., 1987, 1991):

$$\begin{aligned} \frac{T_f(E, J_i, \pi_i)}{T_{\text{tot}}(E, J_i, \pi_i)} &= \left\{ 1 + \left(\frac{T_n(E, J_i, \pi_i) + T_\gamma(E, J_i, \pi_i)}{T_{\text{eff}}(E, J_i, \pi_i)} \right)^2 + \right. \\ &\left. + 2 \cdot \frac{T_n(E, J_i, \pi_i) + T_\gamma(E, J_i, \pi_i)}{T_{\text{eff}}(E, J_i, \pi_i)} \cdot \text{ctg} \left[\frac{T_A(E, J_i, \pi_i) + T_B(E, J_i, \pi_i)}{2} \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} , \end{aligned} \quad (2.4)$$

где

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_A(E, J_i, \pi_i) \cdot T_B(E, J_i, \pi_i)}{T_A(E, J_i, \pi_i) + T_B(E, J_i, \pi_i)},$$

с

$$T_{A,B}(E, J, \pi) = \int_0^E \rho_{A,B}(\epsilon, J, \pi) T_{HW}(E - E_{A,B} - \epsilon - \hbar^2 l(l+1)/2\theta, \hbar\omega_{A,B}) d\epsilon,$$

где доступная энергия уменьшена на ротационную энергию с моментом инерции θ , выведенной из неротационной струйной модели (Бор, Моттельсон, 1977). T_{HW} определяет проницаемость через параболический барьер (Хилл, Уилер, 1953) :

$$T_{HW}(E, \hbar\omega) = \frac{1}{1 + \exp(-2\pi E/\hbar\omega)}, \quad (2.5)$$

где $E_{A,B}$ и $\hbar\omega_{A,B}$ определяют высоту и параметр кривизны барьера деления; $\rho_{A,B}$ определяет плотность уровней над первой и второй седловыми точками, усиленную по сравнению с плотностью уровней над основным состоянием за счет деформации и влияния низколежащих ротационных возбуждений. Это увеличение сильнее для первого аксиально-асимметричного барьера, чем для второго масс-асимметричного и в отсутствие детальной информации, определялось также, как и в Смирекин (1993) и Бьёрхольм и Линн (1980). Коэффициенты усиления при коррекции плотности уровней полагались постоянными и равными 4 и 2 для первого и второго случаев соответственно.

Плотность уровней рассчитывалась в модели ферми-газа с зависимым от энергии параметром плотности уровней, по методике, описанной ранее (Раушер и др., 1997). Сравнение результатов с оболочечными расчетами (Дин и др., 1995) показало очень хорошее согласие и применимость модели при энергиях порядка энергии связи нейтрона и выше.

Поскольку тема работы - образование тяжелых элементов в природе под действием нейтронов, необходимо знать, кроме скоростей бета-распада, скорости и других основных реакций быстрого нуклеосинтеза - радиационного захвата нейтронов и вынужденного деления.

В астрофизической плазме термоядерные реакции идут с учетом заселения возбужденных состояний участвующих во взаимодействиях ядрах. Такие "звездные" сечения σ^* определяются как сумма сечений σ^x возбужденных состояний x с энергиями возбуждения E_x и спином J_x , усредненные по Больцману:

$$\sigma^* = \frac{\sum_x (2J_x + 1) \sigma^x e^{-\frac{E_x}{kT}}}{\sum_x (2J_x + 1) e^{-\frac{E_x}{kT}}} . \quad (2.6)$$

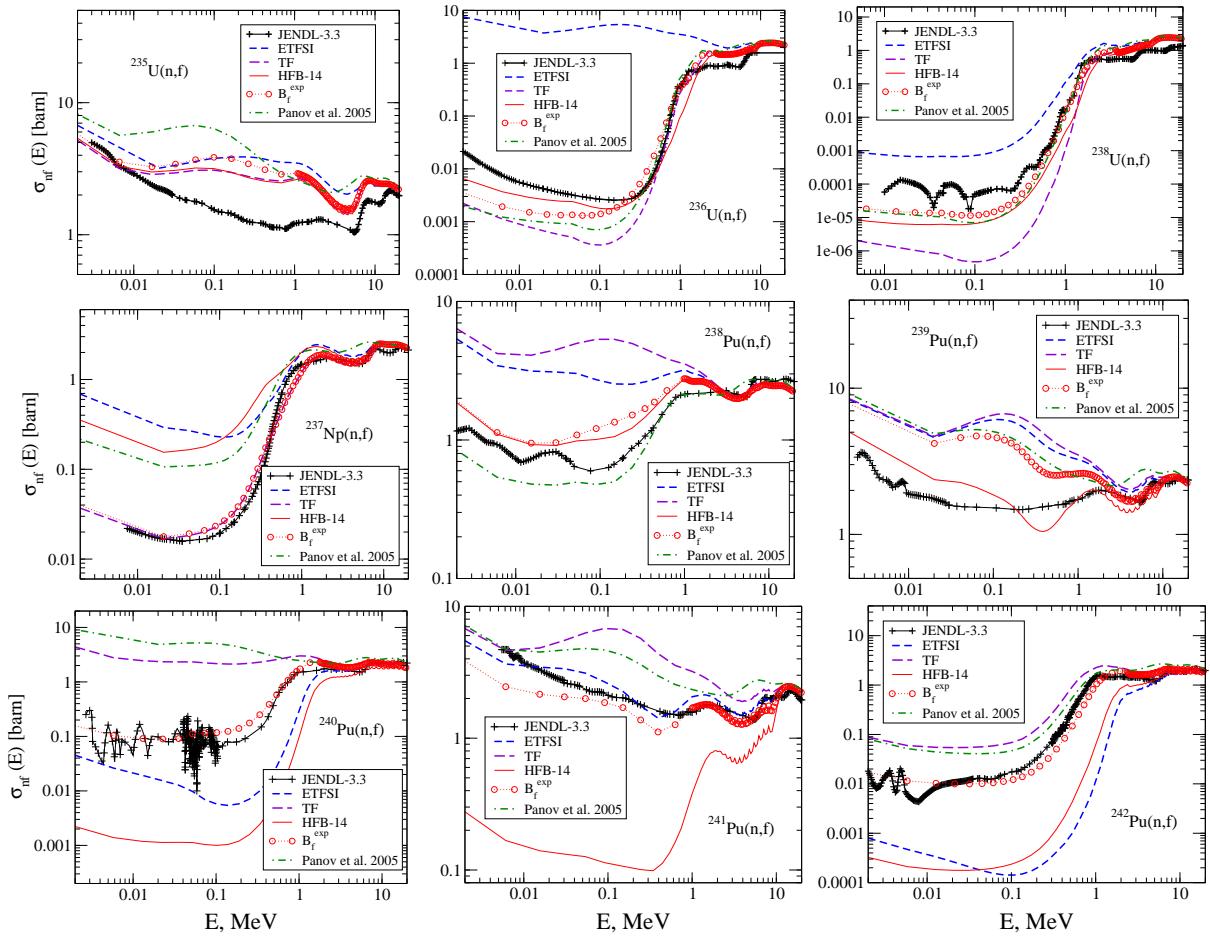


Рис. 16. Расчеты зависящих от энергии сечений вынужденного деления $\sigma_{nf}(E)$ для некоторых изотопов U, Np и Pu, рассчитанные с различными значениями ядерных масс и барьеров деления (ETFSI, TF, HFB-14), и их экспериментальные значения B_f^{exp} , представленные в библиотеке JENDL-3.3 (Накагава и др., 2005), усредненные с помощью кода JANIS (Соппера и др., 2007), и обозначенные черной линией. Все расчеты получены для ядер в основном состоянии. Наши предыдущие результаты (Панов и др., 2005) также показаны.

Сечения σ^x рассчитывались также, как и сечения определяемые уравнением (2.2) для основного состояния, т.е. для $x = 0$. Только звездные сечения должны использоватьсь для вычислений соответствующих астрофизических скоростей реакций. Скорость реакции для каждой специфической реакции при данной температуре T определяется сверткой звездных сечений реакции $\sigma^*(E)$ с распределение Максвелла-Больцмана по относительным скоростям частицы и ядра-мишени (Фаулер, 1974):

$$\langle \sigma^* v \rangle = \langle \sigma v \rangle^* = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma^*(E) E \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) dE. \quad (2.7)$$

На Рис. 16 сравниваются расчеты сечений вынужденного деления для некоторых изотопов U, Np и Pu, полученные по описанной выше методике, и оцененные значения

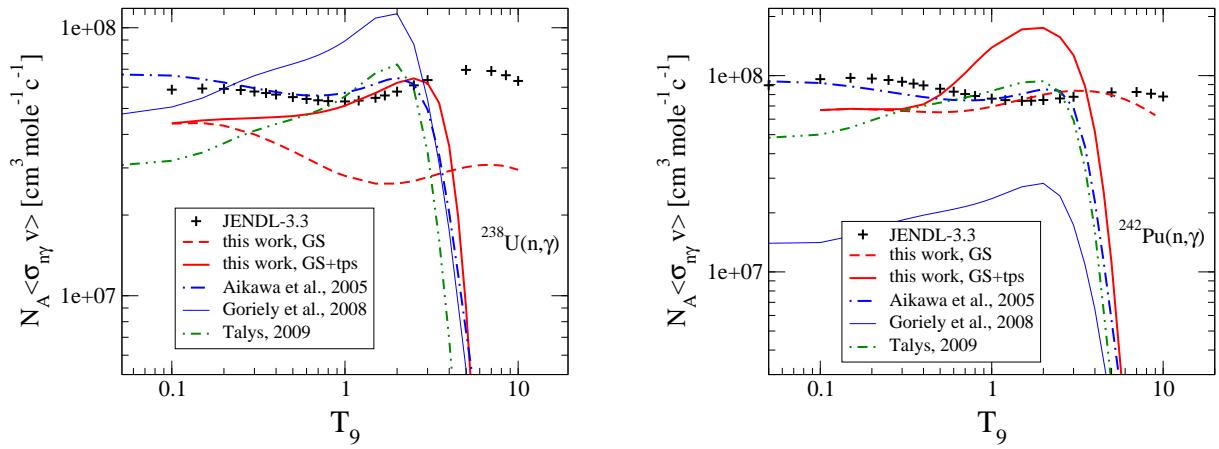


Рис. 17. Сравнение скоростей радиационного захвата нейtronов (n, γ) (усредненных по распределению Максвелла-Больцмана для конкретных значений температуры), рассчитанных нами с другими существующими для ядер ^{238}U (левый график) и ^{242}Pu (правый график) прогнозами и экспериментом. Обозначения источников значений скоростей: Аикава и др. (2005) - синий штрих-пунктир; Горильт и др. (2008) - синяя линия; JENDL-3.3 (Накагава и др., 2005) - кресты; расчеты по коду Talys (Горильт и др., 2009) - зеленый штрих-пунктир. Представленные расчеты сделаны как с учетом только основных состояний мишени (GS) или с учетом теплового заселения возбужденных состояний (GS+tps). Только расчеты в приближении (GT) могут сравниваться с экспериментальными данными. Расчеты, сделанные в работах Аикава и др. (2005) и Горильт и др. (2008) учитывали заселение возбужденных состояний.

из библиотеки JENDL-3.3 (Накагава и др., 2005; Соппера и др., 2007). В интересующей нас области значений температуры $0.01 < T_9 < 10$ MeV, точность экспериментально измеренных сечений изотопов плутония меняется в пределах от 2% до 15%, что на наших рисунках не превышает величины значка на графике. Подробную информацию об экспериментальных данных можно найти в Товессон и др. (2009). В расчетах сечений использовались различные теоретические прогнозы ядерных масс и барьеров деления ETFSI (Абусир и др., 1995; Мамду и др., 1998), TF (Майерс, Святецкий, 1996; Майерс, Святецкий, 1999;), HFB-14 (Горильт и др., 2009). Расчеты, сделанные с более старыми прогнозами на основе модели жидкой капли, долгие годы использовавшиеся для расчетов скоростей запаздывающего деления (Ховард, Мёллер, 1980), обозначены на рисунках как "Панов и др. (2005)". Из графиков Рис. 16 видно, что, когда в расчетах сечений использовались экспериментальные значения барьеров деления, согласие расчетов и эксперимента не расходится больше, чем в 2-3 раза. А использование теоретических барьеров деления приводит к большой разнице в рассчитанных значениях сечений, которые вряд ли будут меньше для ядер, экспериментальные характеристики которых неизвестны. Эти результаты также сравнивались с данными

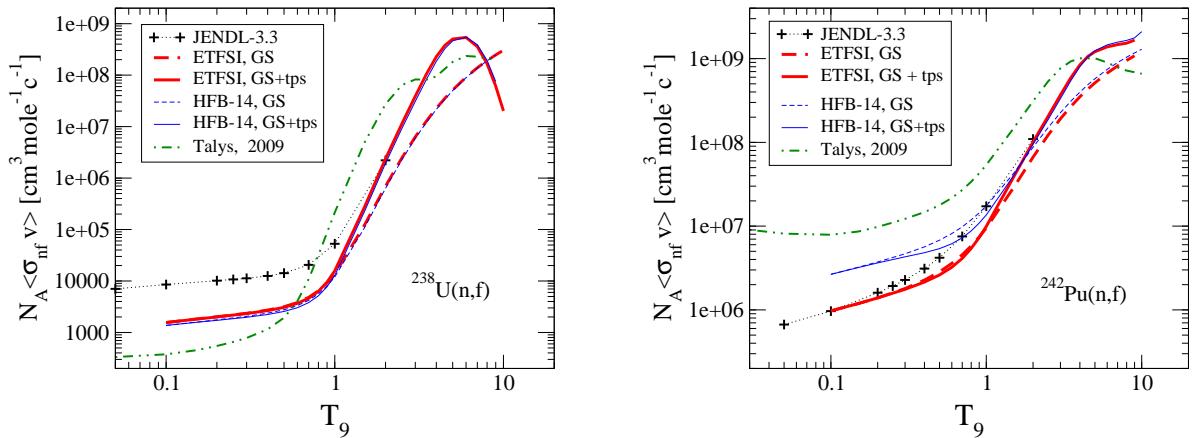


Рис. 18. Сравнение скоростей вынужденного деления настоящих расчетов и других существующих прогнозов для ядер ^{238}U (слева) и ^{242}Pu (справа) и с экспериментом. Обозначения: результаты расчетов по коду TALYS (Горицкий и др., 2009) - зеленая штрих-пунктирная линия, оцененные экспериментальные данные из библиотеки JENDL-3.3 (Накагава и др., 2005) - крестья. Настоящие расчеты с учетом только основного состояния (GS) и с учетом возбуждений ядра (GS+tps) с разными прогнозами (HFB или ETFSI) ядерных масс и барьеров деления. Расчеты, сделанные в работе Горилого и др. (2009) учитывали заселение возбужденных состояний (GS+tps).

ми библиотеки RIPL (Reference Input Parameter Library), использовавшей для расчета код TALYS и барьеры деления HFB-14, рассчитанные Горицким и др. (2009) методом Хартри-Фока-Боголюбова с плотностью ядерных уровней, полученной в рамках комбинаторного подхода, основанном на одночастичном спектре. В этих расчетах (Горицкий и др., 2009) барьеры деления рассчитывались вдоль траектории, полученной методом Венцеля-Крамерса-Бриллюэна, более продвинутом по сравнению с представлением параболического барьера Хилла-Уилера. Сравнивая результаты Горилого и др. (2009) с расчетами Панова и др. (2010), сделанные на основе тех же ядерных данных, видно что расчеты (2010) аналогичны или даже ближе к экспериментальным данным, чем расчеты, приведенные в работе Горилого и др. (2009). Поскольку в работе Панова и др. (2010) использовались те же значения барьеров деления, мы полагаем, что расхождения объясняются различным подходами к расчету плотности уровней: моделью ферми газа с обратным сдвигом в Панов и др., 2010) и комбинаторной моделью на основе одночастичного спектра, полученного в ХФБ-расчетах (Горицкий и др., 2009). Те же выводы получаются из сравнения Рис. 9 в работе Горилого и др. (2009). и расчетов сечений в работе Панова и др. (2010) с использованием значений барьеров деления, полученных экспериментально. Конечно, используемый нами подход является более грубым по сравнению с расчетами Хартри-Фока-Боголюбова, однако ренормализация пути деле-

ния и плотности уровней, используемая Горилым и др. (2009), возможна, только если доступны экспериментальные данные (см. Рис. 10-12 в работе Горилого и др., 2009). Но для области применения расчетов, где отсутствуют всякие экспериментальные данные, прогнозы работы Панова и др. (2010) не менее надежны. Тем не менее их точность зависит от надежности прогнозов ядерных масс и барьеров деления.

На Рисунках 17 и 18 показано сравнение настоящих расчетов скорости захвата нейтронов для ^{238}U и ^{242}Pu с экспериментальными значениями из библиотеки JENDL-3.3 (Накагава и др. 2005) и различных теоретических расчетов (Аикава и др., 2005, Горилый и др., 2008, 2009). Согласие между расчетами и измерениями для других ядер, для которых существуют экспериментальные данные, того же порядка. Заметим, что точность прогноза скоростей реакций вдоль области стабильных ядер, сделанная с использованием экспериментальных значений ядерных масс, не превышает 50%. Вдали от области стабильности, в отсутствие экспериментальных данных по массам и барьерам деления, точность будет меньше.

2.2.2. Зависимость скоростей реакций под действием нейтронов от моделей ядерных масс и барьеров деления

В последние две декады 20-го века расчеты г-процесса, включавшие в рассмотрение деление (Тилеманн и др., 1983), использовали для прогнозов скоростей реакций расчеты масс Хильфа и др. (Хильф и Грут, 1976), и барьеры деления на основе капельной модели Ховарда и Мёллера (1980). В течение многих лет расчеты барьеров деления П.Мёллера были единственным массовым расчетом барьеров деления для всех изотопов вплоть до фермия. Относительно недавно необходимость новых расчетов, подкрепленная возросшими вычислительными возможностями, привели к появлению серийных расчетов барьеров деления на основе разных подходов и моделей, которые указывают на увеличение величины барьеров деления, по сравнению с расчетами Ховарда-Мёллера (1980). Для согласованных расчетов нуклеосинтеза желательно, чтобы все ядерные данные были получены в рамках единого подхода (см. также обсуждение в Коуэн и др. (1991) и Раушер и др. (1994)).

Различные прогнозы ядерных масс и барьеров деления были использованы, в частности, для проверки зависимости результатов расчетов от использовавшихся моде-

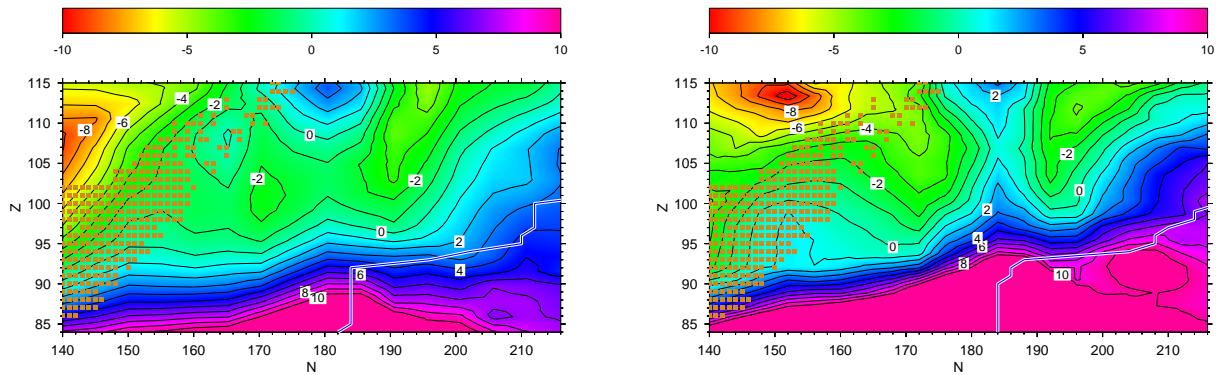


Рис. 19. График уровней превышения величины барьера деления над энергией связи нейтрона $B_f - S_n$ (в MeV) для двух теоретических моделей, прогнозирующих массы и барьеры деления: слева графики, основанные на прогнозах ядерных масс моделью FRDM а барьеров деления моделью Томаса-Ферми; справа- графики, полученные на основе обобщенной модели Томаса-Ферми с поправкой Струтинского (ETFSI). Также обозначены известные изотопы сверхтяжелых элементов (квадраты) и граница нейтронной стабильности (линия), где $B_f - S_n$ определяет - продолжается ли синтез элементов в г-процессе или же происходит зацикливание нуклеосинтеза между областью трансурановых элементов и ядрами продуктами деления.

лей. В расчетах использовались значения масс, полученные из капельной модели с конечным радиусом действия ядерных сил: FRDM (Мёллер и др., 1995), обобщенной модели Томаса-Ферми с интегральной поправкой Струтинского: ETFSI (Абуссир и др., 1995), и модели Томаса-Ферми: ТФ (Майерс, Святецкий, 1996). Барьеры деления соответственно брались из работ Мамду и др. (2001) - ETFSI и Майерса, Святецкого (1996). Подчеркнем, для расчетов ядерных масс в модели ETFSI остаточное взаимодействие определялось силами Скирма SkSC18 (Горилый, 2000; <http://www-astro.ulb.ac.be/Nucdata/Masses/etfsi2-plain>), для барьеров деления использовалось приближение с SkSC4 (Мамду и др., 1998). Одной из целей работы было проведение максимально согласованных расчетов. Но, поскольку точность расчетов барьеров деления оценить трудно, особенно для области, удаленной от области экспериментально изученных ядер, где и идет г-процесс, использование нескольких разных согласованных пакетов ядерных данных, в первую очередь основанных на ТФ и ETFSI, позволяет оценить зависимость результатов от модели ядерных данных. Дополнительно был исследован набор данных, основанный на ядерных массах, полученных с помощью FRDM-модели, близких к прогнозам ТФ-масс, где оболочечные поправки учитывались аналогично и использовавшихся ранее для вычисления скоростей реакций для изотопов элементов с $Z < 85$ (Майерс, Святецкий, 1996).

Рисунок 19 показывает зависимость сечений вынужденного деления, рассчитанных

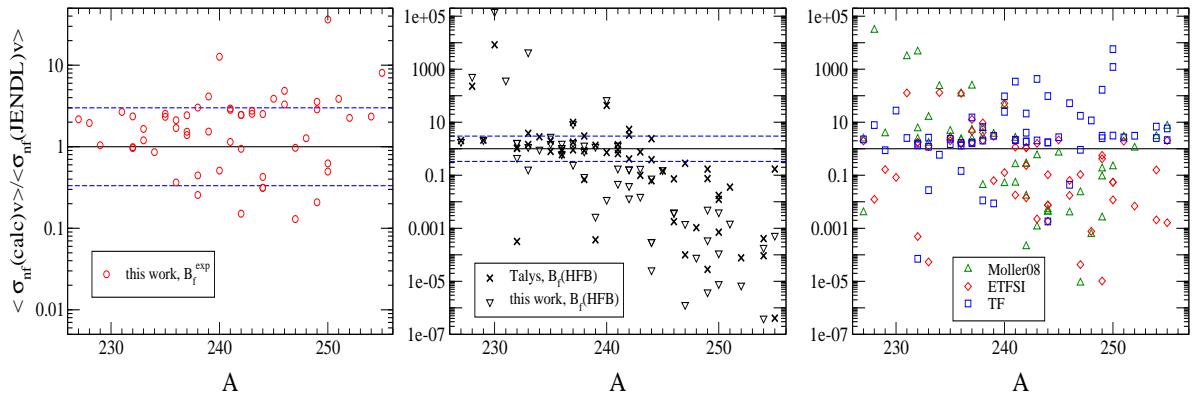


Рис. 20. Расчеты сечений вынужденного деления, усредненных по максвелловскому спектру в сравнении с оцененными экспериментальными сечениями при энергии 30 КэВ. Левая панель: отношение расчетных (настоящая работа) и экспериментально определенных (Накагава и др., 2005) сечений вынужденного деления, усредненных по максвелловскому спектру для 58 изотопов от тория до фермия. Отметим, что в расчетах значения использовались экспериментальные барьеры деления ; центральный рисунок: то же самое отношение, как и на левом рисунке, но расчеты были сделаны с использованием теоретических оценок барьеров деления на основе обобщенной модели Томаса-Ферми (Мамду и др., 2001) - ромбы, Томаса-Ферми (Майерс, Святецкий, 1999) (квадраты), предварительных расчетов в рамках FRDM (Мёллер и др. 2009) - зеленые треугольники. Значения ядерных масс, если были неизвестны из эксперимента, определялись на основе соответствующих моделей; Правый рисунок: то же отношение, что и на среднем рисунке, но полученное как в результате настоящих расчетов (треугольники) так и расчетов по коду TALYS (Горильт и др., 2009) - крестики, с использованием теоретических оценок масс и барьеров деления, полученных в рамках расчетов Хартри-Фока-Боголюбова с силами Скирма BS14 (Горильт, 1999)

для двух разных наборов ядерных данных (FRDM+TF и ETFSI), от очень важного параметра $B_f - S_n$. На рисунке показана важную для г-процесса область ядер, для которых скорости вынужденного деления могут быть достаточно большими: $B_f - S_n < 0$ и поэтому (смотри также обсуждение рисунка 21). Видно, что использование разных наборов ядерных данных приводит к разным значениям $B_f - S_n$, а при использовании ETFSI разность $B_f - S_n$ в основном больше, чем при использовании данных, основанных на комбинации FRDM (прогноз масс) и TF(барьеры деления).

Расчеты сечений вынужденного деления были проведены на основе двугорбой модели барьера деления. Величины обоих барьеров рассчитывались в обобщённой модели Томаса-Ферми (Мамду и др., 2001) и в более ранних расчетах Ховарда и Мюллера (1980) - НМ. Но в модели Томаса-Ферми рассчитывалось только значение одного барьера. Для того, чтобы применить нашу методику, мы ввели феноменологическую модель определения 2-го барьера, в которой полагалось, что рассчитано значение наибольшего барьера, а величина второго барьера была нами определена на основе той же разнице

в величинах барьеров деления, как и в прогнозах Мюллера, по методике описанной в работе Панов и др. (2005). А именно, для определения меньшего барьера, были применены две методики: (1) применение той же разницы между барьерами деления $\delta B = B_{f1} - B_{f2}$ или (2) того же отношения B_{f1}/B_{f2} , какие были в расчетах Мюллера. Различие в расчетных сечениях было невелико, поскольку для большинства ядер различие не превышало нескольких процентов. Только в нескольких случаях различие было более 10%, но не превышало двойки. Для наших расчетов использовалась методика определения меньшего барьера, основанная на разнице $\delta B = B_{f1} - B_{f2}$. Аналогично были экстраполированы величины меньших барьеров и для изотопов элементов с $Z > 100$, что позволяло совершать расчеты г-процесса и в области сверхтяжелых элементов.

Расчеты сечений вынужденного деления сравнивались также с оцененными данными библиотеки JENDL (Накагава и др., 2005) - Рис. 20. На левой панели показано отношение расчетных и оцененных значений сечений, когда для расчетов использовались только изотопы с экспериментально известными барьерами деления (кружки). Согласие достаточно хорошее для большинства изотопов, в пределах фактора 2-3. Для нескольких изотопов различие достигает 10, однако точность измерения барьеров этих изотопов неизвестно. На средней панели показано сравнение наших расчетов, когда использовались прогнозы масс и барьеров деления, полученные в рамках подходов Хартри-Фока-Боголюбова (треугольник вниз) и расчетов по программе TALYS (крестики). Некоторые отличие в расчетах сечений, сделанные на основе одного и того же метода, возникают возможно из-за перенормировки барьеров деления, проводим в расчетах по TALYS (Горилый и др., 2009), различными моделями плотности уровней и рядом других мелких отличий (точность констант и др.). На правой панели Рис. 20 при расчете сечений использовались прогнозы масс и барьеров деления, сделанные в рамках TF, ETFSI и FRDLM (Мёллер и др., 2009).

В отличие от сравнения на левой панели (кружки), когда в расчетах использовались только экспериментальные барьеры деления, различие между расчетными и экспериментальными сечениями могут достигать порядков величины (до 4x и более порядков). Интересно отметить, что наблюдается слабая систематика - расчетные сечения с теоретическими барьерами деления, полученными на основе FRDLM, ETFSI или ХФБ достаточно сильно и случайным образом различаются в области более легких изотопов и как правило занижены для более тяжелых. Расчеты с ТФ барьерами кажутся более

Таблица 2. Энергия связи нейтрона S_n и барьеры деления ядра ^{261}U , образованного в процессе захвата нейтрона ядром ^{262}U .

Модели:	ETFSI			TF			TF FRDM			TF ETFSI			HM		
^{262}U	B_{f1}	B_{f2}	S_n												
расчеты (МэВ):	3.9	5.30	4.46	1.20	4.56	4.05	1.20	4.56	3.81	1.20	4.56	4.46	0	3.36	4.14

точными, но могут быть просто лучше фитированы по имеющимся экспериментальным данным.

Проведенное сравнение указывает на значительные колебания значений сечений вынужденного деления, очень чувствительных к прогнозам величины барьеров деления. Однако мы полагаем, что сравнением расчетов, использующих разные ядерные данные, мы оцениваем величину модельного разброса значений сечений. Очевидно, что теоретические сечения вынужденного деления сильнее всего зависят от определения барьеров деления, которые должны рассчитываться с высокой точностью. По этой же причине при изучении нуклеосинтеза, пока не получены достаточно надежные значения барьеров деления, должны использоваться разные наборы ядерных данных, включающих прогнозы барьеров деления. Для обеспечения соответствующих расчетов скорости вынужденного деления были рассчитаны нами для всех возможных наборов ядерных данных, определенных в рамках единой модели, и подготовлены таблицы и аппроксимации для удобства расчетов.

На рисунке 21 показаны как зависимость сечения вынужденного деления от энергии (слева) так и скорости запаздывающего деления (справа) для типичного участвующего в γ -процессе ядра ^{261}U , рассчитанные с различными комбинациями теоретических значений масс и барьеров деления. Стрелки на левом рисунке показывают разницу $B_f - S_n$ между барьером деления и энергией связи нейтрона, определяемыми моделью Томаса-Ферми (красная стрелка наверху левого рисунка) и моделью ETFSI (штриховая стрелка внизу). Точные значения этих величин приведены в таблице 2. Сечения и соответствующие скорости реакций зависят сильнейшим образом даже нет от собственно величины барьера деления, или энергии связи нейтрона, а от разницы этих величин.

Из рисунка 21 видно, сечения вынужденного деления (так же как и соответствующие скорости реакций) увеличиваются при уменьшении величины барьера деления и что $\sigma_{\text{nf}}^{\text{HM}} > \sigma_{\text{nf}}^{\text{TF}} > \sigma_{\text{nf}}^{\text{ETFSI}}$. Различия при малых энергиях объясняются различны-

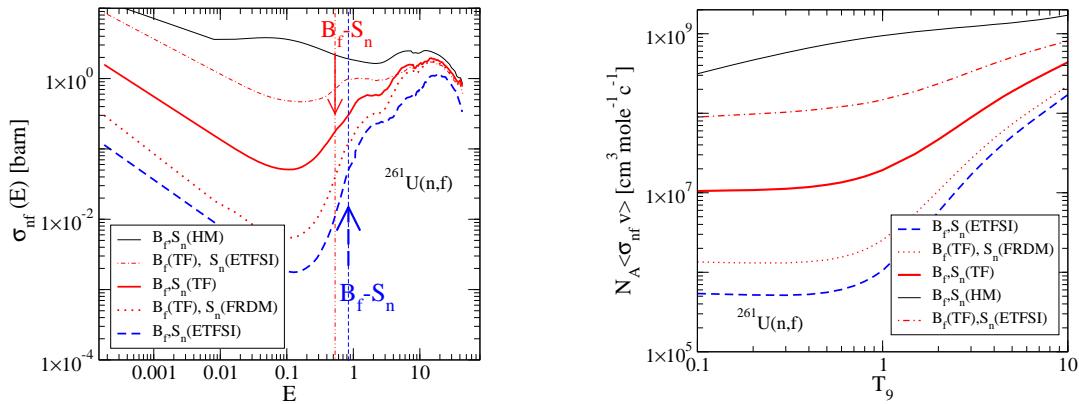


Рис. 21. Зависимость от энергии сечения вынужденного деления $\sigma_{nf}(E)$ (слева) и скорости запаздывающего деления $\lambda_{nf} = N_A \langle \sigma v \rangle$ (справа) для ядра-мишени ^{261}U , рассчитанные с различными комбинациями теоретических значений масс и барьера деления. Обозначения моделей, прогнозирующие величину барьера деления B_f и энергию связи нейтрона S_n (Howard и Möller, Томас-Ферми, ETFSI, и FRDM) маркируют на рисунках кривые, полученные при их использовании в расчетах, основанных на соответствующих моделях. Стрелки показывают величину "окна" $B_f - S_n$ прогнозируемого ETFSI (штриховая линия) и TF (линия).

ми теоретическими значениями ядерных масс, даваемых разными моделями (сравните расчеты с прогнозами барьеров деления моделью Томаса-Ферми и разными значениями энергии связи нейтрона S_n , предлагаемой различными моделями). Маленькое уменьшение S_n , когда изменяем модели прогноза масс и барьеров деления (основанных на двух моделях ядерных данных) с TF+TF на FRDM+TF, приводит к уменьшению сечений вынужденного деления (相伴隨的 уменьшением (n, γ) -сечений). Аналогичное влияние наблюдается и в случае, когда вместо набора согдасованных данных использовались прогнозы S_n и B_f из разных моделей как, например, различные значения энергии связи нейтрона, даваемые различными моделями при неизменном значении барьера деления, определенном в модели Томаса-Ферми. То есть сечения при малых энергиях сильно зависят от точности ядерных данных, но с увеличением E различие в сечениях становится меньше при тех же значениях барьеров деления (в данном сравнении использовалась модель Томаса-Ферми). Усредненные скорости реакций (Рис. 21, справа) показывают такую же зависимость.

Как и ожидалось, наборы скоростей реакций, рассчитанные с использованием прогнозов масс моделью FRDM и барьеров - моделью Томаса-Ферми и всех ядерных данных на основе модели ТФ близки (Рис. 22). С другой стороны, различия между сечениями, основанными на других парах ядерных данных, отличаются до 8 порядков величины. Наибольшее различие в величинах сечений наблюдается для ядер с числом ней-

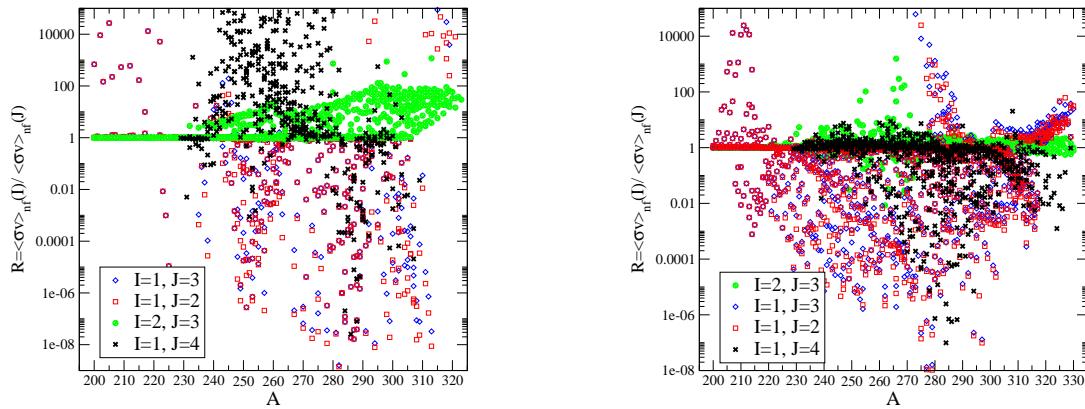


Рис. 22. отношение $R = \frac{<\sigma v>_n(I)}{<\sigma v>_m(I)}$ скоростей реакций для различных прогнозов ядерных масс и барьеров деления при температурах $T_9 = 0.3$ (слева) и $T_9 = 10$ (справа). Индексы I,J определяют теоретическую модель расчета ядерных характеристик, использованную в расчетах: ETFSI ($I,J=1$), Томаса-Ферми ($I,J=2$), Томаса-Ферми для барьеров деления и FRDM для ядерных масс ($I,J=3$), Хартри-Фока-Боголюбова (HFB-14) ($I,J=4$). Поскольку прогнозы ядерных масс, основанные на моделях Томаса-Ферми и FRDM, близки, различия в расчетах скоростей вынужденного деления при использовании этих данных ($J=2, I=3$) наименьшие (но также уменьшаются с повышением температуры). Однако разница в результатах становится много больше если сравнивать скорости реакций, полученные с использованием данных, полученных в рамках Томаса-Ферми (или FRDM) с ETFSI (или ХФБ-14).

тронов близким к 184, когда сравнивались результаты, основанные на ETFSI-данных с любыми другими. Это различие объясняется очень большими барьерами деления, приводящими к маленьким сечениям вынужденного деления, получаемыми в расчетах, основанных на ETFSI. Разница между скоростями, основанными на ETFSI и ХФБ моделях меньше, чем между ETFSI и TF-сечениях, особенно при больших значениях T_9 . Для малых T_9 разброс результатов становится больше, особенно для изотопов с $A \approx 240 - 280$ и $A > 280$. (Рис. 22). Это графическое сравнение лишь подтверждает тот факт, что расчеты скоростей вынужденного деления для экзотических ядер, вовлекаемых в нуклеосинтез очень сложная задача и только дальнейшие исследования могут определить, какая из моделей ядерных характеристик наиболее предпочтительна. В настоящий момент все модели должны использоваться в расчетах г-процесса и тестируться в сравнении расчетных распространенностей с наблюдениями.

Таблица 3.

Перечень изотопов, для которых были рассчитаны скорости реакций при использовании различных теоретических моделей прогнозирования ядерных данных (TF, FRDM, ETFSI и HFB). Показаны минимальное и максимальное значения массового числа A_{\max} для каждого химического элемента Z

Z	TF-shc		FRDM		ETFSI		HFB		Z	TF-shc		FRDM		ETFSI	
Z	A_{\min}	A_{\max}	A_{\min}	A_{\max}	A_{\min}	A_{\max}	A_{\min}	A_{\max}	Z	A_{\min}	A_{\max}	A_{\min}	A_{\max}	A_{\min}	A_{\max}
84*	180	269	180	269	180	267	193	269	102	233	331	233	331	233	331
85*	185	270	185	270	185	270	193	270	103	240	335	240	334	240	328
86*	187	269	187	269	187	269	196	269	104	239	337	239	337	239	324
87*	190	280	190	280	190	280	200	278	105	242	337	242	331	242	330
88*	193	283	193	283	193	279	202	279	106	245	337	245	331	247	337
89*	196	288	196	288	196	284	206	285	107	248	337	248	332	243	337
90	199	293	199	293	199	287	220	287	108	251	337	251	327	245	337
91	212	296	212	296	212	288	229	289	109	254	337	254	327	247	337
92	204	299	204	299	204	291	230	291	110	257	337	257	339	249	337
93	220	302	220	302	220	293	232	293	111	260	337	260	331	251	329
94	210	305	210	305	210	295	234	295	112	263	337	263	332	253	329
95	215	309	215	308	215	297	238	297	113	267	337	267	327	255	329
96	216	312	216	311	216	300	240	300	114	270	337	270	327	257	329
97	225	315	225	314	225	303	243	315	115	273	337	273	337	275	329
98	222	319	222	319	222	317	245	319	116	276	337	276	337	-	-
99	225	322	225	322	225	320	250	322	117	279	337	279	337	-	-
100	227	325	227	325	227	325	251	325	118	282	337	283	337	-	-
101	239	328	239	328	239	326	254	328	119	-	-	-	-	-	-

* для этих элементов, как и для $Z>101$ отсутствуют опубликованные HFB-расчеты барьеров деления

2.2.3. расчеты скоростей реакций для астрофизических приложений с учетом разных моделей ядерных масс и барьеров деления

Как было указано во введении, одной из задач настоящей работы было создание базы данных по скоростям реакций, вызываемых нейтронами, для константного обеспечения расчетов г-процесса в области актинидов и трансактинидов. Полученные в настоящей работе скорости реакций представляют собой расширение ранее опубликованных таблиц для $Z < 84$ (Раушер, Тилеманн, 2001) в область элементов с $84 \leq Z \leq Z_{max}$ (Z_{max} , различающейся в зависимости от наличия исходных ядерных параметров от 102 для модели HFB до 118 для FRDM данных). Подробно перечень ядер для разных наборов ядерных данных приведен в Таблице 3.

Формат таблиц описан в Приложении А. Полная электронная версия всех таблиц доступна он-лайн в CDS (Таблицы 3–6), включая все скорости реакций, основанные на разных прогнозах ядерных данных. Области ядер, для которых были рассчитаны скорости реакций, приведены в Таблице 3 для FRDM, TF, ETFSI и HFB. Они насчитывают 2151 (ETFSI), 2637 (TF), 2400 (FRDM-массы, TF-барьеры) или 1323 (HFB) единиц записи. Стат. веса для всех изотопов приведены на сетке из 24 значений температуры: $T_9 = 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0, 10.0$ и также доступны в CDS (Таблицы 3–6). Также были получены аппроксимации для расчетов фотонейтронной диссоциации (см. Раздел 2.2.4).

2.2.4. Аппроксимации скоростей вынужденного деления и радиационного захвата нейтрона

Скорости реакций были рассчитаны для той же сетки температур что и расчеты статистических сумм. Эти скорости реакций учитывают заселение возбужденных уровней в звездной плазме. Для облегчения использования в астрофизических моделях, рассчитанные скорости реакций фитировались с той же параметризацией, что и ранее рассчитанные скорости реакций из библиотеки REACLIB (Раушер, Тилеманн, 2000):

$$N_A \langle \sigma v \rangle^* = \exp \left(a_0 + a_1 T_9^{-1} + a_2 T_9^{-1/3} + a_3 T_9^{1/3} + a_4 T_9 + a_5 T_9^{5/3} + a_6 \ln T_9 \right) , \quad (2.8)$$

с семью свободными параметрами $a_0 - a_6$ и звездной температурой T , включенной в аппроксимацией в нормированном виде как $T_9 = T / 10^9$ К. Эта параметризация была успешно применена при фитировании разных типов зависимости сечений от температуры для разных реакций для области изменения температуры $0.01 \leq T_9 \leq 10$. Параметризации этого типа, введенная в работе Холмс и др. (1976), приведены в Приложении. Лучший фит определялся минимизацией отклонения ζ (Уравнение (2.9)) используя известный код FUMILI (Дымов и др., 2000).

Адаптивность фитируемой функции может привести к большим погрешностям вне рассматриваемой области изменения температуры (при низких температурах). Эта трудность может быть обойдена путем замены фитирования в области низких энергий на экстраполяцию скоростей реакций. Однако, подчеркнем, приведенная параметризация применима только в области $0.01 \leq T_9 \leq 10.0$, хотя в большинстве случае аппроксимированные скорости реакций и для более низких температур дают достаточно надежные результаты.

В качестве оценки точности аппроксимации, использовалась величина ζ (обозначенная в таблицах и на рисунках как *Dev*). Она определялась следующим образом:

$$\zeta = \frac{1}{24} \sum_{i=1}^{24} \left(\frac{r_i - f_i}{f_i} \right)^2 , \quad (2.9)$$

где r_i скорость реакции, рассчитываемая в рамках статистической модели при фиксированных значениях температуры $T_9 = 0.1, 0.15 \dots 10.0$, и f_i - значение скорости реакций, полученное из аппроксимаций. Маленькое значение величины ζ показывает высокую точность фитирования для всей рассматриваемой области изменения температуры. Более высокие значения ζ в основном появляются в области низких температур, где скорости могут быть малы и большие отклонения возможны. Для большинства ядер значение ζ много меньше 1 и лежит в области $0.1 - 10^{-4}$ (см. Рис. 24). Упомянем здесь, что модифицированная формула Киурта и др. (2008) получена в основном для фитирования скоростей реакций в области легких ядер. Её точность выше, но для астрофизических расчетов точность используемой нами аппроксимации вполне достаточна (см. Рис. 23), и много больше, чем точность расчета сечений реакций под действием нейтронов. для сильно нейтроноизбыточных тяжелых ядер.

Температурная зависимости скорости вынужденного деления может быть двух типов, как показано на Рис. 23. Такие зависимости становятся понятны, если вернуться к

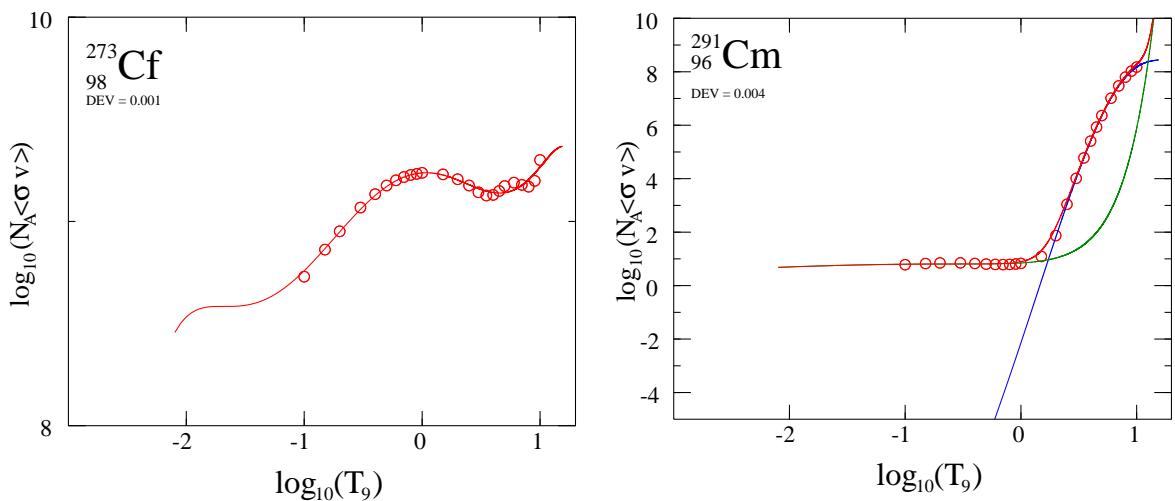


Рис. 23. Расчеты (кружки) и фитирование (линии) скоростей вынужденного деления для ^{273}Cf и ^{291}Cm , показывающие два основных типа зависимости сечения от температуры. Когда возможно, фитирование расчетных скоростей одной кривой (см. Eq. (4)), как показано на левом рисунке. В ряде случаев суперпозиция двух аппроксимаций необходима (правый рисунок), для того, чтобы корректно описать поведение сечения как при высоких температурах, так и при низких. Аккуратная экстраполяция в область $(0.01 < T_9 < 0.1)$ необходима во избежание нефизических результатов (смотри также обсуждение таблиц).

обсуждению Рис. 21. Коэффициент пропускания в случае деления или постоянен или слабо зависит от энергии, что приводит к изменению сечений вынужденного деления σ_{nf} , которые (как и в случае радиационного захвата нейтрона) показывают зависимость типа $a 1/\sqrt{E}$. Усреднение по распределению максвелла-больцмана дает почти не зависящую от температуры величину скорости реакции. Этот происходит, например, когда возбуждение компаунд ядра достигает значений, сопоставимых с внешним и внутренним барьерами. Тогда внутренний барьер не работает, а вероятность проникновение через более высокий барьер одинакова при разных энергиях и величина наиболее высокого барьера определяет величину сечения σ_{nf} . Эта зависимость видна на Рис. 21 в области ниже 0.1 MeV (левый график). На правом рисунке показаны соответствующие скорости вынужденного деления и видно что при $T_9 = 1$ и ниже она постоянна.

Экспоненциальное увеличение величины коэффициента пропускания при увеличении энергии до значений равных величине максимального барьера, приводит к резкому увеличению сечения и соответственно зависящей от температуры скорости реакции. Это видно, в частности, на рис. 21. Правый график Рис. 23 в этом смысле очень репрезентативен: скорость вынужденного деления - почти константа при низких энергиях и резко возрастает, на порядки, при увеличении температуры выше определенного значения. С

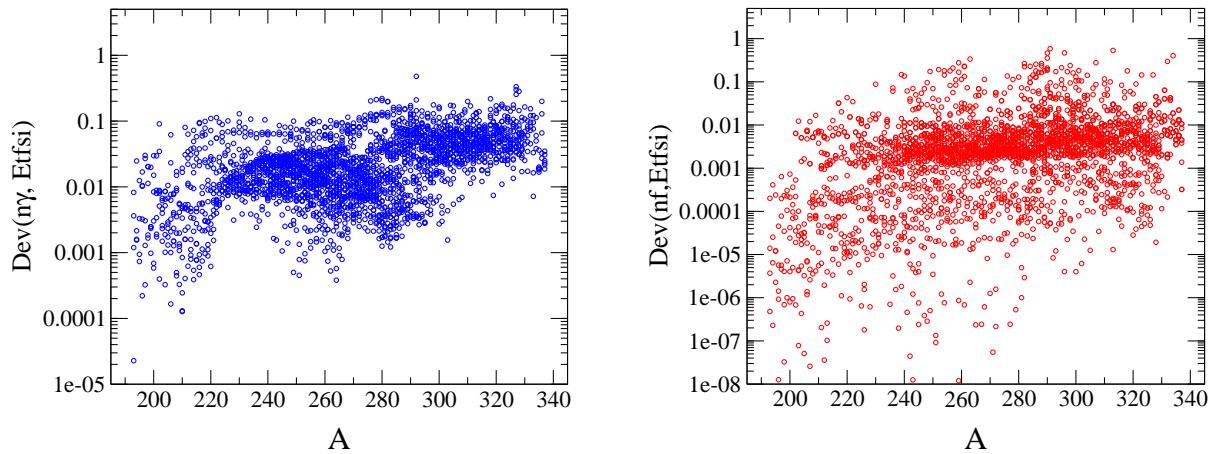


Рис. 24. Точность аппроксимаций скоростей вынужденного деления определяется среднеквадратичной ошибкой (см. Уравнение (2.9)), отражающей точность расчета скорости радиационного захвата нейтрона (левый график) и вынужденного деления (правый график). Видно, что максимальная погрешность не превышает 10%. Эта величина должна сравниваться с величиной зависимости скоростей реакций от точности используемых ядерных характеристик (см. Рис. 16 и 20).

другой стороны, когда энергия возбуждения компаунд-ядра близка к величине барьера уже при малой энергии, сечение и скорость реакции велики для всего рассматриваемого диапазона энергий (температур). Левый график Рис. 23 характерен для двугорбого барьера, когда мала разница $\Delta B_f = B_{f1} - B_{f2}$. В случаях резкого изменения скорости реакции с энергией на порядки (правый график рисунка), хороший фит получается только из суперпозиции двух аппроксимаций, определяющих вклады в области низких и высоких энергий и представленных отдельными строками в Таблице 10 и в Таблицах 7–18 базы CDS.

Во всех случаях мы рекомендуем использовать аппроксимации только для температур $T_9 \geq 0.01$. Более того, вблизи границы стабильности статистическая модель может быть неприменима для реакций с малыми значениями энергий реакций Q , даже выше этой температуры.

2.2.5. Скорости фотодиссоциации нейтрона и статистические веса

Для завершения создания файлов необходимых данных по константному обеспечению расчетов ядерных реакций, скорости обратных реакций, а именно скорости фотодиссоциации нейтронов тоже должны быть известны. Эти скорости (как и их аппроксимации) в таблицах явно не задаются, но могут быть вычислены на основе содержащейся в них информации. Для расчета обратных скоростей реакции $B(n,\gamma)D$, т.е. реакции

$D(\gamma, n)B$, семь параметров $a_0^{\text{rev}} - a_6^{\text{rev}}$ определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 a_0^{\text{rev}} &= a_0 + \ln \left(9.8685 \times 10^9 \left(\frac{A_D - 1}{A_D} \right)^{1.5} \frac{2J_B + 1}{2J_D + 1} (2J_n + 1) \right) , \\
 a_1^{\text{rev}} &= a_1 - 11.6045 S_n , \\
 a_2^{\text{rev}} &= a_2 , \\
 a_3^{\text{rev}} &= a_3 , \\
 a_4^{\text{rev}} &= a_4 , \\
 a_5^{\text{rev}} &= a_5 , \\
 a_6^{\text{rev}} &= a_6 + 1.5 ,
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

где A_D атомный номер ядра D, J_n - спин нейтрона и a J_B, J_D - спины основных состояний ядер B и D, соответственно. Эти параметры также приведены в таблицах (объяснения приведены в Приложении).

Важно отметить, что величины, рассчитанные согласно Уравнения (2.8) с определенными выше коэффициентами, должны быть домножены на отношение статистических весов для конечного и исходного ядер G_B/G_D - для того, чтобы получить реальную скорость фотодиссоциации. Примеры приведены в Приложении А. Детали расчета приведены Раушером и Тилеманном (2000), а температурная зависимость статистических весов $G(T^*)$ нормализованных на спин основного состояния J^0 ядра определялись, как и в работе Фаулера и др. (1967):

$$\begin{aligned}
 (2J^0 + 1)G(T^*) = & \sum_{\mu=0}^{\mu_m} (2J^\mu + 1) e^{-E^\mu/kT^*} \\
 & + \int_{E^{\mu_m}}^{E^{\max}} \sum_{J^\mu, \pi^\mu} (2J^\mu + 1) e^{-\epsilon/kT^*} \rho(\epsilon, J^\mu, \pi^\mu) d\epsilon ,
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

где ρ - плотность уровней, а μ_m - последний экспериментально известный уровень. Для рассматриваемого диапазона температур, максимальная энергия E_i^{\max} , до которой учитывается вклад в статистический вес, порядка 20 – 30 MeV (Раушер, Тилеманн, 2000). Таблицы зависящих от температуры статистических весов также помещены в базу данных CDS, так же как и аппроксимация коэффициентов для Уравнения (2.8) (Таблицы 7-18) для (n, γ) , (γ, n) и (n, f) rates.

В заключение скажем, что в фото-ядерных реакциях деление тоже присутствует и может быть значимым, когда энергия фотонов порядка или больше высоты барьера

деления. Влияние этого процесса на нуклеосинтез тоже должно быть исследовано, однако для γ -процесса, в условиях протекания которого очень малая часть фотонов имеет достаточную для фото-деления энергию, его вклад незначителен, особенно для рассматриваемых в настоящей работе сценариев, реализующих скорее вариант холодного γ -процесса.

2.3. Вероятности запаздывающих процессов при бета-распаде нейтроноизбыточных ядер, участвующих в τ -процессе.

В первой части главы 2 было показано, что основным типом деления, прерывающим продвижение τ -процесса в область сверхтяжелых элементов, является вынужденное деление. Однако запаздывающее деление остаётся тем не менее важным по следующим причинам: (1) после истощения нейтронного потока, что происходит в разных сценариях быстро, с характерным временем много меньшим характерного времени бета-распада, распространенность химических элементов на этой стадии τ -процесса, за счет бета-распадов и запаздывающего деления изменяется, причем сильнее всего меняется состав трансурановых элементов и элементов вблизи пика $A=130$; (2) когда плотность нейтронов еще велика, то конкурирующий с запаздывающим делением процесс эмиссии 1го, 2х и 3х запаздывающих нейтронов приводит к увеличению захватов нейтронов в новой изотопической цепочке с увеличением эффективности вынужденного деления; (3) согласованный расчет вероятностей запаздывающего деления и эмиссии запаздывающих нейтронов важен для правильных расчетов изменения концентраций за счет ветвления на этапах нуклеосинтеза, упомянутых в (1) и (2).

Для ядер, участвующих в τ -процессе, энергия связи нейтрона меньше 3 МэВ, а полная энергия бета-распада порядка 10 или более МэВ. Поэтому вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов может быть значительна и изменяется в широких пределах в зависимости не только от величины энергии связи нейтрона, но и от структуры ядра, определяющей как барьеры деления, так и интенсивность бета-переходов на возбужденные состояния дочернего ядра.

Скорость бета-распада, как и вероятности запаздывающих процессов, определяются с помощью силовой функции бета-распада S_β . В работе Панова и др. (2005) силовая функция была построена на основе расчетов по модели QRPA, в рамках которой были рассчитаны приведенные вероятности переходов $B(E, J_i, \pi_i)$ (Мёллер и др., 2003). В работе Мёллера и др. (1990), при бета-распаде учитывались разрешенные переходы на основе деформированного одночастичного потенциала с учетом остаточного взаимодействия по методике, описанной ранее Крумлинде, Мёллер (1984). Использованная в работе Панова и др. (2005) модель силовой функции Мёллер и др. (2003) объединяла расчеты на основе QRPA для гамов-теллеровских переходов с эмпирическим уширением.

нием квазичастичной части и на основе GROSS-теории для запрещенных переходов бета-распада. Однако проведенные на ее основе расчеты $P_{\beta df}$, были недостаточно совместимы с другими данными для γ -процесса, такими как например $P_{\beta dn}$, рассчитанными ранее (Мёллер и др., 1997), поскольку для расчетов запаздывающего деления и эмиссии запаздывающих нейтронов, использовались как различные версии силовых функций бета-распада, так и прогнозы ядерных масс, основанные на разных моделях: FRDM для расчетов $P_{\beta dn}$ и набор моделей (обобщенная модель, модели Томаса-Ферми и Хартри-Фока) для расчетов $P_{\beta df}$, что приводило в ряде случаев к получению завышенных значений полной вероятности запаздывающих процессов (см. табл. 4, из которой видно, что сумма $P_{\beta dn}$ и $P_{\beta df}$ для изотопов урана с $256 < A < 266$ в большинстве случаев превышает 100%)

Поэтому в настоящей работе мы рассматриваем как основу для запаздывающих процессов модель силовой функции бета-распада (Гапонов, Лютостанский, 1981; Александров и др., 1981), основанную на теории конечных ферми-систем (Мигдал, 1983).

Относительная вероятность запаздывающего деления по отношению к полному бета-распаду есть $P_{\beta df} = \lambda_{\beta df}/\lambda_\beta$, где λ_β скорость β -распада, определяемая из уравнения (2.3) без учета члена T_f/T_{tot} . Эта величина вероятности запаздывающего деления и будет рассчитана в настоящей работе наряду с вероятностью эмиссии запаздывающих нейтронов $P_{\beta dn} = \lambda_{\beta dn}/\lambda_\beta$, определяемой на основе тех же силовых функций (см. 2.3.2).

В первую очередь рассмотрим процесс запаздывающего деления, который в области трансактинидов среди запаздывающих процессов становится наиболее важным.

2.3.1. Запаздывающее деление

Роль запаздывающего деления в γ -процессе была оценена достаточно давно (смотри, например, Тилеманн и др., 1983; Коэн и др., 1991; Лютостанский и др., 1990). В этих работах параметры запаздывающего деления определялись из микроскопических расчетов, и считалось, что деление наиболее важно для образования ядер-космохронометров (Коэн и др., 1987; Коэн и др., 1999; Лютостанский и др., 1988). Было также замечено, что этот эффект, по крайней мере в пределах классической модели γ -процесса с продолжительностью протекания нуклеосинтеза $\tau_r \sim \tau_f$, слабо влияет на выходы большинства тяжелых ядер при использовании реалистичных значений ба-

рьеров деления (Коуэн и др., 1991; Тилеманн и др., 1989).

В результате подробных расчетов нуклеосинтеза в сценариях с большим временем протекания γ -процесса: $\tau_r - \tau_f \approx \tau_c$ (Раушер и др., 1994; Панов и др., 2001б), и учете запаздывающего деления на всех этапах быстрого нуклеосинтеза, было показано, что оно заметно влияет на выходы тяжелых элементов, образующихся в γ -процессе. Поэтому, особенно в расчетах выходов ядер-космохронометров, учет деления должен быть сделан более аккуратно.

Для расчетов запаздывающего деления необходимо знать такие характеристики ядер, как пороги реакций, вероятности запаздывающих процессов и проницаемость барьера деления (Тилеманн и др., 1983). Кроме того, необходимы расчеты силовых функций бета-распада, точность которых, как и ядерных характеристик, сильно влияет на конечные результаты - вероятности запаздывающего деления (Мейер и др., 1989; Лютостанский и др., 1990), что приводит к оценке максимальных значений вероятности запаздывающего деления в пределах от 30% до 100%. В расчетах использовались барьеры деления (Мамду и др., 2001), сделанные на основе последовательного микроскопического подхода (Мамду и др., 1998). Отметим, что эти расчеты приводят к очень большим значениям барьера деления для ряда сильно нейтроноизбыточных изотопов, что, однако, подтверждается расчетами Мёллера и др. (2009).

Существующие расчеты значений вероятностей запаздывающего деления $P_{\beta df}$ всех ядер, для которых запаздывающее деление возможно, основаны на двух различных теоретических моделях (Тилеманн и др., 1983; и Штодт и Клапдор, 1992), причем в этих расчетах для большого количества ядер величины $P_{\beta df}$ достигают 100%, хотя и для нескольких разных областей изотопов(Рис. 25).

Основное различие данных расчетов заключается в различных моделях используемой силовой функции бета-распада. Подход Тилеманна и др., (1983), основан на расчетах силовой функции в приближении Тамма-Данкова. В расчетах $P_{\beta df}$ Штодта и Клапдора (1992) для описания силовой функции использовалось pn-QRPA (протонно-нейтронное приближение случайной фазы для квазичастиц) с учетом остаточного гамов-теллеровского взаимодействия. В модели pn-QRPA смешивание состояний происходит, также как в приближении случайной фазы (RPA), но благодаря фазовому фактору даже малая часть силы остаточного гамов-теллеровского при низких энергиях доминирует над силой перехода в состояния с энергиями выше барьера деления, что

приводит к уменьшению скоростей деления по сравнению с более ранними расчетами Тилеманна и др. (1983).

Зависимость скоростей запаздывающего деления от силовой функции бета-распада была рассчитана Мейером и др. (1989) для некоторых изотопов ряда химических элементов. Были проведены расчеты вероятности запаздывающего деления для нескольких десятков ядер с различными предположениями о структуре остаточного взаимодействия и искусственными завышением и занижением барьеров деления. Из сделанных ими оценок, учитывавших в неявном виде деформацию ядер (аналогичным образом, как и в Штодт и Кландор, 1992), следует, что расчеты Ховарда и Мёллера давали завышенные оценки барьеров деления.

На Рис. 25 для некоторых изотоповprotoактиния ($Z=91$) приведены значения $P_{\beta df}$, вычисленные Мейером и др. (1989) с разными допущениями о характере силовой функции бета-распада (квадраты) и систематическом модельном завышении (треугольники) или занижении (кружки) величин барьеров деления. Из расчетов видно, что расчеты Тилеманна и др. (1983) значений $P_{\beta df}$ завышены для $A < 260$ и занижены при $A > 260$. Это результат сильной зависимости рассчитываемых характеристик как от модели силовой функции, так и от значений барьеров деления, значения которых определялись обеими группами на основе разных подходов.

Согласно классической модели γ -процесса, его путь должен проходить в области ядер с энергией связи нейтрона $S_n \approx 2\text{MeV}$, для которых в области трансурановых ядер вероятности запаздывающего деления, по крайней мере для барьеров деления Ховарда и Мёллера (1980) являются наибольшими и достигают 100%. Согласно такому представлению и расчетам скоростей запаздывающего деления (Тилеманн и др., 1983) γ -процесс должен обрываться в области актинидов с $A \approx 250-260$. Поэтому модель мгновенного деления с вероятностью 100% в области $A \sim 260$ (для простоты $A = 260$), сделанное Раушером и др. (1994), была неплохим приближением (смотри также аналогичные упрощения в Коуэн и др., 1999; Тилеманн и др., 1989).

При рассмотрении всей сетки ядерных реакций, а не упрощенных моделей типа "точки ожидания" (waiting point approximation), и особенно в конкретном сценарии с быстро меняющимися условиями протекания нуклеосинтеза, путь γ -процесса постоянно меняется со временем и роль запаздывающего деления и его вклад в цикличность γ -процесса меняется (Панов и Тилеманн, 2003). В частности, в рассматриваемой модели

слияния нейтронных звезд (Россвог и др., 1999; Фрайбургхаус и др., 1999а), благодаря очень высокой плотности свободных нейтронов, путь γ -процесса преимущественно проходит вдоль границы нейтронной стабильности. В этом случае при использовании скоростей запаздывающего деления Тилеманна и др. (1983) основной поток нуклеосинтеза идет в стороне от ядер с рассчитанными ими максимальными значениями ($\sim 100\%$) вероятности запаздывающего деления и потому, если не учитывать вынужденного деления, может сформировать определенное количество ядер с $Z > 100$ и $A > 300$.

Другие расчеты (Штодт и Клапдор, 1992) вероятностей запаздывающего деления сильно отличаются от расчетов Тилеманна и др. (1983), в основном благодаря иной модели силовой функции бета-распада. Основные отличия расчетов видны из сравнения, приведенного на Рис. 25. Использование разных данных по запаздывающему делению приводит к разительным изменениям выходов как по массам, так и по химическим элементам, особенно в области масс $A < 100$. (Влияние разных прогнозов вероятностей запаздывающего деления на нуклеосинтез а γ -процессе показаны в разделе 4.2.1). Данные Штодта и Клапдора (1992) могут оборвать нуклеосинтез в области актинидов в предельных условиях, достижимых при слиянии нейтронных звезд при достижении меньших A .

Возвращаясь к запаздывающему делению и эмиссии запаздывающих нейтронов, подчеркнем, что в их расчетах важную роль, помимо масс и барьеров деления, играет силовая функция бета-распада, для расчетов которой необходимо знать, кроме энергии связи, ряд параметров ядра, величины которых для рассматриваемых ядер определяются теоретически. Причем определение структуры силовой функции, как экспериментально (Алеклет и др., 1975; Крац и др., 1979), так и теоретически (Алексанкин и др., 1981; Борзов и др., 1995) – самостоятельная задача, усложняемая при наличии деформации. Анализ существующих ядерных данных по вероятностям запаздывающего деления $P_{\beta df}$ (Тилеманн и др., 1983; Штодт, Клапдор, 1992; Панов и др., 2005) показывает, что величины $P_{\beta df}$ сильно зависят не только от предсказаний ядерных масс и барьеров деления, но и от используемой модели силовой функции бета-распада, а их применение для расчетов γ -процесса приводит к большим различиям результатов (Панов и др., 2001).

Использовавшиеся ранее для расчета $P_{\beta df}$ заниженные барьеры деления Ховарда и Мюллера (1980), (особенно для трансурановых ядер) и силовые функции бета-распада, недостаточно хорошо описывавшие переходы на низколежащие состояния в дочернем

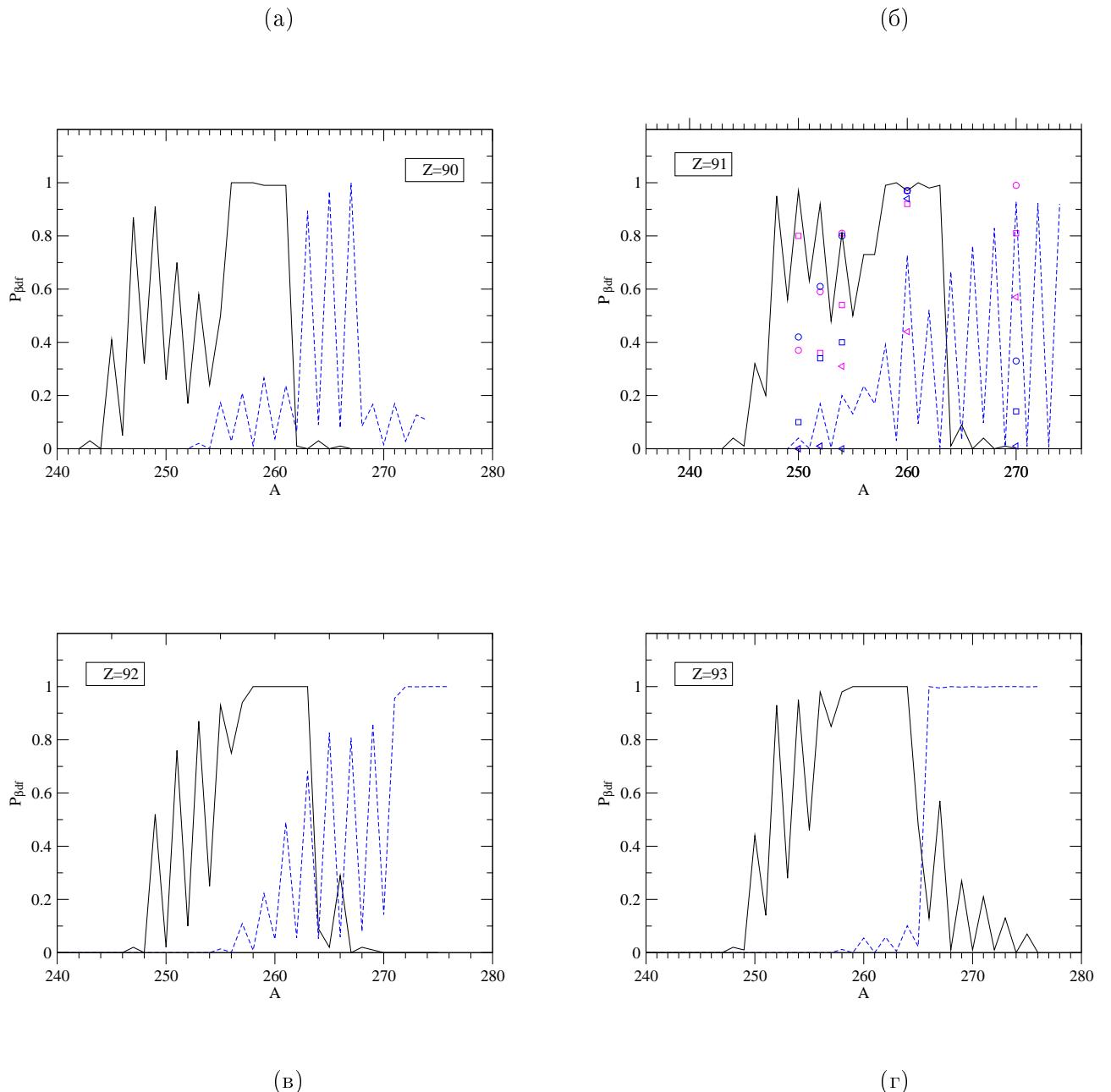


Рис. 25. Зависимость вероятности запаздывающего деления $P_{\beta df}$ от массового числа для изотопов тория (а),protoактиния (б), урана (в) и нептуния (г) на основе расчетов Штодта и Клапдора (1992) - линия и Тилеманна и др. (1983) - пунктирная линия. Различными значками показаны результаты расчетов $P_{\beta df}$ Мейером и др. (1989).

ядре, приводили к высоким значениям величины вероятности запаздывающего деления - вплоть до 100%, независимо от используемых в расчетах ядерных данных и моделей силовых функций бета-распада, рассчитываемых на основе разных независимых подходов (Рис. 25).

Проведенный ранее (Панов и др., 2010, 2011) анализ оценки надежности расчетов на примере скоростей вынужденного деления, рассчитанных с использованием четырех

различных моделей ядерных масс и барьеров деления, показал, что расчеты скоростей вынужденного деления с удовлетворительной точностью описывают скорости деления при использовании экспериментальных значений барьеров деления. Однако с удалением от области экспериментально изученных ядер разброс прогнозов в зависимости от используемых ядерных данных резко возрастает. Безусловно, вышесказанное относится и к вероятностям запаздывающего деления, однако экспериментальных данных для соответствующего анализа недостаточно.

Расчеты вероятностей запаздывающего деления $P_{\beta df}$, сделанные ранее (Тилеманн и др., 1983; Штодт и Клапдор, 1992; Лютостанский и др., 1990) и основанные на различных моделях силовой функции бета-распада, давали значительно расходящиеся результаты величин $P_{\beta df}$, что видно из рис. 25. В большинстве приведенных на рисунке расчетов, использующих как разные модели силовых функций (Тилеманн и др., 1983; Штодт и Клапдор, 1992; Панов и др. 2010), так и разные модели ядерных масс и барьеров деления (Хильф и др., 1976; Грут и др., 1976; Мамду и др., 2001) значения вероятностей запаздывающего деления достаточно высоки и для групп изотопов каждого из элементов $P_{\beta df}$ достигают 100%. Эта оценка представляется завышенной и противоречит ядерной систематике, показывающей, что доля бета распада ядра P_0 , когда отсутствуют запаздывающие процессы, для изотопов тяжелых элементов достаточно высока. Причем сумма вероятностей всех процессов: $P_0 + P_{1n} + P_{2n} + P_{3n} + P_{\beta df} = 1$. Полученные в этих расчетах большие значения $P_{\beta df}$ часто противоречат расчетам $P_{\beta dn}$ (Мёллер и др., 1997), давая в сумме $P_{\beta df} + P_{\beta dn} > 100\%$ (см. табл. 4).

Степень влияния точности расчета запаздывающего деления на результаты γ -процесса зависит безусловно и от астрофизического сценария, определяющего условия для нуклеосинтеза. В случае поддержания условий для нуклеосинтеза в течение длительного времени в сценариях с образованием большого количества свободных нейтронов (слияние компактных объектов в тесных двойных системах на поздних стадиях эволюции или джеты) γ -процесс может поддерживать волну нуклеосинтеза, идущую вдоль границы нейтронной стабильности и в области трансактинидов длительное время. В таких сценариях за счет различных каналов деления могут образоваться – в зависимости от деталей сценария – точки ветвления γ -процесса, приводящие или к остановке движения волны нуклеосинтеза к острову стабильности, или к обходу области спонтанного деления и образованию сверхтяжелых элементов. В последнем случае зна-

чительные количества сверхтяжелых ядер могут образоваться только при $\overline{P_{\beta df}} \leq 50\%$. Поэтому расчеты вероятности запаздывающего деления важны для определения пути γ -процесса в трансурановой области в сценариях с длительной нейтронной экспозицией. Отметим, что запаздывающее деление после эмиссии нейтрона тоже может быть достаточно велико, однако это предмет отдельного исследования.

2.3.2. Силовая функция бета-распада

Для расчетов запаздывающего деления кроме целого ряда характеристик, в первую очередь барьеров деления и ядерных масс, необходимо иметь также силовые функции бета-распада.

Силовая функция бета-распада $S_\beta(E)$ определяет вероятности зарядово-обменных процессов, в том числе ядерных реакций с перезарядкой, таких как (p, n) , (n, p) , $(^3\text{He}, t)$, $(t, ^3\text{He})$, $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ и др., в частности, реакций нейтринного захвата (ν_e, e) и процессов, связанных с β -распадом короткоживущих ядер (см. подробнее в работах Гапонова, Люстостанского, 2010, и Люстостанский, 2011). Определяющее значение силовая функция бета-распада имеет при расчетах периодов полураспада $T_{1/2}$ и вероятностей процессов, сопровождающих β -распад – эмиссии одного или нескольких запаздывающих нейтронов или протонов, запаздывающее деление и др., особенно для нейтронно-избыточных ядер. При рассмотрении этих реакций очень важен учет гигантского гамов-теллеровского резонанса (ГТР) и других изобарических состояний ядер (ИС) – состояний, характерных для заряженных ветвей возбуждения ядра $A(N, Z)$.

Силовая функция бета-распада обычно определяется (Хансен, 1975) как усредненная по энергетическому интервалу суммарная вероятность всех парциальных бета-переходов:

$$S_\beta = \frac{\overline{d \sum M(E_i)_i^2}}{dE} \frac{1}{6260}, \quad (2.12)$$

где $\overline{d \sum M(E_i)_i^2}$ – усредненная сумма квадратов матричных элементов всех бета-переходов в интервале dE . Силовая функция S_β имеет резонансную структуру, которая сильно зависит от используемых для ее прогнозирования моделей и параметров этих моделей. Силовая функция нормирована согласно правилу сумм следующим образом:

$$I(E_{max}) = \int_0^{E_{max}} S_\beta(E) dE = e_q^2 \cdot 3 \cdot (N - Z), \quad (2.13)$$

где E_{\max} – максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте, e_q – эффективный заряд. Хорошая сходимость интеграла (2.13) достигалась при значении $E_{\max} = 50$ МэВ (Лютостанский, Тихонов, 2012), хотя в экспериментах величина E_{\max} обычно не превышает 20 МэВ. Значения e_q варьировались в пределах от $e_q = 0.8$ до $e_q = 1.0$. Поскольку область интегрирования лежит, в основном, в непрерывном спектре, то соответственно все состояния E_i имеют ширину Γ_i , точный расчет которой представляет отдельную задачу. Согласно Мигдалу (1983), ширина Γ_i определяется из мнимой части собственно энергетического оператора, но в нашей работе для расчета $\Gamma_i(E)$ брался только первый член разложения мнимой части собственно энергетического оператора $\Gamma_i \approx \alpha E^2$, учитывающий влияние трехквазичастичных конфигураций. Значение $\alpha = 0.018 \text{ МэВ}^{-1}$ получено из усредненных экспериментальных ширин ГТР. Рассматривались два способа уширения: по Гауссу и по Брейту–Вигнеру. Как показал анализ, проведенный в работе Лютостанского и Шульгиной (1991), лучшее согласие с экспериментальными данными в области высоких энергий, соответствующих ГТР, дает брейтвигнеровское описание уширения, а при более низких энергиях – гауссовское описание с шириной, зависящей от энергии возбуждения.

Энергии E_i и матричные элементы M_i^2 в настоящей работе были получены численным решением системы уравнений ТКФС (Мигдал, 1983) для эффективного поля ядра гамов–теллеровского типа и путем использования приближенного квазиклассического метода решения этих уравнений (см. подробнее в Гапонов, Лютостанский, 2010; Лютостанский, 2011), дополненного расчетами одночастичных разрешенных β -переходов по оболочечной модели. Во всех расчетах использовалось локальное нуклон–нуклонное взаимодействие в форме Ландау–Мигдала (Мигдал, 1983), куда входят константы спин–спинового и спин–изоспинового взаимодействия квазичастиц, которые являются феноменологическими параметрами и обычно подбираются из сравнения с экспериментальными данными либо из соображений симметрии. В настоящих расчетах для констант спин–спинового g_0' и спин–изоспинового f_0' взаимодействия использовались значения $g_0' = 1.25$ и $f_0' = 1.35$, как и в работе Гапонова, Лютостанского (1981), хотя для тяжелых ядер, где лучше выполняются условия SU(4)-симметрии (Гапонов, Лютостанский, 2010), эти константы должны сближаться: $g_0' \rightarrow f_0'$.

В численных расчетах одночастичных энергий и волновых функций использовался потенциал Саксона–Вудса с учетом спаривания, самосогласования и перенормировки

константы спин-изоспинового взаимодействия, зависящей от мягкой пионной моды (Гапонов, Лютостанский, 2010). Далее решались уравнения для эффективного поля ядра и находились энергии E_i и матричные элементы M_i^2 изобарических состояний (ИС). В использованном методе уравнения для эффективного поля ядра в R-представлении решались аналитически без учета запрещенных переходов, и входящие в уравнения суммы с парциальными матричными элементами оценивались в квазиклассическом приближении. Матричные элементы ГТР, как и в Гапонов, Лютостанский (1981), были получены (для $\Delta E > E_{ls}$) из соотношения:

$$M_{\text{ГТР}}^2 = e_q^2 \cdot 3 \cdot (N - Z) \cdot (1 - \delta), \quad \delta = 2/3[g_0'(1 + x^2)]^{-1}, \quad (2.14)$$

где $x = \Delta E / E_{ls}$, δ характеризует вклад в правило сумм (2.13) других, кроме ГТР типов возбуждений. $\Delta E = (4/3)\varepsilon_F(N - A)/A$, а средняя энергия спин-орбитального расщепления для гамов-теллеровских переходов

$$E_{ls} = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} n_{\lambda_1}^n (1 - n_{\lambda_2}^p) \varepsilon_{\lambda_1, \lambda_2}^{ls} / \sum_{\lambda_1, \lambda_2} n_{\lambda_1}^n (1 - n_{\lambda_2}^p),$$

где n_λ – числа заполнения, $\varepsilon_{\lambda_1, \lambda_2}^{ls}$ – энергии расщепления для спин-орбитальных дублетов, ε_F – энергия ферми. Другие коллективные ИС, определяющие резонансную структуру силовой функции $S_\beta(E)$, рассчитывались, как описано в работе Лютостанского (2011), и сумма их матричных элементов нормировалась согласно (2.14) по остаточному принципу.

Поскольку на зависимость силовой функции бета-распада $S_\beta(E)$ от энергии сильно влияют структурные эффекты (Изосимов и др., 1978, 2008), она рассчитывается как зависящее от энергии распределение квадратов матричных элементов возбуждений состояний E_i , наблюдавшихся в дочернем ядре, и часто представляется как приведенная вероятность перехода B_{GT} , связанная с S_β соотношением

$$B_{GT} = D \frac{g_V^2}{g_A^2} \cdot S_\beta,$$

где $D = 6260$, Q_β – полная энергия бета-распада, g_V и g_A – константы векторного и аксиально-векторного взаимодействия бета-переходов.

Тогда интенсивность бета-переходов $\beta_i(E, J_i, \pi_i)$ в состояние дочернего ядра с энергией возбуждения E выражается через приведенные вероятности перехода $B_{GT}(E, J_i, \pi_i)$ следующим образом:

$$\beta_i(E, J_i, \pi_i) = B_{GT} \cdot f(Q_\beta - E). \quad (2.15)$$

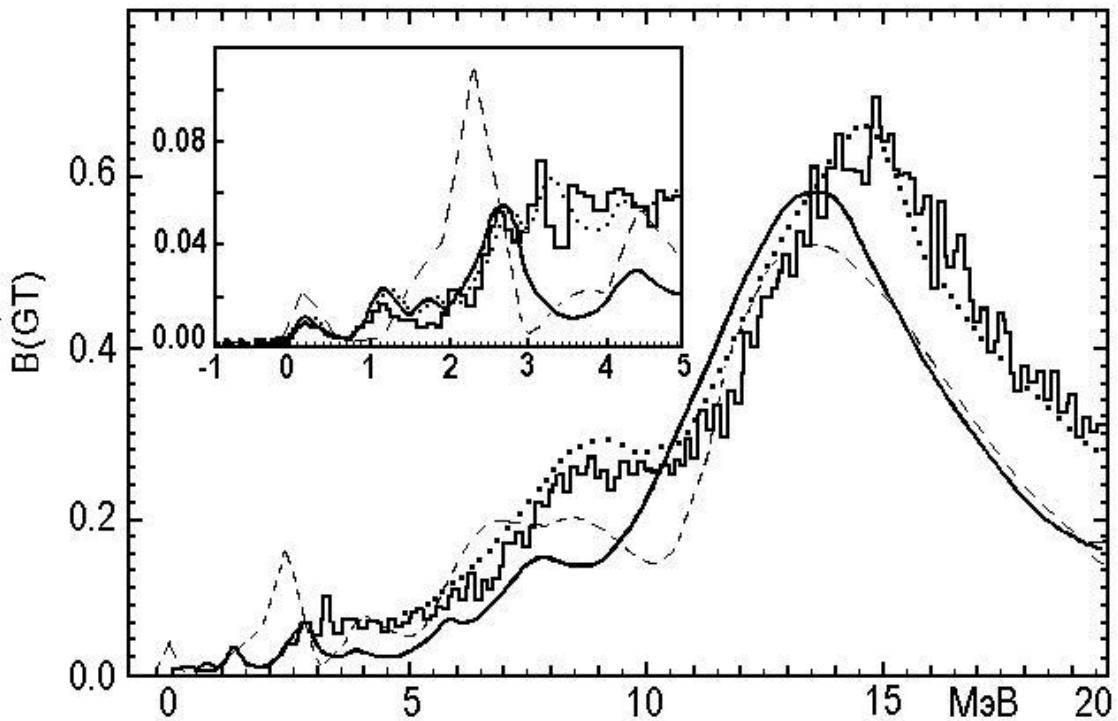


Рис. 26. Расчет приведенной вероятности перехода B_{GT} (линии) для ^{127}Xe с различными моделями уширения резонансов (Лютостанский и Шульгина, 1991) и сравнение с экспериментом (Паларчук и др., 1999) (гистограмма). На врезке более крупно показана структура силовой функции в области энергий $0 < E < S_n$.

Сравнение рассчитанных по изложенной методике силовых функций с экспериментальными данными проводилось для изотопов ^{127}Xe и ^{71}Ga (Лютостанский, Шульгина, 1991; Боровой и др., 1987). Пример расчета силовой функции $S_\beta(E)$ изотопа ^{127}Xe показан на Рис. 26. Расчеты силовой функции $S_\beta(E)$ для этого изотопа проводились в двух подходах: методом численного решения уравнений теории конечных ферми-систем для эффективного поля ядра и методом решения этих уравнений, используя квазиклассическое приближение. Экспериментальные измерения проводились в реакции $^{127}\text{I}(\text{p}, \text{n})^{127}\text{Xe}$ до энергии $E_{\max} = 20$ МэВ (Паларчук и др., 1999). Как видно из Рис. 26, функция $S_\beta(E)$ имеет ярко выраженную резонансную структуру – выделяются три резонанса: гигантский гамов-теллеровский резонанс, расположенный ниже пигми-резонанса и лежащее еще ниже коллективное ИС. Расчетные значения энергий этих состояний – $E_{\Gamma\text{TR}}$, $E_{\Gamma\text{T1}}$ и $E_{\Gamma\text{T2}}$ совпадают с экспериментальными значениями с хорошей точностью и погрешностью до 0.5 МэВ. Для ГТР, наблюдаемом в ^{127}Xe , имеем

$E_{\text{ГТР}}^{\text{эксп}} = 14.5$ МэВ и $E_{\text{ГТР}}^{\text{расч}} = 14.4$ МэВ, что находится в пределах погрешности измерения.

Для тяжелых трансурановых и сверхтяжелых ядер теоретические подходы к описанию функции $S_\beta(E)$ сильно усложняются, в первую очередь, необходимостью учета деформации этих ядер и, как следствие, нарушением их оболочечной структуры (Лютостанский, 2009). Включение деформации в ядерный потенциал приводит к снятию вырождения по полному моменту $j_i = l_i \pm 1$ и к энергетическому расщеплению одночастичных состояний. Это расщепление обычно описывается в нильсоновском подходе, использующем осцилляторный базис (Бор, Моттельсон, 1977). В использовавшейся ранее модели (Крумлиндэ и др., 1984) деформации основного состояния учитывались путем коррекции энергетических уровней и волновых функций, полученных в одночастичной модели. В самосогласованном микроскопическом подходе, основанном на ТКФС, описание расщепления усложняется (Лютостанский, 2009) и для каждого нуклида индивидуально, поскольку параметры деформации изменяются очень сильно с изменением значений N и Z (Мёллер и др., 1995). Также расщепляются и резонансные состояния – ГТР и пигми-резонансы в силовой функции $S_\beta(E)$, и это расщепление зависит от вкладов конкретных одночастичных переходов в рассматриваемое состояние, подробно описанные ранее (Гапонов и Лютостанский, 1981, 2010). Структура этих резонансов хорошо определяется в микроскопических расчетах, но в квазиклассической модели ее определить непросто. Поэтому в области энергий, расположенных ниже ГТР, для учета деформации обычно вводится дополнительное уширение, связанное с параметром деформации β_2 . Параметром β_4 пренебрегается, как и при расчетах энергий аналогового резонанса в тяжелых ядрах согласно (Янеке и др., 1991).

Отдельный интерес представляет вопрос выполнения правила сумм (2.13) и связанный с ней quenching-эффект (Аrima, 1999), заключающийся в наблюдаемом недоборе в интеграле $I(E_{\text{max}})$ до максимального теоретического значения $3(N - Z)$ (Икеда, 1963). Наблюдаемая в эксперименте (Паларчук и др., 1999) величина этого недобора составляла 15% при $E_{\text{max}} = 20$ МэВ, и поэтому интеграл $I(E_{\text{max}}) = 53.54$, т. е. 85% от значения $3(N - Z) = 63$ (подробно вопрос правила сумм рассматривается в работе Лютостанского и Тихонова, 2012).

2.3.3. Прогнозирование вероятности эмиссии нейтронов и запаздывающего деления

В астрофизический нуклеосинтез вовлечены нестабильные ядра, неизученные и даже не полученные экспериментально, поэтому все значения их характеристик должны быть получены из теоретических моделей. Параметры, необходимые для расчетов вынужденного и запаздывающего деления, – это, в первую очередь, энергии реакций, энергия связи нейтрона и барьеры деления. Для нестабильных ядер их значения определяются массовыми формулами или расчетами на основе макроскопически-микроскопических моделей.

Необходимые для астрофизических и других приложений такие характеристики тяжелых нейтронноизбыточных ядер, как периоды полураспада и вероятности запаздывающих процессов, рассчитываются на основе силовой функции бета-распада $S_\beta(E)$, получаемой в ТКФС решением уравнения для эффективного поля ядра и определяемой в основном коллективными зарядово-обменными возбуждениями, в том числе гигантским гамов-теллеровским резонансом (ГТР) (Гапонов, Лютостанский, 2010; Алексанкин и др., 1981).

Связь скорости бета-распада с силовой функцией $S(E)$ дается формулой

$$\lambda_\beta = \sum_i \int_0^{Q_\beta} S_\beta^i(E) \cdot f(Q_\beta - E) dE , \quad (2.16)$$

а вероятность запаздывающего деления

$$P_{\beta df}(Z, A) = \int_0^{Q_\beta} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i) \cdot \frac{T_f(E, J_i, \pi_i)}{T_{\text{tot}}(E, J_i, \pi_i)} dE / \int_0^{Q_\beta} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i) \quad (2.17)$$

определяется на основе рассчитанных в ТКФС силовых функций и коэффициентов проницаемости $T_f(E, J_i, \pi_i)$ и T_{tot} , а интенсивность бета-переходов (2.15) рассчитывалась, как и в работе Панова и др. (2005) с учетом гауссова уширения состояний:

$$\beta_i(E, J_i, \pi_i) = \frac{1}{\sigma_i(2\pi)^{1/2}} e^{[-(E-E_i)^2/2\sigma_i^2]} B_{GT}(E, J_i, \pi_i) f(Q_\beta - E) . \quad (2.18)$$

Аналогично, вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов равна:

$$P_{\beta dn}(Z, A) = \int_0^{Q_\beta} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i) \cdot \frac{T_n(E, J_i, \pi_i)}{T_{\text{tot}}(E, J_i, \pi_i)} dE / \int_0^{Q_\beta} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i) . \quad (2.19)$$

В используемой модели запаздывающих процессов (Лютостанский и др., 1990) для простоты вычислений полагалось, что эмиссия нейтрона в γ -процессе конкурирует с

более медленным процессом γ -распада и $T_\gamma/(T_\gamma + T_n) \approx 10^{-3} - 10^{-5}$. Тогда $T_n \approx T_{\text{tot}}$ для $E > S_n + \delta$, где $\delta \sim 50$ кэВ (Лютостанский и др., 1985), и формула (2.19) упрощается:

$$P_{\beta dn}(Z, A) = \int_{S_n + \delta}^{Q_\beta} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i) \cdot dE / \int_0^{Q_\beta} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i). \quad (2.20)$$

В ряде случаев процесс запаздывающего деления может быть усилен появлением в разрешенной области энергии коллективного возбуждения типа пигми-резонанса. Это усиление для сильно нейтроноизбыточных ядер с большими атомными числами важно для определения возможности образования значимых количеств СТЭ, образующихся в результате цепочки последовательных бета-распадов после окончания γ -процесса.

В рассматриваемом приближении двугорбого барьера деления число конкурирующих процессов увеличивается как за счет влияния состояний во второй яме, так и за счет возможных туннельных переходов из второй ямы в первую, а также запаздывающего деления после нейтронной эмиссии. Это также может приводить к увеличению $P_{\beta df}$ при наличии коллективных состояний (пигми-резонансов), иногда значительному.

Сильный нечетно-четный эффект в значениях вероятности запаздывающего деления, наблюдающийся для соседних изотопов, связан, как и тот же эффект для вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов, с сильной модельной зависимостью энергии связи нейтрона в ядре от четности (нечетности) числа нуклонов в дочернем ядре. С формальной точки зрения, из-за слабой зависимости величины барьера деления от числа нейтронов, изменение вероятности запаздывающего деления определяется как величинами S_n и B_f , так и структурой и положением резонансов в дочернем ядре. Когда барьер деления $B_f < S_n$, вероятность запаздывающего деления $P_{\beta df}$, как правило, резко возрастает.

Описанная выше методика была использована для расчетов вероятности запаздывающих процессов для нейтроноизбыточных изотопов урана с энергией бета-распада $Q_\beta > 0$, вплоть до границы нейтронной стабильности и ряда других изотопов. Для расчетов вероятности запаздывающего деления и эмиссии запаздывающих нейтронов в рамках статистической модели использовался код SMOKER (Коуэн и др., 1987), дополненный учетом деления (Тилеманн и др., 1989; Коуэн и др., 1991; Панов и др., 2005).

Приведенные на Рис. 27 расчеты значений вероятности запаздывающего деления, полученные в настоящей работе на основе ТКФС, показывают систематическое уменьшение значений $P_{\beta df}$ по сравнению с расчетами, сделанными на основе QRPA-силовых

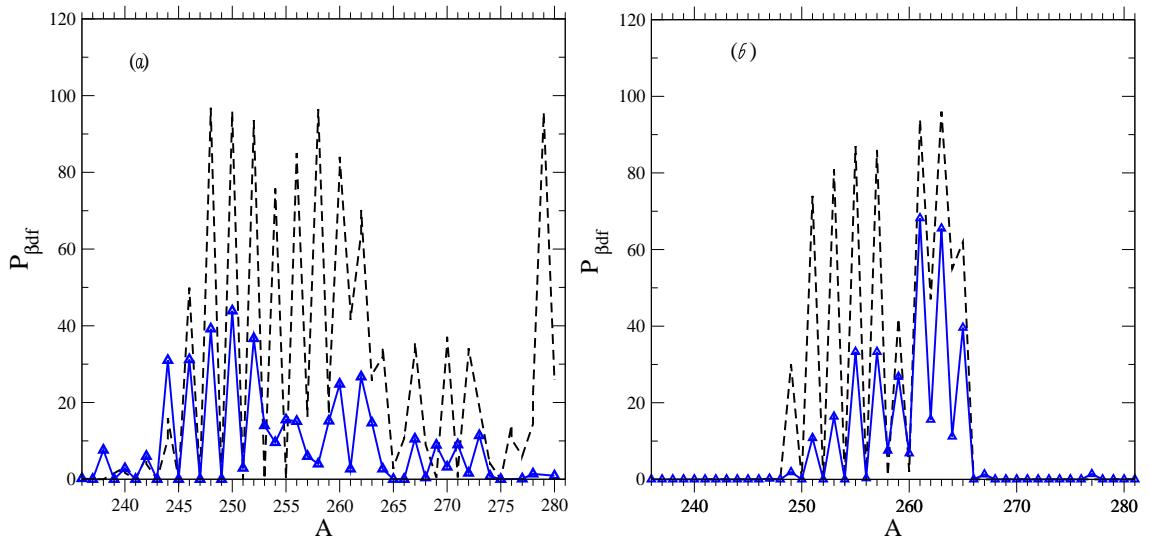


Рис. 27. Расчеты вероятностей запаздывающего деления $P_{\beta df}$ для изотопов ^{46}Ra и ^{92}U , основанные на различных подходах к расчету силовых функций бета-распада: приближение случайной фазы (Крумлинде, Мёллер, 1984) (штриховая линия) и ТКФС (Гапонов, Лютостанский, 1981) (линия с треугольниками); Для всех расчетов использовались значения масс и барьеров деления, вычисленных в обобщенной модели (ETFSI)

функций (Крумлинде, Мёллер, 1984) (численные результаты для изотопов урана приведены в табл. 4 и табл. 5).

В отличие от вынужденного деления, когда скорость реакции сильно зависит от величины барьера деления, в запаздывающем делении важную роль играет энергия связи нейтрона – вероятность запаздывающего деления велика, если $B_f \leq S_n$. И зависимость величины $P_{\beta df}(N)$ имеет явно выраженный нечетно-четный эффект.

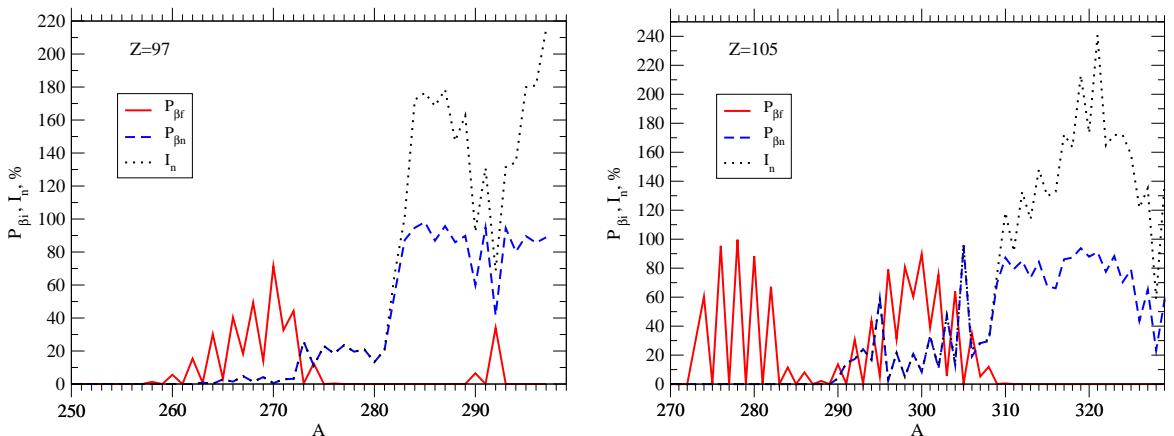


Рис. 28. Вероятности запаздывающего деления $P_{\beta df}$ (линия), эмиссии запаздывающих нейтронов $P_{\beta dn} = P_{1n} + P_{2n} + P_{3n}$ (штриховая линия) и количество испущенных нейтронов на 1 распад (пунктир) для изотопов ^{97}Bk , полученные в рамках ТКФС (слева), и для $Z=105$ (справа).

ления, основанных на обобщенной модели Томаса–Ферми (Мамду и др., 2001), показали, что использование силовых функций на основе ТКФС привели к уменьшению рассчитываемых величин $P_{\beta df}$. Сильный нечетно-четный эффект объясняется как структурой силовой функции, так и сильной зависимостью энергии связи нейтрона от числа нейтронов, приводящей к колебаниям величины "окна" $S_n - B_f$, и соответственно вкладов резонансов разной природы в величину вероятности запаздывающих процессов $P_{\beta df}$ и $P_{\beta dn}$.

На Рис. 28 приведены результаты расчетов величин запаздывающих процессов для изотопов берклия, (Рис. 28, слева), и дубния (рис. 28, справа). Видно, что результаты расчетов для $P_{\beta df}$ находятся в сильной корреляции с величиной "окна" $B_f - S_n$. Для сильно нейтроноизбыточных изотопов кюрия и следующих за ним элементов, при заполнении оболочки $N = 184$, барьеры растут, а разность $B_f - S_n$ становится положительной, что отражается в резком падении величин $P_{\beta df}$ для ядер с $N \approx 184$.

Схематический подход, используемый нами, не учитывающий конкуренцию разных

Таблица 4. Вероятности запаздывающих процессов для изотопов урана (в %) с силовыми функциями на основе QRPA (Мёллер и др., 1997)

N	A	$P_{\beta dn}^{(1)}$	$P_{\beta df}^{(2)}$	$P_{\beta dn} + P_{\beta df}$	N	A	$P_{\beta dn}^{(1)}$	$P_{\beta df}^{(2)}$	$P_{\beta dn} + P_{\beta df}$
157	249	0.00	30	30.00	169	261	74.58	94	168.58
158	250	0.00	00	0.00	170	262	67.12	47	114.12
159	251	0.00	74	74.00	171	263	82.93	96	178.93
160	252	0.00	00	0.00	172	264	65.96	55	120.96
161	253	0.01	81	81.01	173	265	59.49	62	121.49
162	254	0.15	00	0.15	174	266	98.74	00	98.74
163	255	5.35	87	92.35	175	267	90.76	00	90.76
164	256	17.51	00	17.51	176	268	92.48	00	92.48
165	257	38.64	86	124.64	177	269	91.00	00	91.00
166	258	40.26	01	41.26	178	270	99.46	0	94.65
168	260	32.29	02	34.29	180	272	99.70	00	99.70

¹⁾ $P_{\beta dn}$ расчеты в схематической модели.

²⁾ $P_{\beta df}$ - расчеты с учетом конкуренции запаздывающих процессов (Панов и др., 2005).

Таблица 5. Вероятности запаздывающих процессов для изотопов урана (в %), полученные в настоящей работе

N	A	P_0	$P_{\beta dn}$	$P_{\beta df}(\text{ETFSI})$	N	A	P_0	$P_{\beta dn}$	$P_{\beta df}(\text{ETFSI})$
157	249	98.00	0.0	1.9	169	261	29.0	2.8	68.2
158	250	100.00	0.0	0.0	170	262	25.1	9.5	15.6
159	251	89.00	0.0	10.8	171	263	31.1	3.4	65.5
160	252	100.00	0.0	0.0	172	264	80.1	8.7	11.2
161	253	83.6	0.0	16.4	173	265	54.2	6.2	39.6
162	254	99.84	0.0	0.0	174	266	74.5	25.5	0.0
163	255	64.9	1.6	33.5	175	267	54.0	44.7	1.3
164	256	97.7	2.0	0.3	176	268	66.2	33.8	0.0
165	257	62.3	4.7	33.0	177	269	51.7	48.3	0.0
166	258	80.	12.5	7.5	178	270	42.7	57.3	0.0
167	259	59.2	14.0	26.8	179	271	42.7	57.3	0
168	260	47.60	45.6	6.8	180	272	58.8	41.2	0.0

каналов девозбуждения состояний дочернего ядра, основанную на расчетах ширин и проницаемостей. Точность схематической модели сильно зависит от энергии резонансов, особенно если они близки к B_f или S_n . Но как показано в работе Лютостанского и др. (1985) при энергиях $E + 50\text{КэВ} > S_n \Gamma_n \gg \Gamma_f$ и схематический подход применим. В редких случаях $B_f \sim B_n \sim R_R$ погрешности возможны, но сама величина вероятности будет в таких случаях невелика и менее значима для нуклеосинтеза в г-процессе.

2.4. скорости спонтанного деления

Основным расширением модели по сравнению с предшествующими, стало включение в уравнения деления, в том числе и спонтанного деления, скорости которого первона-чально были рассчитаны на основе феноменологической модели Рен и Ха (2005) для изотопов элементов с $Z \leq 100$, а для изотопов сверхтяжелых элементов ($Z > 100$) были взяты из расчетов Смолянчука (1997). Кроме того был включен и альфа-распад, поскольку в ряде случаев альфа-распад конкурирует со спонтанным делением (Смолянчук, 1997).

Как известно (Ронен, 2004), зависимость логарифма периодов спонтанного деления актинидов достаточно хорошо описывается линейной зависимостью от параметра делимости Z^2/A , поэтому в данной работе использовалась феноменологическая зависимость $\text{Lg}(T_{sf})$ от параметра делимости (Рен и Ха, 2005). Для трансактинидов использовались расчеты периодов спонтанного деления (Смолянчук, 1997) на основе макроскопически-микроскопической модели (Смолянчук, 1997), хотя, это несколько нарушило единообразный подход к описанию всех характеристик в рамках одной модели описания масс-барьеров деления и основанных на них характеристик (обобщенной модели Томаса-Ферми - ETFSI)

В отличие от феноменологических моделей, основанных на зависимости времени спонтанного деления от параметра делимости, макроскопически-микроскопическая модель учитывает оболочечные эффекты и показывает рост времени жизни T_{sf} относительно спонтанного деления для ядер, близких к "острову стабильности" в области сверхтяжелых элементов, где барьеры деления сильно увеличиваются, особенно относительно энергии связи нейтрона в ядре при увеличении нейтронного избытка и, особенно, в области замкнутой нейтронной оболочки $N = 184$, и близки к значениям T_{sf} , измеренных для ряда изотопов СТЭ в экспериментах (Оганесян, 2007).

Основным развитием модели по сравнению с предыдущими работами стало включение в рассмотрение нескольких новых аппроксимаций скорости спонтанного деления, основанных на зависимости от величины барьера деления, и использующих современные прогнозы величин барьеров деления – формула, основанная на экспериментальных данных по барьерам деления B_f :

$$\text{Lg}(\lambda_{sf}) = 33.3 - 7.77 \cdot B_f^{\text{exp}}, \quad (2.21)$$

и формула, полученная на основе прогнозов величин B_f , сделанных на основе обобщенной модели Томаса-Ферми (Мамду и др., 2001):

$$\text{Lg}(\lambda_{sf}) = 50.127 - 10.145 \cdot B_f^{\text{etfsi}}. \quad (2.22)$$

Как известно (Ронин, 2004), зависимость логарифма периодов спонтанного деления актинидов также достаточно хорошо описывается линейной зависимостью от параметра делимости Z^2/A , поэтому в данной работе была рассмотрена и феноменологическая модель спонтанного деления (Загребаев и др., 2011):

$$\text{Lg}(\lambda_{sf}) = -1146 + 75Z^2/A - 1.64(Z^2/A)^2 + 0.012(Z^2/A)^3 - (7.24 - 0.095Z^2/A)B_f \quad (2.23)$$

учитывающая зависимость как от барьера деления, так и от параметра делимости Z^2/A . Здесь величина барьера $B_f = B_f^{LDM} + \delta U_{gs}$ определяется на основе модели жидкой капли (B_f^{LDM}) с оболочечными поправками (U_{gs}). Коэффициенты формулы получены фитированием как экспериментально-известных барьеров, так и расчетов (Смолянчук, 1997) для области $Z > 100$.

В отличие от феноменологических моделей, основанных на зависимости времени спонтанного деления от параметра делимости, макроскопически-микроскопические модели учитывают оболочечные эффекты. Расчеты периодов спонтанного деления для сверхтяжелых ядер (Смолянчук, 1997), с экстраполяцией в область актинидов, расширяющей область преобладания спонтанного деления над остальными скоростями реакций для ядер с замкнутой оболочкой $N = 184$ и $Z > 100$ вплоть до границы нейтронной стабильности, использовались нами ранее (Корнеев, Панов, 2011). В настоящих расчетах эта модель не рассматривалась, в первую очередь из-за значительной переоценки роли спонтанного деления для области ядер с $91 < Z < 97$, фактически останавливающей продвижение нуклеосинтеза в область более тяжелых ядер.

2.5. Массовое распределение продуктов деления

Отдельный вопрос - массовое распределение ядер-продуктов деления. Существуют, по крайней мере, два важных следствия характера массового распределения. Во-первых, если суммарный выход осколков деления сильно асимметричный, возможно образование значительного количества изотопов с массами $90 < A < 120$. А во-вторых, если $\tau_r \approx \tau_f$, различные представления массового распределения, а следовательно и очень разный выход нейtronов могут повлиять на последней стадии г-процесса на выходы изотопов также для масс $130 < A < 190$ и актинидов (Панов и Тилемани, 2003).

В работах Коуэн и др. (1999) и Раушер и др. (1994) полагалось, что массовой распределение при запаздывающем делении только симметричное. Если рассматривается классическая модель г-процесса с протеканием нуклеосинтеза вдоль ядер с энергией связи ≈ 2 МэВ, а вероятности запаздывающего деления близки к расчетам Тилеманна и др. (1983), то симметричное распределение является хорошим приближением, поскольку путь г-процесса идет как раз вдоль ядер с $A \approx 260$, для которых к тому же максимальна вероятность запаздывающего деления. Но для более физических сце-

риев нуклеосинтеза, как и в случае отличия вероятностей запаздывающего деления от расчетов Тилеманна и др. (1983), массы делящихся ядер в основном не равны 260. И тогда возможно асимметричное массовое распределение ядер-продуктов деления, которое может приводить к значительным выходам изотопов в области масс $80 < A < 120$.

В наиболее общем случае отношение выходов продуктов деления за счет разных мод деления (симметричного или асимметричного) трансурановых ядер можно записать как:

$$R_{\beta f}^{fis} = \frac{\sum_{A_i, Z_j} P_{\beta f}^{asym} Y_{A_j, Z_j} \lambda_{\beta}^{ij}}{\sum_{A_i, Z_j} P_{\beta f}^{symm} Y_{A_j, Z_j} \lambda_{\beta}^{ij}} \quad (2.24)$$

Это отношение $R_{\beta f}^{fis}$ сильно зависит в первую очередь от коэффициентов ветвления наиболее распространенных ядер, образующихся во время нуклеосинтеза, а, следовательно, от используемых ядерных данных.

Поскольку массовое распределение для рассматриваемых короткоживущих ядер неизвестно, мы рассмотрели несколько разных моделей.

В расчетах мы полагали, что 100% симметричное деление происходит только для области ядер с массами $A > 255$. Для ядер с $A \approx 260$ это согласуется с наблюдениями, а массовое распределение делящихся ядер больших масс неизвестно. В других случаях ($A < 255$, а также для $Z < 90$) деление считалось асимметричным.

Основываясь на известных экспериментальных и теоретических данных (Иткис и др. 1989; Шмидт и др., 2001), в наших расчетах (Панов и Тилеманн, 2003) мы рассмотрели две простые модели распределения по массам продуктов деления.

В случае асимметричного деления массы и заряды продуктов деления (индекс "H"(heavy) определяет тяжелый осколок и "L"(light) - легкий) определялись следующим образом (модель M1):

$$A_H = 0.57 \cdot A; \quad A_L = 0.43 \cdot A; \quad Z_H = 0.57 \cdot Z; \quad Z_L = 0.43 \cdot Z; \quad (2.25)$$

В сценарии слияния нейтронных звезд также рассматривались две моды деления, как и в схематической модели г-процесса, но зарядовые и массовые числа фрагментов определялись согласно Иткису и др. (1989) (модель M2):

$$A_H = 130; \quad A_L = A - A_H \quad Z_H = 52 - (Z - 80)/10; \quad Z_L = A - A_H; \quad (2.26)$$

В работе Панова и др. (2001б) было показано, что комбинированная модель массового распределения, рассматривающая как симметричный, так и несимметричный каналы

деления, использованная в расчетах г-процесса, дает лучшее согласие с наблюдениями, чем модели асимметричного деления, основанные на ядерной систематике (Иткис и др., 1989), или на отношении масс осколков деления как у продуктов деления урана-238 (Бэрбидж и др., 1957). В численных расчетах на основе этой модели (Панов и др., 2001б) с использованием ряда массовых формул (Хильф и др., 1976; Мёллер и др., 1997) учитывалось деление на 2 осколка усредненных масс, а эмиссия свободных нейтронов появлялась как следствие образования легкого осколка с массой A_L , большей максимально тяжелого изотопа A_{max} на границе нейтронной стабильности, так что число нейтронов деления определялось как $\nu_n = A_L - A_{max}$.

Часть наших расчетов нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд, как и часть анализа влияния разных моделей и параметров (см. 4.2.1 и 4.2.2), была сделана с использованием простой модели деления на 2 осколка, описанной выше.

Но для более качественного учета ядер продуктов деления и зацикливания г-процесса была введена простая модель массового распределения осколков деления, включающую аппроксимацию массового распределения продуктов деления и феноменологически учитывающую число мгновенных нейтронов деления.

Анализ систематики известных массовых распределений продуктов деления и процесса образования тяжелых элементов в природе показали, что в отличие от использовавшихся ранее упрощенных (Фрайбургхаус и др. 1999б; Панов и др., 2005) моделей бинарного деления, надо учитывать как массовые распределения фрагментов деления, так и мгновенных и испарительных нейтронов., что приведет к уменьшению массы осколков деления.

Известно (Халперн, 1962 ; Кузьминов и др., 2001; Корнилов и др., 2003), что множественность мгновенных нейтронов возрастает по мере увеличения как заряда, так и атомного числа. Будем здесь понимать под мгновенными нейтронами как нейтроны, которые испускаются возбужденными ядрами-осколками, так и непосредственно во время деления. Для многих экспериментально изученных (долгоживущих) ядер на один акт деления тепловыми нейтронами приходится в среднем 2 - 4 мгновенных нейтронов, испускаемых при делении.

Из эксперимента (Ньютон, 1990 и цитированная там литература), известно, что полная множественность нейтронов с увеличением энергии нейтрона возрастает, и для экспериментально изученных ядер может достигать 10 на одно деление. При этом с

увеличением массового числа материнского ядра множественность нейтронов деления также возрастает. Аналогичное увеличение множественности нейтронов должно происходить и с увеличением энергии бета-распада в случае участвующих в г-процессе сильно нейтронизбыточных ядер. Поэтому в модель была введена также зависимость числа нейтронов от величины нейтронного избытка.

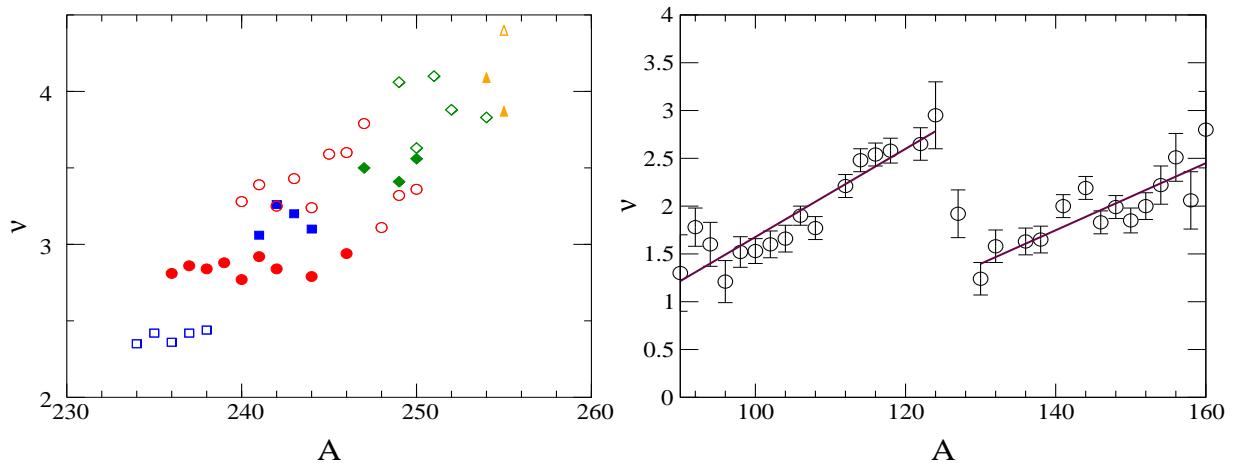


Рис. 29. Рост множественности нейтронов деления с увеличением массы ядра и зарядового номера (а); число нейтронов при делении изотопов урана обозначена пустыми квадратами, плутония - заполненными кругами, америция - заполненными квадратами, кюрия - пустыми кругами, берклия - заполненными ромбами, калифорния - пустыми ромбами, эйнштейния - заполненными треугольниками, фермия - пустыми треугольниками. Зависимость количества нейтронов от массы осколка при делении Cf252 (б);

На рис. 29 (слева) показана зависимость множественности нейтронов от заряда и массового числа для вынужденного деления тепловыми нейтронами некоторых химических элементов (Чадвик и др., 2006). На рисунке 29 (справа) показана зависимость множественности нейтронов от массы осколка. Как и следует ожидать, больше всего нейтронов испускают наиболее массивные изотопы, как среди легких, так и среди тяжелых осколков деления. Кроме того видно, что с удовлетворительной точностью можно аппроксимировать рост числа нейтронов от массы осколка линейной зависимостью. Существующая корреляция между массовым распределением осколков и множественностью нейтронов также была учтена при построении модели массового распределения фрагментов деления.

В предложенном приближении массового распределения продуктов деления учитывается как выход изотопов (Z_i, A_i), так и множественность нейтронов деления:

$$(Z_f; A_f) \rightarrow \sum_{i,j} p_{i,j} * [(Z_i; A_i) + (Z_j; A_j) + n \cdot \nu_{i,j}],$$

где $\sum_{i,j} p_{i,j} = 1$ и $Z_f = Z_i + Z_j; A_f = A_i + A_j + \nu_{i,j}$

и для любых i, j выполняется условие $Z = Z_i + Z_j, A = A_i + A_j + \nu_{i,j}$.

Множественность нейтронов на акт деления $\nu_{i,j}$ - аппроксимировалась линейной функцией A_f и $A_f - Z_f$ и равняется 2-4 для экспериментально изученных ядер, а для ядер в области границы нейтронной стабильности достигает 10 на осколок. Предельное модельное число мгновенных нейтронов - $\nu_p = 20$ - находится в хорошем согласии с результатами множественности мгновенных нейтронов $\nu_p = 18-25$ (Келич и др., 2005), основанными на полу-эмпирических расчетах методом Монте-Карло (Бенлюэ и др., 1998). Зависимость количества нейтронов от массового числа и избытка нейтронов полагалась линейной. В массовом распределении учитывалось до 40 изотопов. Причем расстояние между максимумами выходов ΔA менялось от ~ 40 (U238, асимметричное деление) до 0 (симметричное деление), в зависимости от модельных параметров.

В приведенных в данной работе расчетах использовалось следующее массовое распределение осколков деления: $(Z, A) \rightarrow \sum_{i=-w}^w p_i * [(Z_1, A_1 + i - f_{A_1+i}) + (A - Z_1, A - A_1 - i - f_{A-A_1-i}) + f_i]$, где w – соответствует полу-ширине массового распределения (для включенных в данную работу расчетов $w = 9$), количество нейтронов на данную пару осколков равно $f_i = f_{A_1+i} + f_{A-A_1-i}$, а p_i - вероятность получения данной пары осколков, аппроксимируемая следующим образом: $p_i = (101 - 100 * (i/(w+1))^4)/p_{total}$, где $p_{total} = \sum_{i=-w}^w (101 - 100 * (i/(w+1))^4)$. Численно функция f_i , определяющая распределение нейтронов в зависимости от массового числа для данного Z для каждого изотопа, рассчитывалась следующим образом:

$$f_i = n_0 + k * (A_i - A_{-w}) = n_0 + k * (i + w),$$

где n_0 - свободный параметр, причем $\sum_{i=-w}^w (f_i * p_i) = \nu$.

Откуда следует, что $k = (\nu - n_0) / (\sum_{i=-w}^w (i * p_i) + w) = const$ для каждого (Z_f, A_f) . В переходной области $250 < A < 260$ учитывался плавный переход от симметричного деления ($A_1 = A_2; Z_1 = Z_2$ для $A > A_{sym}, A_{sym} = 260$ к асимметричному при меньших A). Для экспериментально изученных ядер расчетное распределение по массам осколков деления хорошо совпадает с экспериментом (Воробьев и др., 1972).

На рис. 30 показаны несколько типичных массовых распределений продуктов де-

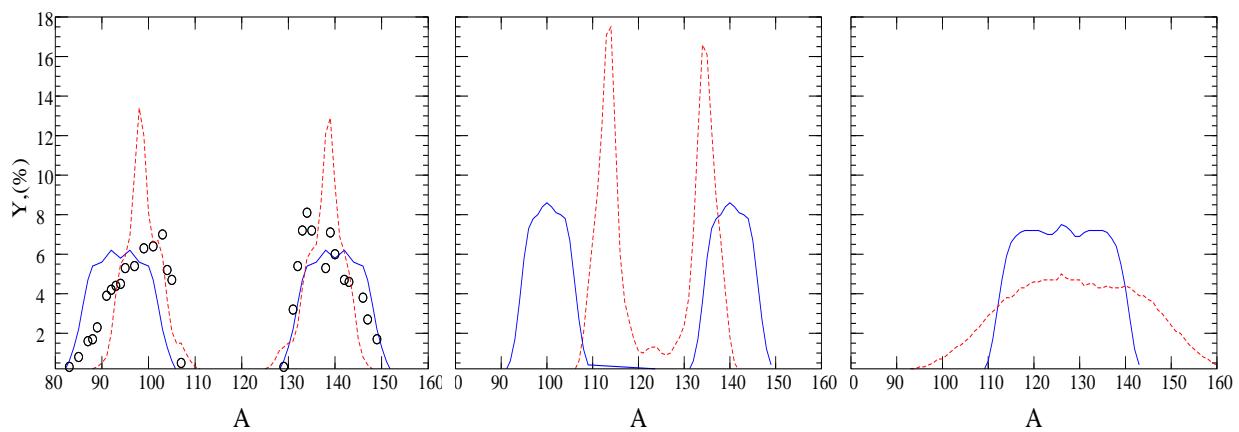


Рис. 30. Расчеты массовых распределения для U238, U232, Fm260 (линии); кружки - эксперимент (Наги и др., 1978) пунктир - расчеты в рамках полу-эмпирической модели (Келич и др., 2005)

ления, полученные в разных моделях. Результаты теоретических расчетов достаточно близки, максимумы и полу-ширины распределений масс осколков расходятся незначительно и в целом удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Возможно, что надежность существующих моделей, включая нашу, недостаточно высока. Но для результатов расчета астрофизического нуклеосинтеза, когда "память" г-процесса при характерных для взрывного нуклеосинтеза нейтронных плотностях $10^{22} - 10^{26} \text{ см}^{-3}$ очень короткая - порядка времени бета-распада сильно нейтроноизбыточных ядер, то важен скорее учет самого наличия распределения осколков деления по массе и заряду, чем его точный вид.

Как и в предыдущих работах, настоящая аппроксимация предполагает асимметричное деление в области ядер с массами $A < 260$ и симметричное в области более тяжелых, хотя такое приближение достаточно условно и определяется скорее известными экспериментальными фактами, чем пониманием физики деления сильно нейтроноизбыточных ядер. Асимметрия деления ядер связана с оболочечной структурой ядра, когда одно из тяжелых ядер-продуктов деления образуется с числом нейtronов и (или) протонов, близким к магическому. Однако возможно, что с ростом массы делящегося ядра массовое распределение продуктов деления вновь станет асимметричным, тяготеющим к известным или другим магическим числам (Беспалова и др. 2005; Наяк, 1999).

В расчетах г-процесса использовались массовые распределения, в которых рассматривались различные аппроксимации множественности нейтронов деления $\nu(A, Z)$, но результаты выходов г-элементов для $A > 130$ не менялись, а изменения выходов для

$A < 130$ были незначительны. Поэтому мы использовали линейную аппроксимацию зависимости множественности нейтронов от A и Z .

2.6. Влияние модели массового распределения ядер - продуктов деления на образование элементов в области второго пика

Расчеты, проведенные ранее (Панов и др., 2005) с энергиями связи, рассчитанными в рамках модели FRDM (Кратц и др., 1993) (Рис. 31) достаточно хорошо описывали основные пики, используя простую двух-частичную (Панов и др., 2003) модель деления, в которой множественность нейтронов определялась формально, в результате эмиссии 'лишних' нейтронов из легкого осколка при определении Z и A тяжелого осколка по формуле Иткиса и др. (1989). И при расчете выходов тяжелых элементов в г-процессе с учетом массового распределения но без эмиссии мгновенных нейтронов деления выявилось расхождение с предыдущими расчетами и наблюдениями в области масс $A \sim 120-140$. Использование новых массовых формул и отказе от формального определения числа мгновенных нейтронов деления привел к смещению пика в область более тяжелых масс, что плохо согласуется с наблюдениями. Для ликвидации этой проблемы мгновенные нейтроны были учтены, что привело к хорошему согласию расчетов и наблюдений.

На рис. Рис.31(а) изображено изменение положения второго пика после введения в модель деления мгновенных нейтронов. На Рис.31(б) непрерывной линией показан результат расчета с учетом как множественности мгновенных нейтронов деления, так и массового распределения продуктов деления, аппроксимированного функцией, зависящей от Z и A , что привело не только к формированию пика в области ~ 130 , но и к дополнительному слаживанию кривой распространенности, особенно сильно для элементов с $A < 130$. Разные линии отражают результаты расчетов с разными параметризациями множественности мгновенных нейтронов и массового распределения продуктов деления.

В рассматриваемом сценарии выходы в области масс $A \sim 100-120$ невелики, однако существуют схематические сценарии (Хан, 2002), в которых выходы ядер этих масс могут значительно увеличиться за счет деления значительного количества трансурановых элементов, образованных за счет нейтрино-вынужденного деления.

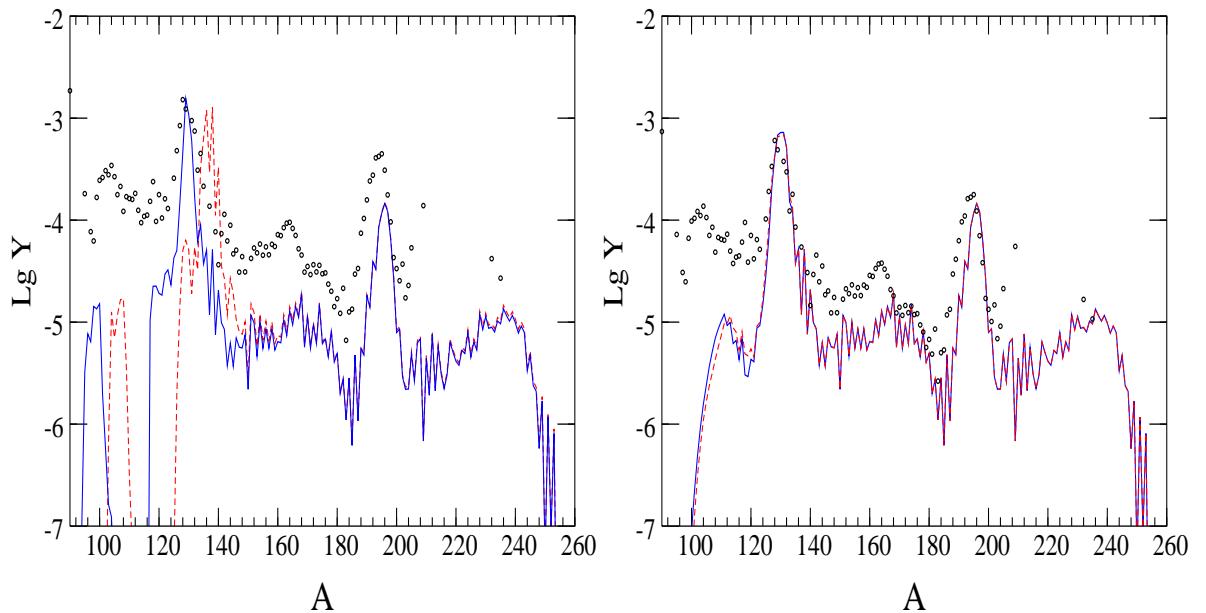


Рис. 31. Кривые распространенности элементов, полученные в расчетах с использованием ETFSI масс и барьеров деления с учетом влияния только множественности нейтронов (а), и (б) с использованием разных массовых формул: капельная модель (FRDM) -штриховая линия и обобщенная модель Томаса-Ферми (ETFSI) - линия ; наблюдения обозначены кружками.

На рисунке Рис. 32 (справа) можно увидеть сравнение распространенностей для Солнечной системы и для звезды CS 22892-052 (Коуэн и др., 1997). Как видно, распространенности химических элементов очень хорошо совпадают в области $52 < Z < 80$. Расчетные значения выходов химических элементов для меньших Z заметно ниже наблюдаемых и образуются, возможно, в другом сценарии типа гелиевой вспышки (Труран и Коуэн, 2000) или нейтринного нуклеосинтеза (Надежин и Панов, 2007).

На том же рисунке (Рис. 32 (слева)) показана степень влияния расчетных периодов бета-распада актиноидов ($Z > 84$), точность расчетов которых для сильно нейтронизбыточных ядер менее надежна, в частности из-за увеличивающегося влияния структурных эффектов. Из рисунка видно, что введение систематической поправки для периодов полураспада может приводить к значительному изменению выходов образующихся изотопов тяжелых элементов и, в частности, к значительному улучшению согласия расчетов и наблюдений не только в области положения пиков на кривой распространенности, но и в относительной величине выходов всех г-элементов. Поэтому систематическая погрешность в расчетах периодов полураспада короткоживущих актиноидов может быть дополнительным параметром при оценке результативности моделирования г-процесса.

На основе численных расчетов г-процесса было показано, что использование в рас-

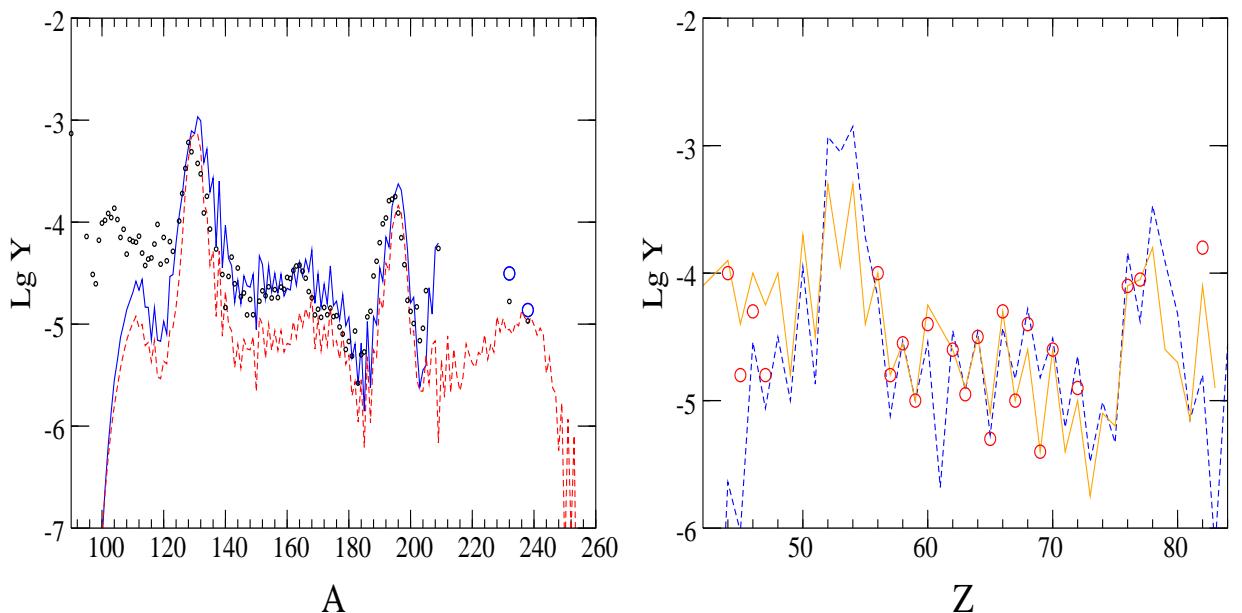


Рис. 32. Влияние скоростей бета распада на выходы элементов Y_A , штриховая линия - QRPA-скорости бета-распада; линия - скорости бета-распада в области деления увеличены в 3 раза; кружки - распространность в солнечной системе (Симмерер и др., 2004).

четах современных ядерных масс, созданных на основе различных вариантов модели Томаса-Ферми (Мамду и др., 2001; Майерс и Святецкий, 1996), и модели массового распределения осколков деления сильно нейтроноизбыточных ядер с учетом эмиссии мгновенных нейтронов деления и весовой функции образования продуктов деления, хорошо согласуются в области второго и третьего пиков ($A \sim 130, 196$) с результатами предыдущих расчетов (см., например, Панов 2003; Лютостанский и др., 1986). В данной модели вместо двух фрагментов деления усредненной массы использовалась аппроксимация массового распределения продуктов деления, полученная на основе ядерной систематики, и в случае экспериментально изученных атомных ядер переходящая в известную систематику Иткиса и др. (1982). Эмиссия мгновенных нейтронов деления, введенная в модель, особенно важна для определения масс продуктов деления в области сильно нейтроноизбыточных делящихся ядер, где число нейтронов деления может достигать 20. Полученная аппроксимация - по числу мгновенных нейтронов и выходу продуктов деления хорошо согласуется с недавними результатами моделирования деления актинидов Келич и др. (2005). Была также введена переходная область между областями симметричного и несимметричного деления, в которой разность масс между легким и тяжелым осколками деления менялась плавно, что привело улучшению формы второго

пика $A \sim 130$ и ликвидации искусственного пика $A \sim 100$, образующегося в 2x-частичной модели массового распределения.

С учетом эмиссии мгновенных нейтронов для $Z > 90$ и $A > 250$ по крайней мере один осколок всегда имеет массу $A \sim 130$, а в большинстве случаев при $Z \leq 100$ и второй осколок тоже имеет массу менее 130. В тех же случаях, когда масса осколков деления превышает 130, благодаря введенной в модель непрерывной зависимости масс продуктов деления от параметров делящегося ядра, улучшилось согласие с наблюдениями для выходов с $A \approx 100-140$.

Результаты расчетов выходов γ -процесса в рассматриваемом нами сценарии слияния нейтронных звезд и с рассчитанными в одной модели скоростями запаздывающих процессов оказались в хорошем согласии с наблюдениями. Более того, кривые выходов γ -элементов с $A < 130$ стали значительно более плавными и исчез провал в области $A \sim 120$, что может привести к объяснению синтеза элементов в этой области при γ -процессе в старых звездах. Полученные аппроксимации позволяют оценить возможность формирования пика в области $A \sim 160$ при протекании γ -процесса в области сверхтяжелых элементов (Гончаров, 2006).

В дополнение приведем рисунок из работы Коробкина и др. (2012) (Рис. 33), на котором показано влияние разных моделей массового распределения продуктов деления на выходы тяжелых ядер в γ -процессе. В модели Панова и Корнеева, значительная часть делящихся ядер даёт симметричное деление с массой осколков деления близкой к 130, в то время как использование распределения Такахаши приводит к увеличению выходов продуктов деления с массой порядка 140-145. Это и приводит к расхождению в выходах тяжелых ядер в области атомных масс от 100 до 150. Заметим, что в наших расчетах (см. Рис. 32) провала в области $A \simeq 140-145$ нет. По-видимому, поскольку сценарии очень близки, такое расхождение объясняется, возможно, недостаточно аккуратным использованием нашей модели массового распределения.

2.7. Экспериментальная проверка ядерных данных

При моделировании γ -процесса приходится решать системы уравнений, насчитывающие тысячи ядер и десятки тысяч реакций. Большинство этих реакций происходит с участием короткоживущих и поэтому неизученных экспериментально ядер. Это без-

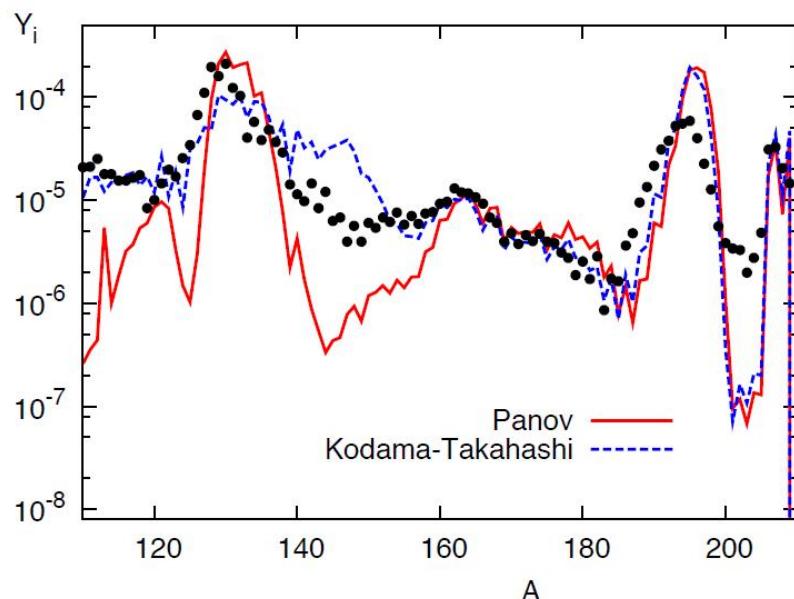


Рис. 33. Распределение тяжелых ядер в расчетах с разными моделями массового распределения. Красная сплошная кривая получена с использованием феноменологической модели массового распределения продуктов деления, основанной на ядерной систематике (Панов, Корнеев, 2008). Синяя штриховая линия - нормальное распределение продуктов деления, основанное на соотношении осколков, как при делении изотопа урана с $A=238$ (Кодама и Такахashi, 1975). Рисунок взят из работы Коробкина и др. (2012).

условно относится ко всей области делящихся ядер, которые и являются предметом обсуждения. В астрофизических расчетах учетом деления до последнего времени обычно пренебрегали. Еще недавно в расчетах астрофизического нуклеосинтеза рассматривалось упрощенно только один из каналов деления - или запаздывающее деление (Тилеманн и др., 1983), или спонтанное деление в простой феноменологической форме (Горилый, Клербю, 1999; Фрайбургхаус и др., 1999; Коэн и др., 1999). Однако, как было недавно показано, вынужденное деление является основным каналом деления в г-процессе (Панов и др., 2002, 2004; Петерманн и др., 2008), хотя и другие каналы деления тоже важны и должны быть учтены. В моделях г-процесса, воспроизводящих основную составляющую образования тяжелых ядер, процесс нуклеосинтеза идет достаточно долго, $\sim 1c$ (коэффициент перециклевки может быть больше единицы). г-процесс новых тяжелых ядер активно протекает в области актиноидов, достигая в том числе и области сверхтяжелых элементов (СТЭ), и поэтому все каналы деления должны учитываться. Поэтому одной из задач данной работы было расширение области данных о скоростях ядерных реакций (Раушер, Тилеманн, 2000) для всех актиноидов, для которых есть прогнозы ядерных данных - ядерных масс и барьеров деления (Мамду и др., 1998;

Абуссир и др., 1995; Майерс, Святецкий, 1996, 1996; Горилый и др., 2009; Мёллер и др., 1995, 2009). Эти данные необходимы как для моделирования г-процесса в сценарии нуклеосинтеза, протекающим в среде с большой концентрацией свободных нейтронов, так и для ответа на вопрос - возможен ли синтез СТЭ в процессе образования тяжелых элементов? Модели запаздывающего деления (Тилеманн и др., 1983; Лютостанский и др., 1990; Панов и др., 2005, 2009, 2013), также как и спонтанного деления, требуют дальнейшего развития. При оценке надежности расчетов скоростей реакций, особенно в области сверхтяжелых ядер (Панов и др., 2010), кроме опоры на крайне ограниченные экспериментальные данные и сравнения с другими теоретическим расчетами, желательна иная оценка надежности таких расчетов и особенно используемых в них прогнозируемых ядерных данных. В этом параграфе будет обсуждаться возможности тестирования нейтронных скоростей реакций с использованием известных результатах по определению выходов трансурановых элементов в экспериментах по нуклеосинтезу в термоядерных взрывах (Кривохатский, Романов, 1970). Как и в предыдущих работах (Тилеманн и др., 1987; Коуэн и др., 1991; Раушер, Тилеманн, 2000), для расчетов сечений и скоростей реакций, вызванных нейтронами, использовался статистический подход (Вольфенштайн, 1951; Хаузер, Фешбах, 1952) Кроме (n, γ)-реакций, также было рассмотрено вынужденное деление, следуя методике, описанной ранее (Тилеманн и др., 1983, 1987; Коуэн и др., 1991; Панов и др., 2005).

К сожалению, даже сечения захвата нейтронов, не говоря уже о вынужденном делении, сильно зависят от таких параметров как ядерные массы, надежность прогнозов которых, согласно разным моделям, около 1 Мэв. Тем не менее, как грубые модели (Рис. 34, слева), так и статистические расчеты скоростей (Рис. 34, справа) в целом одинаково отражают зависимости скоростей от нейтронного избытка. Наряду с общей погрешностью, выделяется сильная нечетно-четная зависимость, которой не видно на экспериментальных данных (Рис. 34, звездочки), и которая несколько меньше при использовании скоростей деления, полученных Горилым и др. (2008) на основе модели Хартри-Фока-Боголюбова (HFB). Одна из представленных на рис. 34 (слева) экстраполяций (Дорн, 1962) была предложена одной из первых на основе систематики известных сечений: $\sigma_{n,\gamma}(A+i, Z) = \frac{B_n(A+1+i, Z)}{B_n(A+1, Z)} \sigma_{n,\gamma}(A, Z)$ и использовалась в работе Лютостанского и др. (1990) для объяснения выходов изотопов, образованных в о взрывах. Другая экстраполяционная модель также основывалась на систематике усредненных сечений, в

зависимости от энергий возбуждения, из которой следует, что для большинства ядер с $A > 50$ подтверждается зависимость $\sigma_{n,\gamma} \sim \rho(E^*)$ (Медведюк, Попов, 1980). Тогда, на основе модели ферми-газа, зная эффективное сечение, пропорциональное $\sigma_{n,\gamma}^0$, (из эксперимента или из точных расчетов) при характерной энергии E_n для любого из известных изотопов с $A = A_0$ (здесь и далее индекс "0" имеют все параметры, соответствующие энергии 30 кэВ). для каждого Z , аналитическое выражение усредненного по максвелловскому спектру сечения радиационного захвата нейтронов имеет вид (Панов, 1997):

$$\sigma_{n,\gamma}^0 = \frac{\langle \sigma_{n,\gamma}(A, Z, E_n)v \rangle}{v_T} \sim \sigma_{n,\gamma}^0(A_0, Z) \exp(2\sqrt{aE^*} - 2\sqrt{a_0E_0^*})$$

где $v_T = 2.4 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot c^{-1}$ соответствует энергии нейтронов $E_n = 30$ кэВ и температуре рассматриваемого больцмановского газа $T = 0.35$ МэВ; энергия возбуждения ядра $E_0^* = E^*(A_0, Z)$; $a = A/8$, $a_0 = A_0/8$, $\delta = 12/(A)^{1/2}$; причем $u = T + B_n + C_0$, а $T = T_9/11.6$, T_9 - температура в $10^9 \text{ }^\circ\text{K}$; $B_n(A, Z) = M(A+1, Z) - M(A, Z)$, $M(A, Z)$ - энергия связи. Расчеты по статистической модели с разными предсказаниями масс (Панов и др., 2005; 2010) приведены на Рис. 34 (справа).

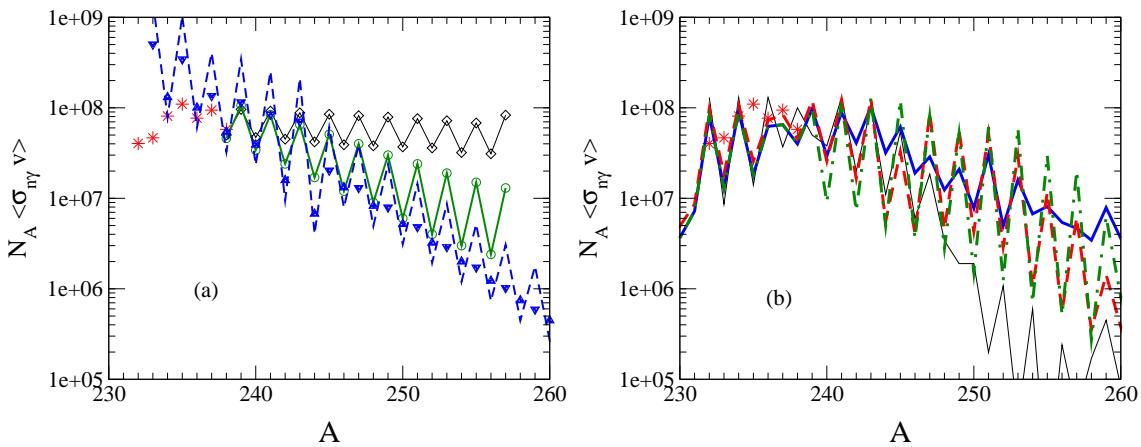


Рис. 34. Скорости $N_A \langle \sigma_{n\gamma} v \rangle$ для изотопов урана. Слева: линейная экстраполяция (ромбы) (Дорн, 1962), модель ферми-газа (Панов, 1997) с FRDM-массами (штриховая линия), Справа - Сравнение скоростей $N_A \langle \sigma_{n\gamma} v \rangle$, рассчитанных на основе статистической модели (Панов и др., 2010) и различных предсказаний масс (HFB, FRDM, ETFSI), и расчеты (Коэн и др., 1991), основанные на капельной модели (Хильф и др., 1976) с полуэмпирическими поправками (line)

Несколько экспериментов, результаты которых могут быть использованы для тестирования теоретический скоростей нейтронных реакций при типичных астрофизических энергиях нейтронов - это измерения, проведенные в термоядерных взрывах (Кривохатский и Романов, 1970). И в данной работе мы сделали попытку оценить возможности

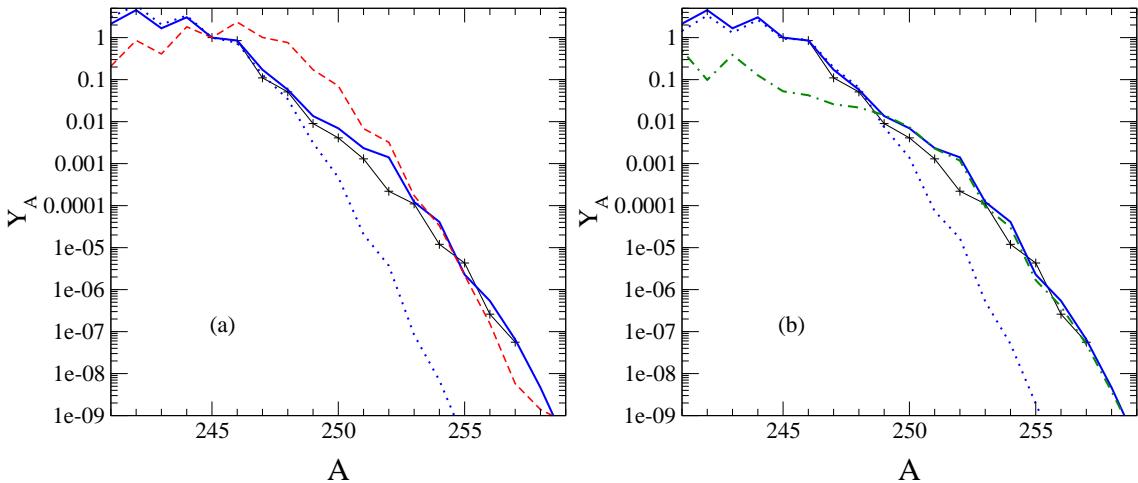


Рис. 35. Выходы Y_A , полученные на различных мишенях. Слева: зависимость Y_A , полученная на мишени из U238 при различной длительности облучения, рассчитанная при различной длительности облучения мишени для масс и барьеров деления, основанных на подходе Хартри-Фока-Боголюбова (Гориль и др., 2008), деление не читывалось. Справа: мишень - U238 с примесью изотопов Ру. Время облучения 150нс. Крестья - экспериментальные данные (Кривохатский, Романов, 1970; Дорн, Хофф, 1965).

эффективности такой проверки рассчитанных скоростей реакций и использованных для их расчетов ядерно-физических параметров - масс и барьеров деления.

Для этой цели мы рассмотрели простую одногрупповую модель нейтронного облучения мишени из урана 238 с возможной примесью изотопов нептуния или плутония, физически объяснимые или конструкционными особенностями или наработкой на начальной стадии взрыва. Время облучения и плотности среды и нейтронов рассматривались как параметры модели и менялись в следующих пределах: $1 \cdot 10^{-7} c < \tau < 3 \cdot 10^{-7} c$ и $n_n \sim \text{Flux}/v \sim 5 \times 10^{23}$ (Белл, 1967).

Мы ввели эту простую модель для прояснения вопроса - могут ли более точные данные по характеристикам образующихся во взрывах потоков нейтронов и состава образующихся изотопов быть использованы в тестах расчетных скоростей нейтронных реакций?

На основе проведенных расчетов с различными значениями параметров, основанных на различных предположениях (Белл, 1965, 1967; Дорн, Хофф, 1965), было подтверждено, что наблюдаемые выходы тяжелых изотопов могут быть объяснены толмко на основе нуклеосинтеза в результате захвата нейтронов мишенью различного состава или однородной мишени, но части которой облучались различное время (Дорн, 1962), (Рис. Рис. 35).

Численное моделирование в рамках выбранной модели показывает, что начальный состав желательно знать возможно более точно, как и временную зависимость потока и плотности мишени. Но предварительно можно сказать, что кривая выходов может быть получена в результате: 1) суперпозиции выходов от импульсного нуклеосинтеза с однородной мишенью, части которой облучались разное время, на возможность чего указывалось Дорном (1962); 2) суперпозиции выходов от импульсного нуклеосинтеза, когда наличествует примеси в мишени, либо существовавшие изначально, либо образовавшиеся на начальных стадиях взрыва (Белл, 1965; Дорн, Хофф, 1965); 3) в результате более сложной комбинации в составе мишени характера излучения, обусловленного смесью причин, изложенных в пп. 1-2).

Для иллюстрации этих моментов, в состав мишени нашей модели, кроме урана-238 добавлялись изотопы нептуния ($A=239$) или плутония ($A=239\text{-}241$) - таким составом мишени мы, хотя и воспроизводим кривую выходов, но в первую очередь используем расчетные выходы актинидов для последовательного и раздельного анализа влияния вынужденного и запаздывающего деления - которые, безусловно, определяют если не полностью, то в значительной мере, изменение четно-нечетного эффекта на кривой выходов изотопов с массами $A > 250$.

Кроме того, наша модель явно показывает влияние различных подходов, определяющих массы и барьеры деления для неизученных экспериментально ядер (Рис. 36, левая панель). Очевидно, что модели дают большой нечетно-четный эффект, вызванный значительными колебаниями в теоретических значениях энергии связи нейтронов. Эффект менее значим при использовании данных, полученных на основе одной из моделей Хартри-Фока-Боголюбова (Горилый и др., 2009).

Очевиден эффект обращения нечетно-четного эффекта, когда запаздывающее деление, в дополнение к вынужденному делению, подключается к численным расчетам трансформации элементов в модели импульсного нуклеосинтеза. (Рис. 36, правый график). Мы хотим подчеркнуть, что, кроме видимого эффекта обращения нечетичетного эффекта, это эффект имеет место для изотопов с $A > 257$, и дает основания полагать, что расчетные величины запаздывающего деления для изотопов с $247 < A < 250$ могут быть завышены и прогнозы этих величин, как и моделирование импульсного нуклеосинтеза, должны быть продолжены.

В процессе моделирования выходов актинидов в импульсном г-процессе при облуче-

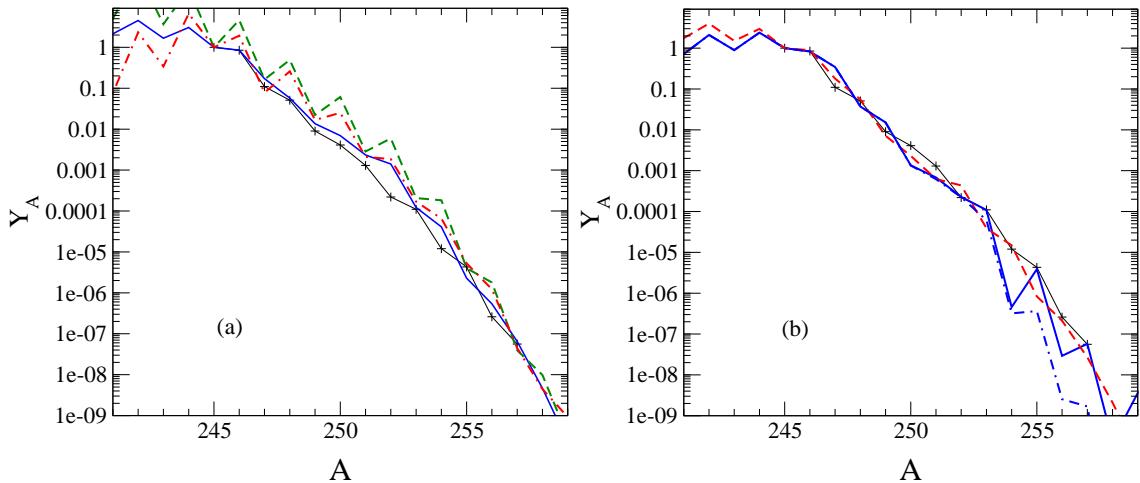


Рис. 36. Рис.36. Слева: зависимость Y_A от нейтронных скоростей, основанных на разных моделях (HFB, ETFSI and FRDM), деление не учитывалось. справа: Влияние различных каналов деления на Y_A для HFB-прогнозов. Кресты - экспериментальные данные (Кривохатский, Романов, 1970; Дорн, Хофф, 1965; Белл, 1965).

нии урана интенсивными нейтронными потоками было показано, что существует возможность тестирования расчетных скоростей реакций. Так, было показано, что применение в моделях нуклеосинтеза скоростей реакций на основе предсказаний барьеров и масс в рамках подхода Хартри-Фока-Боголюбова, значительно уменьшает нечетно-нечетный эффект колебаний выходов соседних изотопов, образующихся в нуклеосинтезе.

Кроме того, численное моделирование подтвердило предположение, что наблюдаемое в импульсном нуклеосинтезе (Кривохатский, Романов, 1970) обращение нечетно-четного эффекта для изотопов с массами $A > 250$, по всей видимости, объясняется запаздывающим делением. Показано, что значения вероятности запаздывающего деления, имеющиеся на данный момент, завышены для изотопов с $A < 250$. Подтверждено влияние изотопов Ra, Np, Pu, образующихся на ранних стадиях взрыва, на конечные выходы актинидов.

Однако для более конкретных оценок прогнозов выходов тяжелых элементов в импульсном нуклеосинтезе и тестирования теоретических скоростей реакций, необходимы более точные данные как по начальному составу мишени, так и временная зависимость изменения плотности мишени и нейтронного потока.

2.8. Обсуждение

Теоретическое моделирование характеристик короткоживущих не исследованных экспериментально ядер, участвующих в быстром нуклеосинтезе, таких как ядерные массы, барьеры деления, распадные и другие характеристики запаздывающих процессов бета-распада является сложнейшей задачей ядерной физики и ядерной астрофизики. Поэтому необходимой составляющей описания физических процессов при нуклеосинтезе являются теоретические оценки и прогнозы экспериментально неизвестных характеристик для большого числа (более 6000) ядер и скоростей ядерных реакций (более 30000), как для тяжелых и, особенно, для трансурановых элементов, таких как скорости бета-запаздывающих процессов (в первую очередь скоростей запаздывающего деления и эмиссии нейтронов), вынужденного и спонтанного деления и других характеристик.

Важным элементом исследования стал последовательный учет деления с описанием зацикливания г-процесса, позволяющий исследовать возможность образования в природе не только тяжелых, но и сверхтяжелых элементов, поскольку основной г-процесс имеет характерное время протекания порядка или много больше времени цикла, представляющего собой время распространения волны нуклеосинтеза от области зародышевых ядер до области делящихся изотопов.

Когда волна нуклеосинтеза в г-процессе достигает области актинидов, становится существенным канал распада за счет деления. Запаздывающее деление, впервые описанное Берловичем и Новиковым, конкурирует с эмиссией запаздывающих нейтронов и чистым бета-распадом. При достаточно высокой плотности свободных нейтронов, вынужденное деление оказывается значительно более интенсивным каналом деления, чем запаздывающее и спонтанное, - во первых, из-за большей скорости реакций, во-вторых, область ядер, участвующих в вынужденном делении, значительно больше, и вынужденное деление становится существенным для ядер химических элементов со значительно меньшим Z , чем запаздывающее и спонтанное деление, что очень важно для г-процесса. Понимание важности для нуклеосинтеза этого обсуждавшегося ранее (Тилеманн и др., 1989) процесса, была осознано только в последние годы (Панов, Тилеманн, 2002). В ряде астрофизических сценариев скорость вынужденного деления может быть для трансурановых изотопов настолько велика, что превосходит скорость бета-распада даже вблизи

линии нейтронной стабильности, уступая, возможно только скорости спонтанного деления для узкой области трансактинидов. В этой главе в последовательном подходе, основанном на общей модели прогнозирования масс и барьеров деления, были вычислены скорости нейтроно-вынужденных реакций, важных для γ -процесса, а также вероятности запаздывающих процессов, идущих при бета-распаде сильно нейтроноизбыточных ядер, скорости спонтанного деления для сверхтяжелых элементов.

Согласие в прогнозах ядерных масс и барьеров деления, сделанных на основе разных подходов, к сожалению, невелико и ограничивается небольшой областью экспериментально изученных и граничащих с ними ядер. Различия нарастают для ядер с большим избытком нейтронов, особенно вблизи границы нейтронной стабильности (как и при определении самой границы) и в области сверхтяжелых элементов. Поэтому в расчетах нуклеосинтеза необходимо опираться на различные модели ядерных характеристик, выявляя закономерности образования сверхтяжелых ядер в нуклеосинтезе, в зависимости от возможного пути γ -процесса, определяемого в трансурановой области не только астрофизическим сценарием, но и ядерными данными.

Расчеты силовой функции бета-распада $S_\beta(E)$ для нейтроноизбыточных ядер, необходимые для определения вероятностей, а следовательно и скоростей запаздывающих процессов, представляют собой довольно сложную задачу в связи с тем, что необходимо учитывать высоколежащие зарядово-обменные возбуждения, расположенные в континууме. Эта задача решается с хорошей для прикладных целей точностью (Гапонов, Лютостанский, 2010; Алексанкин и др., 1981) в рамках подхода, основанную на ТКФС. Разработанная авторами методика позволяет рассчитывать вероятности процессов, сопровождающих бета-распад нейтроноизбыточных ядер, играющих основную роль при перераспределении концентраций ядер, как образующихся в нейтронных потоках ядерно-физических установок, так и при астрофизических условиях (Лютостанский и др., 1985, 1986, 2011). Проведенные расчеты силовых функций бета распада с более детальным учетом гигантского ГТР и деформации ядер позволяют продолжить работу по прогнозированию вероятностей запаздывающих процессов.

Для согласованных расчетов γ -процесса различные силовые функции бета-распада и вероятности запаздывающих процессов рассчитывались с теми же значениями масс и барьеров деления, что и другие ядерные данные и скорости реакций, использующиеся в расчетах астрофизического нуклеосинтеза при взрывах сверхновых и в других

сценариях. В рамках квазиклассического подхода были рассчитаны вероятности как запаздывающего деления, так и эмиссии запаздывающих нейтронов.

Расчеты вероятности запаздывающего деления $P_{\beta df}$, сделанные в настоящей работе, указывают на несколько меньшую роль запаздывающего деления, чем это представлялось на протяжении ряда лет (Тилеманн и др., 1983; Панов и др., 2005), что подтверждает наше прежнее предположение, сделанное на основе простых оценок (Лютостанский и др., 1990). После проведения совместных согласованных расчетов как запаздывающего деления, так и эмиссии запаздывающих нейтронов, несогласованность в расчетах этих характеристик (см. табл. 5) исчезает.

Расчеты вероятностей запаздывающего деления $P_{\beta df}$ и вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов $P_{\beta dn}$, сделанные согласованно на основе единого подхода, могут изменить характер протекания г-процесса в области трансактинидов, что представляет несомненный интерес как для экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов (Оганесян, 2007), так и для теории быстрого нуклеосинтеза.

Последовательная реализация методов решения поставленных задач и связанных с ней проблем, а также анализ общих закономерностей, возникающих при моделировании ядерных данных, привели к выводам, сформулированным в следующем параграфе.

2.9. Заключение и Выводы

В данной главе в рамках статистической модели Вольфенштейна-Хаузера-Фешбаха получены прогнозы скоростей вынужденного деления и радиационного захвата нейтронов в широком диапазоне характерных для астрофизического нуклеосинтеза температур ($10^8 \leq T(K) \leq 10^{10}$) и ядер (все возможные изотопы химических элементов $84 \leq Z \leq 118$, т.е. от Ро до Uuo ($Z=118$), и различных теоретических моделей определения масс и барьеров деления (Ховард и Мёллер, 1980; Мамду и др., 1998; Абуссир и др., 1995; Майерс, Святецкий, 1996, 1999; Горилый и др., 2009; Мёллер и др., 1995, 2009)). На основе расчетов получены коэффициенты для зависящих от температуры аппроксимаций скоростей реакций - аналогичные тем, которые использовались в предшествующих работах (Тилеманн и др., 1987; Раушер, Тилеманн, 2000), формулам стандарта библиотеки REACLIB. Коэффициенты для формул, необходимые для он-лайн расчета значений астрофизических (звездных) скоростей реакций, приведены в таблицах. Эти

данные, совместно с вероятностями запаздывающих процессов, также рассчитанных в данной главе в рамках единого теоретического подхода, составляют основу огромного массива ядернофизических параметров для большинства изотопов тяжелых элементов. Это позволяет проводить моделирование γ -процесса в области как тяжелых, так и сверхтяжелых элементов с учетом обратной связи между трансурановой областью и областью ядер - продуктов деления.

Для представления степени надёжности существующих таблиц ядерных масс и барьеров деления, были проведены сравнения скоростей реакций вынужденного деления как с экспериментальными данными, показавшими неплохое совпадение теории и эксперимента, так и с результатами, полученными на основе различных прогнозов на основе четырех моделей: FRDM, ETFSI, TF, HFB. Отметим, что скорости рассмотренных реакций сильно зависят от используемой модели ядерных данных. Поэтому прогнозы выходов трансурановых элементов должны учитывать эту зависимость. Для облегчения использования полученных данных, полные таблицы рассчитанных скоростей реакций и их аппроксимации приведены в доступных для научной общественности интернет-таблицах базы данных CDS. Формат Таблиц и необходимые комментарии приведены в Приложении. Поскольку надежность ядерных данных, особенно для ядер вблизи границ стабильности, неясна, последующее моделирование должно быть продолжено с использованием всех моделей, пока не будет доказано преимущество каких-то из них. На основе систематики ядерных данных были также получены модель распределения по массам ядер-продуктов деления (см. параграф 2.5), которая влияет на величину выхода ядер в области масс $100 < A < 140$, и феноменологические модели скоростей спонтанного деления. В рамках известной квазиклассической модели и существующих прогнозов скоростей бета-распада, были определены как скорости запаздывающего деления, так и скорости эмиссии запаздывающих нейтронов для той же группы тяжелых и сверхтяжелых ядер, участвующих в процессе быстрого нуклеосинтеза. Это позволило проследить процесс образования элементов не только в области актинидов, но и сверхтяжелых элементов.

3. ДИНАМИКА ГОРЯЧЕГО ВЕТРА ОТ ПРОТО-НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Из астрофизических событий, в которых могут быть созданы условия для протекания г-процесса, наиболее предпочтительными по-прежнему представляются взрывы сверхновых (см., например, обзоры Ванайо, Ишимару, 2006; Тилеманн и др., 1998, и ссылки в них). Взрывы сверхновых могут к тому же рассеять химические элементы, созданные в г-процессе, по всей Галактике, причем оценка количества тяжелых элементов, образующихся при взрывах сверхновых, соответствует наблюдениям (Тилеманн и др., 1998).

Как мы уже писали во Введении, нейтринный ветер от горячих нейтронных звезд, возникающий в результате взрыва сверхновой, рассматривается как возможная область г-процесса (см., например, Мейер и др., 1992; Вусли и др., 1994; Витти и др., 1993; Опуки и др., 2000; Сумиёши и др., 2001; Терасава и др., 2001; Ванайо и др., 2001). Часть вещества на поверхности нейтронной звезды нагревается нейтрино сверхновой, и происходит его выброс. Полагается, что разлетающееся горячее вещество имеет высокую энтропию и умеренную плотность.

В настоящей главе исследуется влияние динамики потоков выбрасываемого вещества на больших временных интервалах (когда время разлета $t \gg$ и характерного гидродинамического времени τ_{hyd} , и времени начала торможения t_0) на нуклеосинтез в г-процессе. Для этого рассматриваются траектории потока (т.е. эволюция со временем температуры и плотности), динамика которых состоит из двух фаз - начальной фазы квази-свободного разлета вещества и второй, более медленной, стадии расширения. Данный подход схематично рассматривает динамику ветра, но он позволяет изучить некоторые базовые характеристики, а также изучить процесс нуклеосинтеза в нейтринном ветре, заторможенном ударной волной и его зависимость от этих характеристик ветра (энтропии s , характерного гидродинамического времени τ_{hyd} , асимптотической температуры и Y_e). В отличие от аналитических моделей ветра, анализируемых, например, в работе Арну и др. (2007) или Томпсоном и др. (2001), используемый в данной работе простой параметрический подход описания изменения температуры и плотности выбрасываемого вещества позволяет изучить роль различных характеристик вещества в процессе нуклеосинтеза как на ранней стадии разлета, так и на больших временных

интервалах независимо, т.е. определить влияние каждой их характеристик отдельно.

Для того чтобы получить г-процесс с адекватными, не экстремальными, значениями энтропии ветра s и доли электронов Y_e , в данной главе рассматриваются достаточно малые характерные времена разлета, определяющие скорость изменения температуры и плотности на первой стадии разлета, соответствующие приведенным, например, в работе Оцуки и др. (2000) для потоков от нейтронных звезд с гравитационной массой $2 M_\odot$, радиусом 10 км и светимостью нейтрин $10^{52} \text{ erg s}^{-1}$ (см. табл.1 вышеуказанной работы). Динамика расширения во время второй фазы будет варьироваться - для того, чтобы рассмотреть влияние эволюции температуры на больших временных интервалах на г-процесс более последовательно, чем делалось в предыдущих работах (см., например, Терасава и др., 2001, 2002). Роль сильных и слабых замедлений быстрых, сверхзвуковых ветров будет рассмотрена во время второй стадии расширения, когда температура и давление либо постоянны, либо меняются по степенному закону. Первое можно интерпретировать, как предельный случай сильного замедления ударной волной, тогда как второе - как приближение слабого замедления, причем само замедление вещества происходит в результате торможения свободно разлетающегося вещества ветра на больших радиусах в результате торможения ветра веществом замедлившейся ударной волны.

3.1. Параметры ветра.

Сколько нейtronов на одно зародышевое ядро требуется для образования третьего пика на кривой распространенности ($A \sim 196$)? Обычно считается что n/seed должно быть порядка 150 или больше. Это число возникло из простой оценки - для образования ядра с $A=196$ из железа с массой 56, ядру железа необходимо захватить 140 нейtronов, чтобы после цепи бета-распадов образовать ядро платины 196. В реальном г-процессе, чтобы получить наблюдаемую распространенность тяжелых элементов, достаточно только часть ядер, образованных в альфа-процессе - которые мы называем зародышевыми – преобразовать в изотопы третьего пика, а также уран и торий.

Имея в виду, что наблюдаемое отношение количеств элементов третьего и второго пика $Y_{196}/Y_{130} \sim 0.2$, мы оцениваем, что число нейtronов, необходимое для получения третьего пика, отвечающего наблюдениям, порядка $(196 - 60) \times 0.2 \approx 30$. Реальное значение может быть даже меньше, потому что средний атомный номер при заморажи-

вании α -процесса может быть около 80 или более (см. Вусли и Хоффман, 1992) а не 56 (точная оценка, конечно, зависит также от условий, в которых идет образование тяжелых ядер и соответствующей скорости тока ядер). Поэтому образование платинового пика, соответствующего наблюдениям, возможно уже при $n/\text{seed} \approx 30$ (на момент замораживания реакций с заряженными частицами). Отметим, однако, что это значение не гарантирует того, что выходы элементов в области между вторым и третьим пиком воспроизводятся в хорошем согласии с наблюдениями. В наших моделях быстрого расширения мы рассматриваем описываемый критерий как достаточно хороший индикатор условий в веществе выброса, приводящих к появлению сильного третьего пика в быстром нуклеосинтезе под действием нейтронов, следующем за замораживанием реакций с заряженными частицами. Подробно сильный r -процесс, в котором захватываемое одним ядром число нейтронов много больше 30, был рассмотрен в главе 3 на примере нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд.

Чтобы сделать вывод о возможности протекания r -процесса для различных наборов параметров нашей модели ($s, Y_e, \tau_{\text{dyn}}$), рассмотрим, во-первых, образование зародышевых ядер и соответствующее изменение со временем отношения n/seed в фазе свободного расширения. Рис. 37 показывает зависимость отношения n/seed и концентраций зародышевых ядер $Y_s = \sum_{Z>2} Y_Z$ от температуры для тех же значений параметра τ_{dyn} , указанных на правой панели Рис. 7 (Глава 1). Заметим, что зародышевыми ядрами для полноты рассмотрения мы называли все изотопы химических элементов с $Z > 2$, что отличается от определения зародышевых ядер, введенных Терасава и др. (2001), где зародышевыми ядрами полагались изотопы с $70 \leq A \leq 120$ и $Z > 26$. Последнее определение применимо в том случае, когда рассматривается более узкий вопрос образования второго пика в слабом r -процессе. А при изучении возможности производства элементов третьего пика и рассмотрения быстрого нуклеосинтеза, объединяющего альфа-процесс и r -процесс, первое определение считаем более полным. Поскольку рассматривается быстрый нуклеосинтез с переходом от альфа- к r -процессу при малых значениях характерного гидродинамического времени в рамках одной модели и общего компьютерного кода, отделение зародышевых ядер от всех тяжелых элементов становится искусственным и скрывающим общую картину изменения количества тяжелых ядер в быстром нуклеосинтезе. Понятие зародышевых ядер, применяемое Терасавой и др. применялось в упрощенных расчетах r -процесса, производимых по кодам, отличным

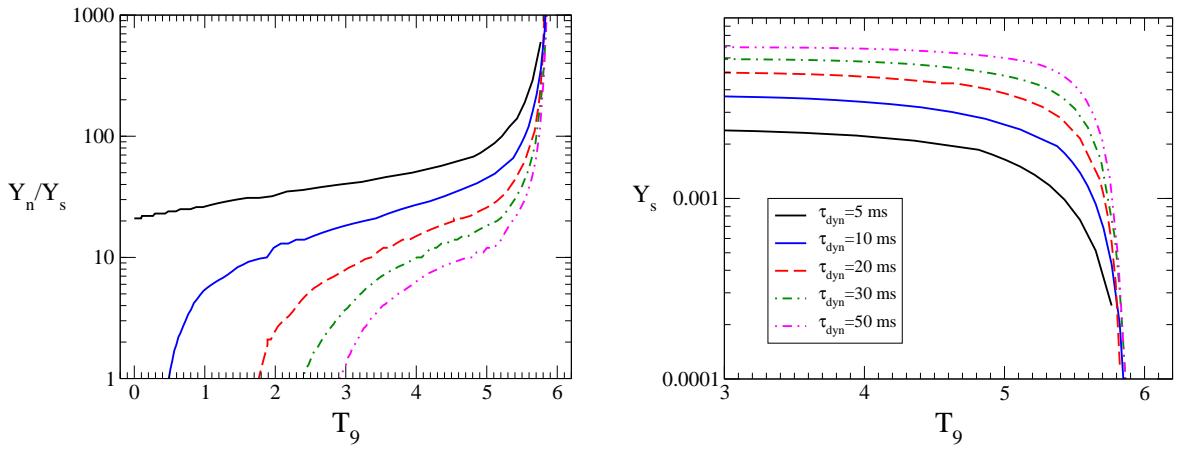


Рис. 37. Зависимость величины отношения нейтронов к зародышевым ядрам Y_n/Y_s (левый график) и количества зародышевых ядер Y_s (правый график) от температуры, при значениях энтропии $s = 145$ и $Y_e = 0.42$. Разные кривые соответствуют различным характерным временем расширения $\tau_{dyn} = 5, 10, 20, 30, 50$ мс, (те же значения, что и на правом графике Рис. 7). В начале г-процесса ($T_9 \approx 2$), число свободных нейтронов достаточно велико для того, чтобы образовать значительное количество тяжелых элементов вплоть до второго или даже третьего пика, если характерное динамическое время меньше, чем 10 мс для рассмотренных значений энтропии и электронной фракции. Для более высоких значений τ_{dyn} , свободные нейтроны заканчиваются до начала г-процесса, отношение Y_n/Y_s мало и г-процесс не идет.

от моделей и кодов для альфа-процесса. В связи с этими различиями в определении зародышевых ядер отметим, что количество тяжелых ядер в нашей работе в два раза больше, чем было синтезировано в расчетах Терасавы и др. (2002).

Благодаря определению зародышевых ядер, введенному нами, их количество после замораживания альфа-процесса становится константой для всех рассмотренных нами случаев при переходе во вторую фазу с модифицированным характером разлета вещества. Отметим, что при переходе от свободного расширения к более медленной стадии разлета, изменяется зависимость плотности свободных нейтронов от времени.

Из Рис. 37 (слева) видно, что для того, чтобы смог образоваться третий пик, характерное время расширения должно быть меньше 10 мс. В этом случае отношение Y_n/Y_s определяет вероятность образования третьего пика и при $\tau_{hyd} < 10\text{ms}$ достигает значений, обсуждавшихся выше. Величина этого отношения зависит не только от числа свободных нейтронов, но также и от распространенности зародышевых ядер. Рис. 37 (справа) показывает, что наработка зародышевых ядер сильно зависит от масштаба расширения: если динамическое время велико, успевает образоваться большое количество зародышевых ядер и все нейтроны будут захвачены прежде чем волна нуклеосинтеза дойдет до третьего пика. При более коротких характерных динамических

временах образование зародышевых ядер замедляется, в то время как плотность свободных нейтронов на момент начала г-процесса увеличивается (смотри также правый график Рис. 7). Следствием обоих трендов при уменьшении τ_{dyn} является сильный рост отношения Y_n/Y_s к началу г-процесса.

Однако, как уже говорилось выше в главе I при обсуждении Рис. 7, слишком быстрое расширение также создает препятствия в образовании условий для г-процесса. Когда динамическое время разлета становится очень коротким, расширение и соответственно падение плотности разлетающегося вещества происходят быстрее, чем рекомбинации альфа-частиц в зародышевые ядра. Для условий, рассмотренных на Рис. 37 это происходит при свободном расширении вещества, когда плотность уменьшается слишком быстро для того, чтобы г-процесс успел дойти до третьего пика, несмотря на высокое значение отношения числа нейтронов к зародышевым ядрам и достаточно маленькую концентрацию зародышевых ядер Y_s , меньше критического значения $Y_s^{\text{cr}} \sim 3 \times 10^{-3}$ после замораживания реакций с заряженными частицами.

В любом случае, для быстрого расширения (маленькие значения τ_{dyn}) образование зародышевых ядер замедлено и отношение n/seeds увеличивается и становится более благоприятным для протекания г-процесса. Более того - чем тяжелее зародышевые ядра в конце альфа-процесса, тем меньшим может быть требуемое число свободных нейтронов. Этот вопрос обсуждался в работе Панов и Чечеткин (2002), в которой было показано, что для протекания г-процесса достаточно меньшее значение n/seeds, если зародышевые ядра к моменту замораживания реакций с заряженными частицами состоят из ядер второго пика.

В следующих параграфах будут рассмотрены условия нуклеосинтеза в г-процессе в нейтринном ветре с поверхности горячих молодых нейтронных звезд. Некоторые аспекты данного вопроса рассматривались ранее (см., например, Хан и Вусли, 1997; Хоффтан и др., 1997; Вусли и др., 1994; Кардалл и Фуллер, 1997; Хан и Вассербург, 2000; Такахashi и др., 1994; Оцуки и др., 2000; Сумиёши и др., 2000; Томпсон и др., 2001; Курода и др., 2008; Арну и др., 2007, а также ссылки из этих работ). Главная цель настоящей главы - всесторонне на основе численных расчетов в рамках развитой модели оценить возможность образования элементов в г-процессе в нейтринном ветре в зависимости от динамики истекающего газа на больших временных интервалах и определения значений параметров ветра, при которых образуются элементы третьего пика. Оставаясь в

рамках простой аналитической модели ветра, мы намерены определить предпочтительные для нуклеосинтеза наборы значений энтропии, Y_e и динамического характерного масштаба, а также определить, насколько сильное влияние изменения данных параметров оказывают на результат - образование тяжелых элементов, в первую очередь элементов третьего пика. Несмотря на то, что полученные результаты не позволяют судить о том, является ли нейтринный ветер искомым местом образования элементов в r -процессе, использованный параметрический подход сводит динамические аспекты проблемы к абсолютному минимуму составляющих (в этом - его безусловное преимущество), предоставляя дополнительную степень свободы при выборе значений используемых параметров.

3.2. Динамика ветра

Характеристики горячего ветра во время ранней и поздней фаз разлета определяются нами с помощью различных аналитических функций, которые качественно описывают, с одной стороны, свободный разлет вещества на начальной фазе расширения, а, с другой стороны, эволюцию вещества во время второй медленной фазы расширения в результате замедления отраженной ударной волной.

На первой стадии разлета вещества сферической оболочки предполагается линейная зависимость скорости от радиуса, $v \propto r$, соответствующая экспоненциальному росту со временем, $v \sim r(t) = R_{\text{ini}} \exp(t/\tau_{\text{dyn}})$. Стационарные условия (предполагающие выполнение условия $r^2 \rho v = \text{const}$) дают экспоненциальный спад плотности, а для адиабатического расширяющегося ветра с преобладанием излучения (т.е. $\rho \propto T^3$) также экспоненциальное уменьшение температуры:

$$\rho(t) = \rho_{\text{ini}} \cdot \exp(-3t/\tau_{\text{dyn}}), \quad (3.1)$$

$$T_9(t) = T_9^{\text{ini}} \cdot \exp(-t/\tau_{\text{dyn}}). \quad (3.2)$$

Здесь T_9 - температура, нормированная на значение 10^9 K , а ρ_{ini} и T_9^{ini} - начальные значения плотности и температуры на некотором малом радиусе R_{ini} , на котором скорость расширения вещества $v = v_{\text{ini}}$. Динамическое время расширения (или временной масштаб разлета) полагается свободным параметром, и варьировалось от 1 мс до 100 мс.

Для простоты будем всегда считать, что ρ пропорционально T^3 , и что энтропия на нуклон (в единицах постоянной Больцмана k_B) определяется соотношением $s = 3.34 T_9^3 / \rho_5$, где $\rho_5 = \rho / (10^5 \text{ g cm}^{-3})$ (Витти и др., 1994). Конечно, это лишь упрощенное приближение, которое является точным только, когда энтропия газа достаточно велика ($s \geq 100 k_B$ на нуклон), и температура также довольно высока: $T_9 \sim 5$. В этом случае излучение превалирует, электроны являются релятивистскими, электронно-позитронный пары имеются в избытке, а барионы дают вклад в полную энтропию только на уровне нескольких процентов.

Будем полагать, что замедление отраженной ударной волны или изменение ускорения происходит на радиусе r_0 и в момент времени t_0 , когда скорость, плотность и температура достигают соответственно значений v_0 , ρ_0 , и T_0 . Как мы писали во введении, будем пренебрегать скачком динамических и термодинамических переменных на фронте ударной волны, а также сделаем сшивку параметров на малых ($t \sim t_0$) и больших ($t \gg t_0$) временных интервалах (при переходе от первой ко второй фазе расширения). Это означает, что отношение T^3 / ρ (а, следовательно, и величина энтропии s) не меняется в точке перехода, оставаясь также постоянным в течение последующей второй стадии разлета. Для реализации этого предположения рассмотрим две модели второй фазы расширения с различными законами изменения параметров в пределе при $t \gg t_0$. В первом случае предполагаем, что плотность и температура асимптотически стремятся к постоянным значениям:

$$\rho(t) = \rho_0, \quad (3.3)$$

$$T(t) = T_0, \text{ for } t \geq t_0. \quad (3.4)$$

Для стационарных условий это означает (Арну и др., 2007; Арконес и др., 2007; Панов и Янка 2008), что радиус и скорость лагранжевой оболочки зависят от времени при $t \geq t_0$ следующим образом

$$r(t) = r_0 \left[1 + 3 \frac{v_0}{r_0} (t - t_0) \right]^{1/3}, \quad (3.5)$$

$$v(t) = v_0 \left[1 + 3 \frac{v_0}{r_0} (t - t_0) \right]^{-2/3}, \quad (3.6)$$

И следовательно $r(t) \propto t^{1/3}$ и $v(t) \propto t^{-2/3} \propto r^{-2} \rightarrow 0$ для $t \gg t_0$. Будем считать такой выбор временной зависимости приближенным представлением сильного замедления,

которое испытывает вещество ветра при прохождении через ударную волну. Предположение о том, что плотность и температура постоянны на характерном временном масштабе r -процесса (несколько сотен миллисекунд), находится в хорошем соответствии с медленной эволюцией характеристик вещества ветра при достижении им ударной волны, найденном для точных гидродинамических моделей (см. рис.6 и 8 в работе Арконес и др., 2007).

Во второй исследованной модели второй фазы расширения также полагается, что плотность и температура уменьшаются на больших временных интервалах, но значительно менее резко, чем в первой модели второй фазы разлета:

$$\rho(t) = \rho_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-2}, \quad (3.7)$$

$$T(t) = T_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-2/3}, \text{ for } t \geq t_0. \quad (3.8)$$

Для стационарных условий это соответствует (Арну и др., 2007; Арконес и др., 2007; Панов и Янка 2008):

$$r(t) = r_0 \left[1 - \frac{v_0 t_0}{r_0} + \frac{v_0 t_0}{r_0} \left(\frac{t}{t_0} \right)^3 \right]^{1/3}, \quad (3.9)$$

$$v(t) = v_0 \left[1 - \frac{v_0 t_0}{r_0} + \frac{v_0 t_0}{r_0} \left(\frac{t}{t_0} \right)^3 \right]^{-2/3} \left(\frac{t}{t_0} \right)^2, \quad (3.10)$$

что дает $r(t) \propto t$ и $v(t) = v_0^{1/3} (r_0/t_0)^{2/3} = \text{const} > 0$ при $t \gg t_0$. Заметим, что $v(t \rightarrow \infty) < v_0$, т.е. на больших временных интервалах, если $t_0 > \tau_{\text{dyn}}$, происходит замедление (а не просто уменьшение ускорения). Значения параметров, использованных для некоторых рассмотренных (модельных) случаев, приведены в Таблице 6.

3.3. Нуклеосинтез в горячем ветре

В начальный момент разлета вещество нейтринного ветра очень горячее и состоит в основном из свободных нейтронов и протонов. По мере охлаждения ядерное статистическое равновесие (NSE) смешается в сторону повышения массовой доли альфа-частиц, пока окончательно не произойдет частичная рекомбинация (нейтронов, протонов и альфа-частиц) в тяжелые ядра. В результате расширения вещества и падения температуры, реакции с заряженными частицами замораживаются, и при наличии большого количества нерекомбинировавших нейтронов может начаться r -процесс,

Таблица 6.

Параметры ветров для некоторых расчетов и характеристики третьего пика.

вариант	τ_{dyn} entropy $T_9^f(t_0)$		t_0	v_{ini}	v_0	характеристики платинового пика		
	[ms]	[k_B/N]				$\langle A \rangle$	$\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$	
1	5	105	1	9	2000	12000	118	10^{-10}
2	2.5	105	1	4.5	4000	24000	127	0.01
3	5	145	1.4	8	2000	10000	128	0.075
4	5	145	0.4	14	2000	33000	128	0.04
5	2.5	145	1	4	4000	20000	144	0.45
6	10	170	1	16	1000	5000	119	10^{-5}
7	5	170	1	8	2000	10000	145	0.75

в результате которого могут образовываться элементы по крайней мере между первым и вторым пиком на кривой распространенности. При достаточно экстремальных условиях могут даже формироваться элементы третьего пика ($A \sim 196$). Для расчета нуклеосинтеза в качестве исходных были выбраны температура $T_9 \sim 6$ и плотность $\rho \sim 10^5\text{--}10^6 \text{ г см}^{-3}$, в зависимости от значения энтропии горячего газа, являющейся параметром модели (выбор начальных условий был определен составом газа, состоящего из нейтронов, протонов и альфа-частиц). Таким образом, первичное образование легких и промежуточных ядер (формирующихся в альфа-процессе зародышевые ядра для последующего γ -процесса) в наших расчетах в самом начале нуклеосинтеза происходит, главным образом, за счет рекомбинации легких ядер из нейтронов, протонов и альфа частиц. По мере того, как плотность и температура уменьшаются, (α, X) -реакции и обратные реакции становятся менее существенны, а становящийся основным после замораживания реакций с заряженными частицами γ -процесс начинает преобладать при условии, что имеется достаточное число свободных нейтронов. Увеличение малой массовой доли тяжелых ядер с числом протонов $Z \geq 26$ в альфа-процессе перед началом быстрого захвата нейтронов снижает требования к источнику нейтронов (требуется меньшее число свободных нейтронов).

Расчеты нуклеосинтеза в нейтринном ветре проводились в рамках модели, описанной в главе 1. В обсуждаемых в данной главе расчетах мы рассматривали ограниченную

область ядер (Z менялось от 3 до 100) Минимальное и максимальное атомное число для каждого элемента определялись как граничные связанные состояния, определяемые линиями протонной и нейтронной стабильности.

Скорости реакций, являющиеся коэффициентами дифференциальных уравнений, различаются на десятки порядков. Таким образом, система уравнений для нуклеосинтеза является классическим примером жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Для ее решения использовался один из самых эффективных методов - метод Гира (Гир, 1971). Описание пакета программ и их применение к расчетам г-процесса было сделано в главе 1.

Ядерные массы были использованы из прогнозов капельной модели - FRDM (Мёллер и др., 1995), использованные скорости бета-распада были рассчитаны на основе метода случайной фазы - QRPA- (Крац и др., 1993), а скорости реакций с нейтронами были получены в расчетах Раушера и Тилеманна (2000) - до $Z=83$ и Коуэна и др. (1991) (для $Z>83$) .

В расчетах нуклеосинтеза, представленных в следующих параграфах, кроме реакций с нейтронами, протонами и альфа-частицами а также бета-распадом, запаздывающим, вынужденным и спонтанным делением, были учтены также тройная альфа-реакция, $3\alpha \rightarrow^{12}\text{C}$ и $\alpha + \alpha + n \rightarrow^9\text{Be}$, соответственно, как и их обратные реакции. Скорости этих реакций были взяты из библиотеки REACLIB (Тилеманн и др., 1987) а скорости реакций с протонами и альфа-частицами для более тяжелых ядер брались из расчетов Раушер и Тилеманн (2000).

3.4. Асимптотика температуры и плотности и образование платинового пика

Объединенный ($\alpha+r$)-код (подробности в главе 1) был использован для расчетов нуклеосинтеза в предположении двух-стадийной модели расширения, описанной выше, причем на второй стадии, следующей за первой фазой быстрого экспоненциального расширения, рассматривались варианты нуклеосинтеза как при постоянных значениях плотности и температуры, так и при их медленном экспоненциальном уменьшении согласно рассмотренной модели ветра (параграф 3.1). Наши расчеты начинались при температуре $T_9 = 6$, при которой еще выполняется ядерное статистическое равновесие,

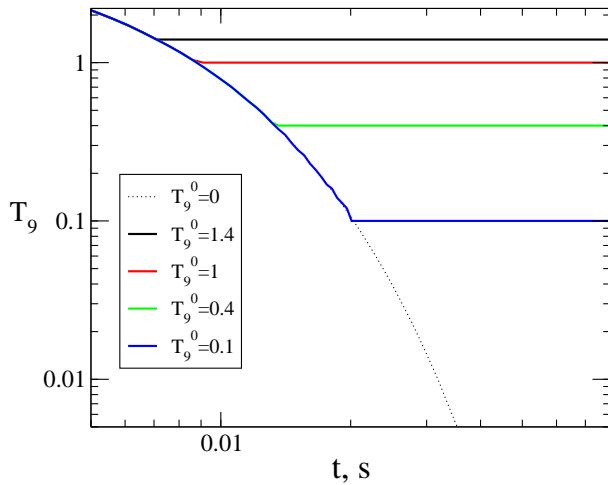


Рис. 38. Эволюция температуры в различных рассмотренных моделях с экспоненциальной первой фазой расширения (начинаясь от $T_9 \sim 6$ и уменьшающаяся в соответствии с рассмотренным здесь значением характерного гидродинамического времени $\tau_{\text{dyn}} = 5$ мс) и постоянной второй фазой.

а вещество состоит в основном из нейтронов, протонов и альфа-частиц. Для условий, аналогичных рассмотренным на Рис.2 в работе Терасава и др. (2001) с коротким характерным временем расширения $\tau_{\text{dyn}} = 5$ мс мы получили практически такие же результаты для эволюции плотности свободных нейтронов и средней энергии связи нейтрона в течение примерно 500 мс и прекрасное совпадение распространенности элементов. Небольшие различия могут быть объяснены различием в начальном составе и в скоростях реакций. Доля зародышевых ядер, полученная в работе Терасава и др. (2001), $Y_s \sim 0.001$ немногим меньше, чем доля зародышевых ядер, полученная в наших расчетах (для тех же условий), что в основном происходит из-за различия в определении понятия "зародышевых ядер"

И наоборот, мы не смогли подтвердить образование третьего пика на кривой распространенности для той же модели (Терасава и др., 2002) с характерным гидродинамическим временем (разлета) $\tau_{\text{dyn}} = 25$ мс. Поскольку в статье Терасавы и др. (2002) не приведена подробная информация о начальной плотности и модели, использованной для расчета альфа- и г-процессов, некоторые результаты трудно повторить в деталях. Например, расчеты сделанные нами с помощью различных кодов, моделирующих ядерное статистическое равновесие (Надёжин и Юдин, 2004; Витти и др. 1994) показали, что α -частицы рекомбинируют в основном в области температур $T_9 = 5-6$, в зависимости от плотности, но никак не до низких значений температуры, указанных на Рис. 1 в

работе Терасавы и др., 2002 ($T_9 = 4$). Более того, авторы этой работы утверждали, что более низкое значение асимптотической температуры предпочтительно для успешного г-процесса при более высоком соотношении нейтронов и зародышевых ядер (n/seeds), поскольку такая низкая температура на "внешней границе" уменьшит роль реакций с заряженными частицами и соответственно образование зародышевых ядер. Это предложенное влияние асимптотической температуры в области от $T_9 = 0.4$ до $T_9 = 1.3$ невозможно, потому что реакции с заряженными частицами пороговые и становятся неэффективными уже при температурах ниже $T_9 \approx 2$, когда тепловая энергия протонов и α -частиц становится слишком малой, чтобы преодолеть кулоновский барьер.

Проведенные нами серии расчетов показали, что полученные Терасавой в трех расчетах результаты были недостаточны для правильной интерпретации. Поэтому мы будем последовательно исследовать возможность формирования третьего пика на кривой распространенности от начальных значений энтропии, доли электронов и фазы экспоненциального расширения и особенности этих зависимостей от характера расширения вещества, нерассмотренные Терасавой и др. (2002).

Серия расчетов нуклеосинтеза в веществе ветра была проведена для двух моделей второй фазы расширения при следующих значениях параметров: τ_{dyn} от 1.0 до 25 мс и четырех значений энтропии (в единицах k_B на нуклон): $s = 105, 145, 170, 200$. Начальные отношения n/p определялись значением концентрации электронов в основном для двух значений $Y_e = 0.42$; и $Y_e = 0.46$.

Специальное внимание было уделено нами медленной второй стадии расширения, развитие которой изучалось как для постоянных значений асимптотических температуры и плотности (Уравнения 3.3–3.6), так и для медленно затухающих значений этих величин (Ур-ия 3.7–3.10). В первой модели второй фазы расширения мы определяли асимптотическую температуру как $T_9^f(t \geq t_0) \equiv T_9^0 = \text{const}$ (см. параграф 3.2), а во второй модели температура на втором этапе определялась согласно степенному закону согласно $T_9^f(t) \equiv T_9^f(t_0) \times (t_0/t)^{2/3}$ для $t \geq t_0$. Разброс температур $T_9^f(t_0)$, при которых начинается вторая фаза расширения, имеет широкое перекрытие с "граничными температурами", рассмотренными ранее (Терасава и др., 2001, 2002 и Ванайо и др. 2002)

Основная серия наших расчетов была проведена для энтропии $s = 145$. Расчеты нуклеосинтеза со значениями энтропии менее 100 приводили к образованию лишь второго пика $A \sim 130$, и образования более тяжелых ядер не происходило даже при изменении

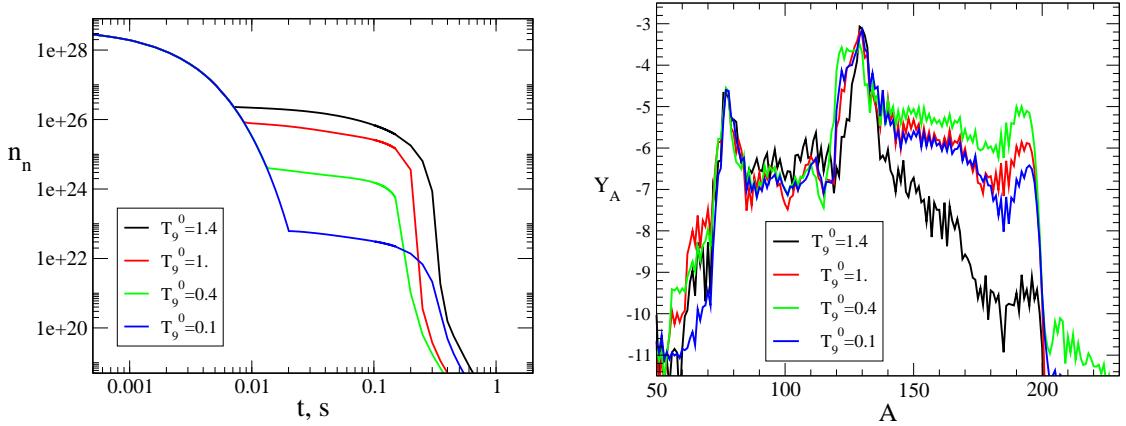


Рис. 39. Зависимость плотности нейтронов $n_n(t)$ от времени (слева, в кубическом и конечные распространенность ядер, Y_A , полученная из расчетов при $s = 145$, $Y_e = 0.42$, коротком динамическом времени разлета $\tau_{\text{dyn}} = 5 \text{ ms}$, и различных значениях асимптотической температуры $T_9^f(t \geq t_0) = T_9^0(t_0)$ во время второй фазы разлета выбрасываемого вещества. Соответствующие значения T_9^0 указаны на врезке, а зависимость температуры от времени показана на Fig. 38.

других параметров ветров в пределах области значений, обсуждавшихся выше.

3.5. Постоянные асимптотические температура и плотность

В этом параграфе рассмотрим первую фазу разлета, которая при достижении эволюционным временем значения t_0 , сменяется второй, медленной, фазой разлета, чья асимптотическая скорость на больших радиусах стремится к нулю. В этом случае плотность и температура во время второй фазы принимает постоянные значения (Уравнения 3.3–3.6). Образование тяжелых элементов рассматривалось при различных значениях асимптотической температуры $T_9^f(t \geq t_0) \equiv T_9^0 = \text{const}$ от 0.1 до 1.4 (смотри Рис. 38). (Значения больше 1.4 не имеют физического смысла, поскольку в этом случае нуклеосинтез перестаёт быть чистым r -процессом.) Для расчета нуклеосинтеза при значении энтропии $s = 145$, результата которого показаны на Рис. 39–41, изменение переходной температуры приводит к изменению плотности ρ_0 в диапазоне от 1 г см^{-3} до 10^4 г см^{-3} . Для этих значений плотности в момент времени t_0 плотность свободных нейтронов различается более чем на 3 порядка. (смотри Рис. 39). Хотя самое низкое значение температуры из рассмотренного диапазона $T_9 = 0.1$ может быть достаточно экстремальным, поскольку требует быстрого экспоненциального расширения в течение более длительного времени при достаточно высоких скоростях в конце этой фазы (смотри таблицу Табл. 6), большой диапазон значений асимптотических температур позволяет нам луч-

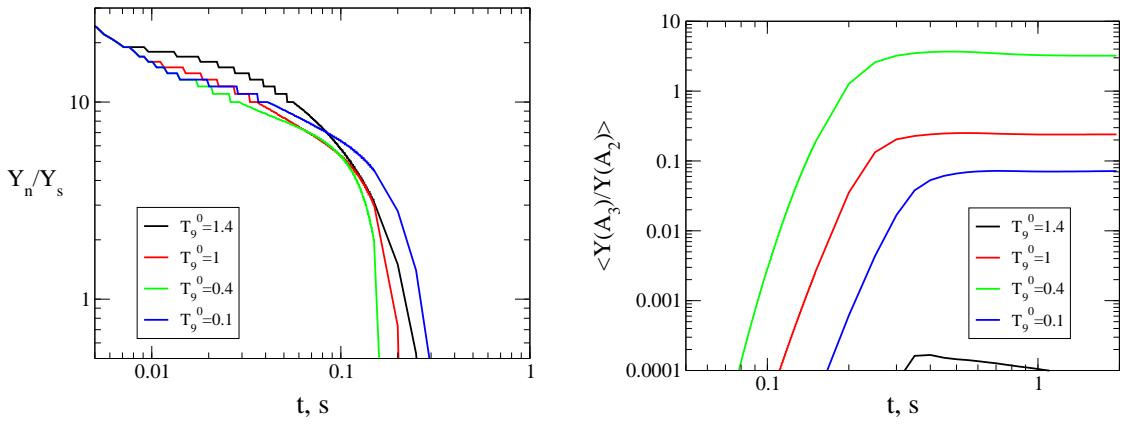


Рис. 40. Временная зависимость отношения нейтронов/(зародышевые ядра), Y_n/Y_s (*лево*), и высоты третьего пика относительно второго, $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ (*справа*, в процентах) для тех же условий, что и на Fig. 39 ($s = 145$, $Y_e = 0.42$, $\tau_{\text{dyn}} = 5$ мс, $T_9^0 = \text{const}$, как показано на врезке). Инверсия процесса образования третьего пика при уменьшении асимптотической температуры легко видна: когда T_9^0 понижается от 1.4 до 0.4, отношение выходов третьего пика ко второму возрастает, а когда T_9^0 продолжает падать дальше, $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$, опять начинает расти.

ше понять зависимость результатов нуклеосинтеза от поведения выброса в отдаленное время.

Когда начальное значение асимптотической температуры велико $= T_9^0 \sim 1.4$, третий пик едва ли может быть образован (смотри кривую распространенности в конце наших вычислений на правом графике Рис. 39). Только тогда, когда начальное значение асимптотической температуры становится меньше этого значения, платиновый пик растет, (скорости фотонейтронных реакций уменьшаются и волна нуклеосинтеза движется быстрее в сторону наиболее тяжелых ядер и ближе к границе нейтронной стабильности). Последний факт понятен из сравнения падения со временем нейтронной плотности для $T_9^0 = 1.4$, 1, и 0.4 на левом графике Рис. 39, и это также видно из временной зависимости отношения н/р Y_n/Y_s на левом графике Рис. 40. Когда начальные значения асимптотической температуры (значение температуры в момент t_0) понижается до менее чем $T_9^0 \approx 0.3$, плотность свободных нейтронов n_n во время фазы медленного расширения становится недостаточной для поддержания интенсивного г-процесса и образования значительного количества элементов третьего пика. Соответственно, n_n , так же как и Y_n/Y_s уменьшается не так быстро (смотри опять левые графики Рис. 39 и 40) и величина третьего пика на момент истощения свободных нейтронов опять становится меньше. (Рис. 39, правый график). Эта инверсия величины третьего пика с уменьшением начального значения асимптотической температуры T_9^0

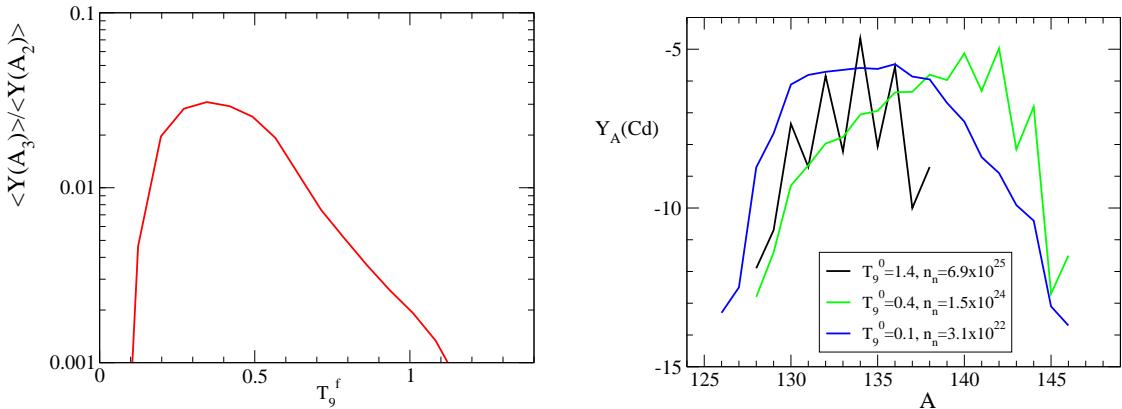


Рис. 41. Слева: Изменение величины третьего пика на кривой распространенности, показанного в относительных величинах - как отношение к величине второго пика $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$, как функция асимптотической температуры $T_9^f (t > t_0) = T_9^0$ для условий, рассмотренных на Рис. 39 ($s = 145$, $Y_e = 0.42$, $\tau_{\text{dyn}} = 5$ мс, $T_9^0 = \text{const}$). Относительная величина третьего пика сильно зависит от величины T_9^0 , сильно влияющей на положение пути г-процесса. Это видно из распределения изотопов Кадмия в момент времени $t = 0.1$ с для трех разных значений асимптотической температуры (справа); (right; плотности свободных нейтронов, указанные на врезке - те же, что и при $t = 0.1$ с на Рис. 39). Когда T_9^0 понижается от 1.4 до 0.4 плотность свободных нейтронов и соответственно скорость захвата нейтронов во второй, медленной фазе расширения поникаются не так быстро как скорости (γ, n) -реакций, которые очень чувствительны к температуре (особенно вблизи границы нейтронной стабильности, где энергия связи нейтрона в ядре мала). Как следствие, путь г-процесса сдвигается в сторону границы нейтронной стабильности (сравните распределение распространенностей изотопов - зеленая линия) где скорости бета-распадов выше образование новых ядер в г-процессе идет так быстро, что успевает образоваться интенсивный третий пик. Для еще более низкой асимптотической температуре скорости (γ, n) -реакций не играют значимой роли ввиду их малости образование новых ядер зависит только от плотности свободных нейтронов и скорости бета-распадов. Поскольку путь г-процесса опять возвращается ближе к области стабильных ядер (смотри распределение изотопов, данное голубой линией), скорость бета-распадов падает и процесс нуклеосинтеза также замедляется и третий пик не образуется.

ясно видна из графика временной эволюции отношения средних распространенности в третьем и втором пиках $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ на правом графике Рис. 40 и левом графике Рис. 41. Приведенная на этих графиках величина определяется суммированием выходов для пяти значений атомных масс вокруг $A = 130$ и $A = 196$ и затем вычислением их отношения.

$$\left\langle \frac{Y(A_3)}{Y(A_2)} \right\rangle \equiv \frac{\sum_{193}^{197} Y(A_i)}{\sum_{128}^{132} Y(A_i)}. \quad (3.11)$$

Левый график Рис. 41 показывает чувствительность конечного значения этого отношения к выбранной температуре $T_9^f (t > t_0) = T_9^0$. В то время как рост платинового пика при уменьшении асимптотической температуры находится в согласии с утверждениями Терасавы и др. (2002), их вывод о более высокой эффективности г-процесса для более низких внешнем граничном давлении (и температуре) не выполняется, когда темпера-

тура снижается ниже чем $T_9 \approx 0.3$

Заметим здесь, что часто изменение среднего атомного номера используется для оценки продолжения образования элементов тяжелее пика $A \approx 130$ на кривой распространенности. Мы считаем, что эта величина меньше подходит для этой цели, чем предлагаемое нами отношение $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$, особенно когда второй пик намного больше третьего. Рост последнего на порядок приводит к изменению $\langle A \rangle$ только на одну или несколько единиц, в то время как $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ изменяется очень сильно и таким образом является хорошим показателем изменений распространенности элементов от второго до третьего пика. Цифры в Таблице 6 подтверждают несравненно более высокую полезность и предпочтительность отношения $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ по сравнению со средним атомным номером, в качестве индикатора степени формирования третьего пика по крайней мере в случаях для очень быстрого расширения рассмотренного в настоящей главе. В то время как отношение $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ показывает быстрый рост в разы во время образования третьего пика на много порядков, среднее массовое число изменяется на несколько процентов (смотри Таблицу 6).

Изменение величины третьего пика в зависимости от изменения асимптотической температуры может быть объяснено чувствительностью скоростей нейтронного захвата и скорости фотодиссоциации соответственно к плотности свободных нейтронов и температуре и конкуренцией этих скоростей. Эта конкуренция определяет положение пути γ -процесса и, следовательно, скорости нуклеосинтеза, которая определяется скоростью бета-распадов (вдоль пути γ -процесса). Когда температура во время второй, медленной фазы, больше $T_9^0 \geq 1.0$, скорость (γ,n) -реакции очень велика и путь γ -процесса расположен ближе к области стабильных элементов, чем в случае меньших значений T_9^0 . Поток γ -процесса за вторым пиком (в случае высоких температур) достаточно слаб из-за малых скоростей бета-распада. Когда начальная асимптотическая температура уменьшается до $T_9^0 \approx 0.2\text{--}0.7$, скорости (γ,n) уменьшаются и путь γ -процесса смещается к линии нейтронной стабильности, где скорости β -распада выше. Поэтому γ -процесс идет быстрее, быстрее истощаются свободные нейтроны и эффективнее идет образование элементов третьего пика. Когда во время второй фазы расширения начальная асимптотическая температура становится ниже $T_9^0 \approx 0.2$, плотность свободных нейтронов уменьшается и γ -процесс опять смещается в сторону более стабильных ядер. В этом случае β -распады опять замедляются и третий пик становится меньше.

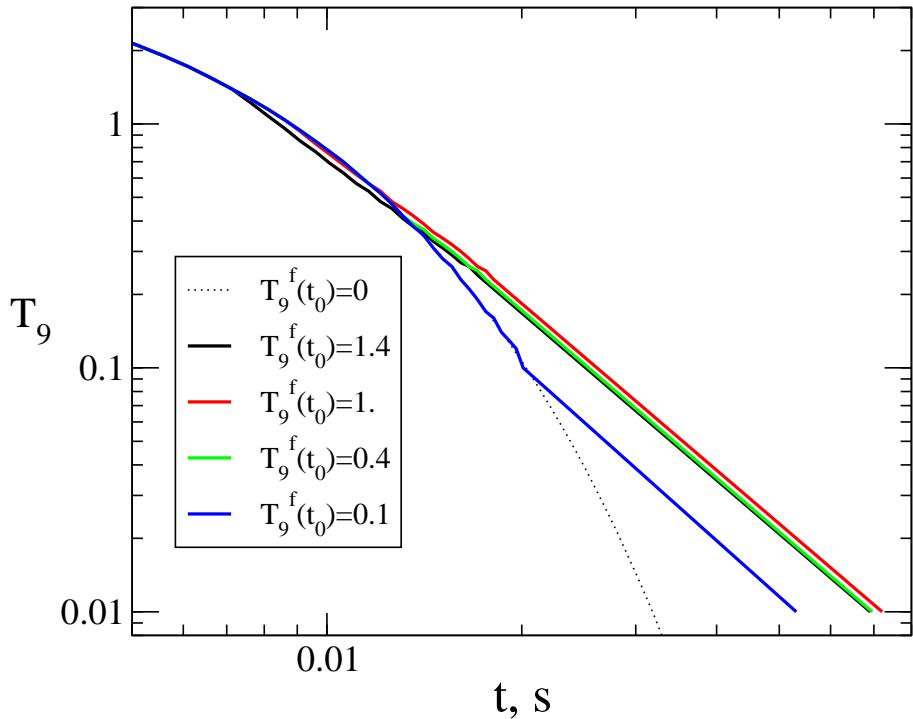


Рис. 42. Эволюция температуры со временем во время первой фазы расширения для разных рассмотренных случаев (от начала при $T_9 \sim 6$ и с уменьшением с динамическим масштабом $\tau_{\text{dyn}} = 5$ мс) и степенным законом на позднем этапе.

Эти смещения пути г-процесса являются следствием различного влияния изменений асимптотической температуры на скорости (γ,n) - и (n,γ) -реакций. Для значений асимптотических температур в интервале $0.2 \leq T_9^0 \leq 1.0$, скорости (γ,n) -реакций очень чувствительны к изменениям температуры (особенно вблизи границы нейтронной стабильности). И наоборот, зависимость скоростей нейтронного захвата от плотности и концентрации свободных нейтронов значительно слабее. Поэтому уменьшение температуры приводит к значительному уменьшению скоростей радиационного распада, в то время как скорость нейтронных захватов остаётся высокой, несмотря на некоторое понижение плотности нейтронов. Когда $T_9^0 \leq 0.2$, скорости (γ,n) -реакций становятся менее существенными, но нейтронные захваты продолжают конкурировать с бета-распадами. Для таких низких температур и пониженной плотности нейтронов скорости нейтронного захвата недостаточны для сдвига пути г-процесса далеко от области стабильности (в область ядер с низкими значениями энергии связи нейтрона).

Сдвиг пути г-процесса, определяемый изменением асимптотической температуры (и соответствующих параметров) проявляется себя в образовании различных изотопных профилей распространённости химических элементов на пути г-процесса. Это проиллюстрирует следующий раздел.

стрировано для изотопов кадмия на правом графике Рис. 41.

3.6. временная зависимость асимптотических температуры и плотности

В этом параграфе мы рассмотрим ситуацию, когда начальная экспоненциальная фаза расширения при значении $t = t_0$ переходит в фазу слабого расширения, в которой температура и плотность понижаются по степенному закону., т.е. $T_9^f(t) \propto T_9^f(t_0)/t^{2/3}$ и $\rho^f(t) \propto \rho^f(t_0)/t^2$ для $t \geq t_0$ (Уравнения 3.7–3.10). Изменение температуры от времени для этого случая показано на Рис. 42.

Для стандартного набора параметров ветра: $s = 145$ (в единицах больцмановской константы на нуклон), $Y_e = 0.42$, и $\tau_{\text{dyn}} = 5$ мс, рассмотренных в параграфе 3.5 для первой модели торможения на второй фазе разлета, на Рис. 43 показана временная зависимость плотности свободных нейтронов (левый график) и конечная распространённость для 4-х различных значений переходной температуры $T_9^f(t_0)$ (правый график). Оказывается, что образование третьего пика слабо зависит от изменения $T_9^f(t_0)$ в области от 0.4 до 1.4. Для всех переходных температур из этого интервала изменение температуры идет сходным образом (Рис. 42) и для широкого диапазона значений переходной температуры формируется сильный третий пик, величина которого сильно зависит от $T_9^f(t_0)$.

Поскольку температура в отличие от модели 1 быстро падает, скорости фотодиссоциации нейтронов, сильно зависящие от температуры, быстро становятся исчезающими, в то время как рассматриваемое значение энтропии позволяет в течение долгого времени сохранять необходимую для г-процесса плотность свободных нейтронов ($n_n \geq 10^{22} \text{ см}^{-3}$). При таких условиях путь г-процесса сдвигается ближе к линии нейтронной стабильности и возвращается к классическому пути г-процесса только в процессе исчерпания нейтронов (Панов, 2003). Для рассмотренных условий путь г-процесса заметно сдвигается только когда плотность свободных нейтронов падает на 2-3 порядка. Это объясняет относительную устойчивость (нечувствительность) кривой распространённости к изменению переходной температуры $T_9^f(t_0)$ для области $0.3 < T_9^f(t_0) < 1.4$.

На левом графике Рис. 44 показана эволюция отношения числа нейтронов к числу зародышевых ядер Y_n/Y_{seed} , соответствующая плотности свободных нейтронов, представленной на Рис. 43. Для значения энтропии $s = 145$ и характерном масштабе рас-

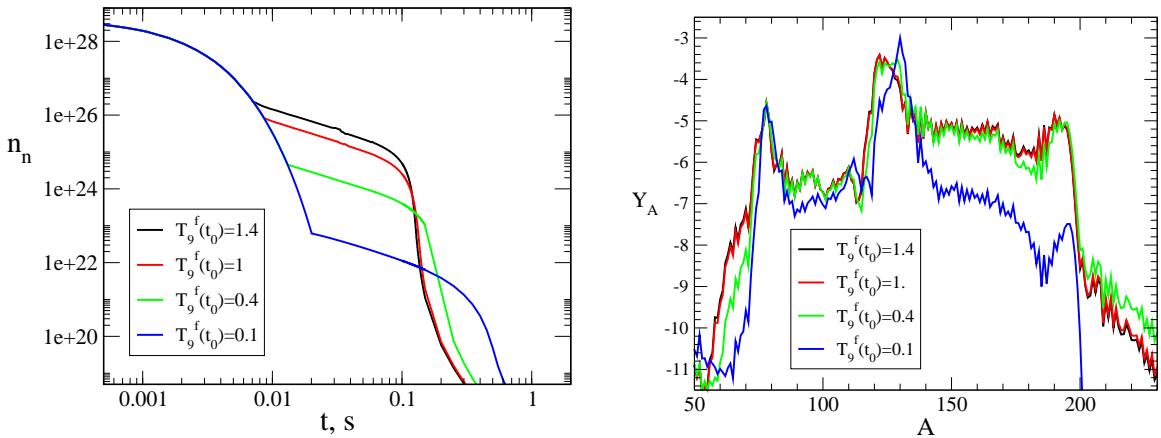


Рис. 43. То же, что и на Рис. 39 ($s = 145$, $Y_e = 0.42$, и характерным временем разлета $\tau_{\text{dyn}} = 5 \text{ мс}$), но для степенного закона изменения температуры на второй, медленной, фазе разлета: $T_9^f(t) \propto T_9^f(t_0)/t^{2/3}$ для $t \geq t_0$ (смотри Рис. 42). Левый график показывает зависимость плотности свободных нейтронов, $n_n(t)$ (в штуках на см^{-3}), правый график - соответственно конечную распространенность для различных значений переходной температуры $T_9^f(t_0)$, как показано на вставке. В отличие от случае с постоянной асимптотической температурой (см. Рис. 39), температура, а за ней и скорость фотодиссоциации нейтрона быстро падает на стадии медленного расширения. Захваты нейтронов в таком случае приводят к образованию сильного третьего пика даже для самого высокого значения (из рассмотренного диапазона значений) переходной температуры $T_9^f(t_0) = 1.4$. Величина третьего пика относительно второго почти не меняется во всем диапазоне температур $T_9^f(t_0)$ от 0.4 до 1.4, и инверсия величины $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ от $T_9^f(t_0)$ отсутствует.

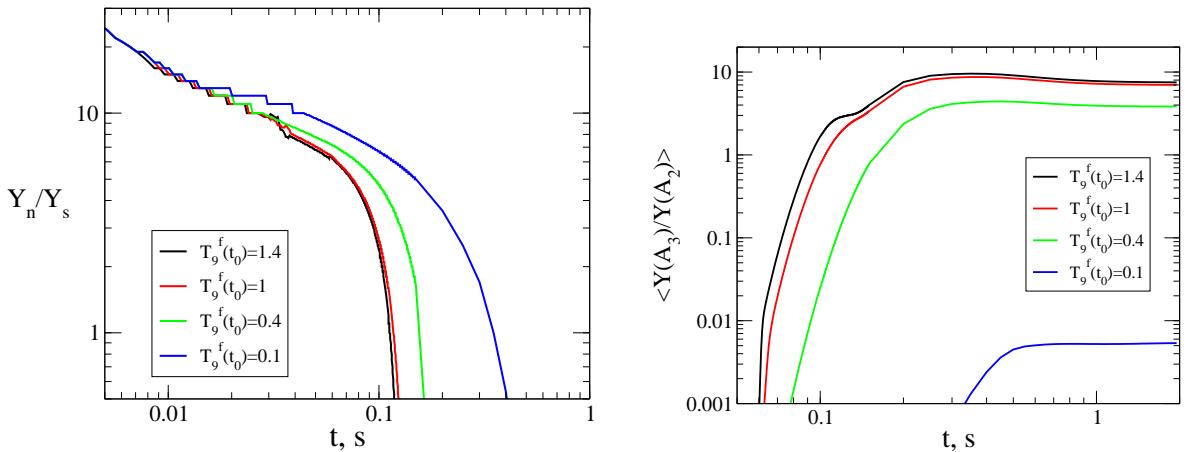


Рис. 44. То же, что и на Рис. 40 (при $s = 145$, $Y_e = 0.42$, и характерным временем разлета $\tau_{\text{dyn}} = 5 \text{ мс}$), но для степенного закона падения температуры на второй медленной стадии разлета: $T_9^f(t) \propto T_9^f(t_0)/t^{2/3}$ для $t \geq t_0$ (как рассмотрено и на Рис. 43). На левом графике показана зависимость отношения Y_n/Y_s от времени, на правом графике - временная зависимость величины третьего пика относительно второго ($\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$, в процентах). Так же как и на Рис. 43, на обеих графиках видна слабая зависимость образования тяжелых ядер от значения переходной температуры $T_9^f(t_0)$ в области от 0.4 до 1.4.

ширения $\tau_{\text{dyn}} = 5 \text{ мс}$ значения Y_n/Y_{seed} на момент времени, когда в г-процессе уже образован второй пик (при $t \approx t_0$) равны примерно 20 для $T_9^f(t_0) = 0.4\text{--}1.4$. Как об-

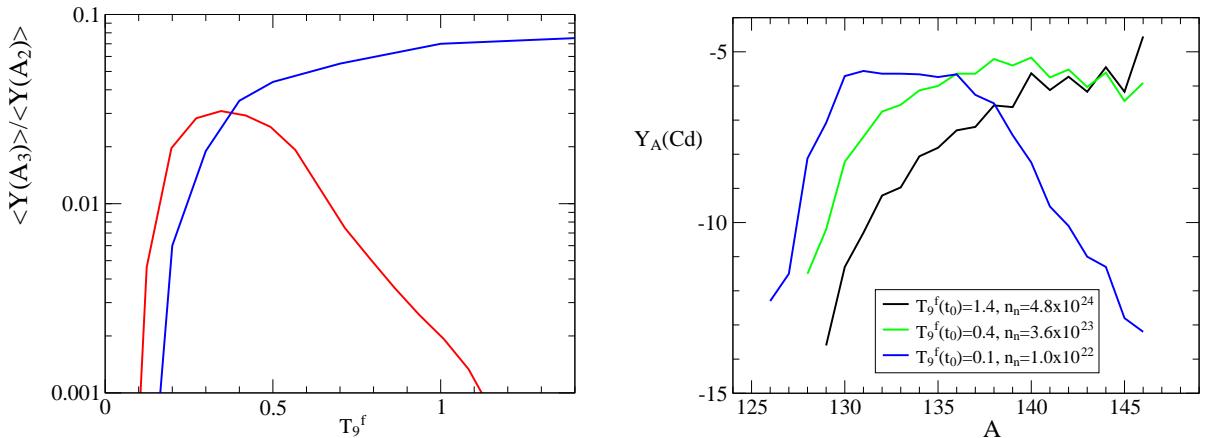


Рис. 45. Слева: Величина третьего пика по отношению ко второму, т.е. отношение $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ как функция температуры $T_9^f(t_0)$ степенного закона уменьшения температуры на второй, медленной фазе разлета (голубая линия) в сравнении с зависимостью этой величины от $T_9^f(t > t_0) = T_9^0$ в случае постоянства асимптотической температуры (красная линия, см. также левый график Рис. 41). Все остальные параметры модели (ветра) те же самые, что и на Рис. 39–44 ($s = 145$, $Y_e = 0.42$, $\tau_{\text{dyn}} = 5$ мс). На правом графике показано распределение изотопов кадмия на момент времени $t = 0.1$ с для значений асимптотической температуры $T_9^f(t_0)$, указанных на врезке; также показана и плотность свободных нейтронов (сравни с Рис. 43). График надо сравнить с правым графиком Рис. 41. (редактировать последние 3 строки)

суждалось в параграфе 3.1, этого числа нейтронов на одно зародышевое ядро лишь немного не хватает для образования элементов третьего пика в наблюдаемых количествах. Эволюция величины третьего пика видна также и на правом графике Рис. 44, где величина платинового пика по отношению к ксеноновому показана как функция времени. В отличие от случая постоянной асимптотической температуры (смотри Рис. 40), $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ величина $Y(A_3)/Y(A_2)$ почти одинакова для $T_9^f(t_0) = 1.0$ и 1.4 , и только немного меньше для $T_9^f(t_0) = 0.4$. Для еще меньших значений температуры величина третьего пика резко уменьшается. Это видно из зависимости, показанной голубой линией (пунктир) на левом графике Рис. 45 и является следствием более быстрого падения плотности свободных нейтронов во время первой фазы до температуры $t = t_0$ (сравни левые графики на Рис. 39 and 43), которая для $T_9^f(t_0) < 0.4$ быстро уменьшается до значения $n_n(t_0) \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, ниже которого равновесие между захватом нейтронов и бета-распадом сдвинуто в область более медленных бета-распадов, что приводит к замедлению образования третьего пика.

На левом графике Рис. 45 проведено прямое сравнение зависимости изменения отношения $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ от переходной температуры на второй медленной фазе расширения для двух рассмотренных моделей: постоянной температуры во время второй

фазы и степенного закона уменьшения температуры. При значениях переходной температуры $T_9^f(t_0) > 0.4$ поведение отношения $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ совершенно различно. В то время как в случае постоянной асимптотической температуры относительная величина третьего пика уменьшается при $T_9^0 > 0.4$ (смотри Рис. 41 и параграф 3.5), использование приближения экспоненциального уменьшения асимптотической температуры во второй фазе приводит к сильному платиновому пику для всех значений $T_9^f(t_0)$ от 0.2 до 1.4. Причина - в обсуждавшихся выше сильной чувствительности скорости реакций фотодиссоциации к температурной зависимости на поздних стадиях разлета. Поскольку при степенном характере зависимости температуры от времени, температура падает за короткое время (миллисекунды) до значений, при которых нет равновесия по (n,γ) - (γ,n) реакциям, а вместо него появляется равновесие между (n,γ) -реакциями и бета-распадами. Нуклеосинтез в таких условиях напоминает n -процесс (Blake & Schramm (1976)), но в отличие от n -процесса, который был введен Шраммом при плотностях свободных нейтронов ниже 10^{18} , в нашем случае подобное равновесие устанавливается благодаря падению температуры и связанному с этим сильному падению скоростей (γ,n) -реакций. Надо заметить, что сильный нечетно-четный эффект в распределении изотопов, иллюстрированный на правом графике Рис. 41, для $T_9^0 = 0.1$ при постоянной асимптотической температуре практически исчезает (смотри Рис. 45). Причем распределения изотопов для широкого диапазона температур $0.4 < T_9^f(t_0) < 1.4$ для случая степенной зависимости переходной температуры от времени становятся очень близкими.

Надо отметить, что образование тяжелых ядер в r -процессе при равновесии (n,γ) -реакций и бета-распадов в условиях когда реакции фотодиссоциации нейтрона практически не играют роли недавно также рассматривались Ванайо (2007), который использовал название для данных условий "холодный r -процесс". Мы предпочитаем называть нуклеосинтез в рассмотренных условиях с характерными низкими температурами " $r\beta$ -process", потому что это название согласуется с аббревиатурой других типов нуклеосинтеза (r -процесс, gr -процесс, νr -процесс,) и отражает основную характеристику этого типа быстрого нуклеосинтеза под действием нейтронов.

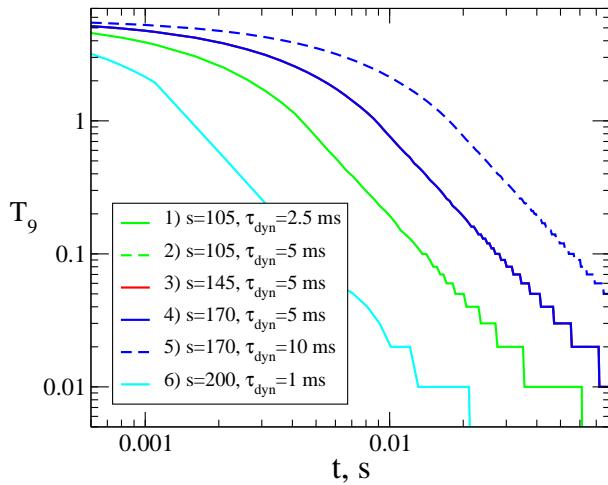


Рис. 46. Изменение температуры от времени для разных условий расширения, рассмотренных на Рис. 47. Первая фаза расширения - экспоненциальная, вторая - затухание по степенному закону. Заметим, что все линии соответствуют условиям с одним и тем же характерным временем расширения на первой стадии τ_{dyn} и разным значениям энтропии s . Отметим, что графики для случаев 2), 3) и 4) (красная и синяя линии и зеленая штриховая) совпадают (сравни с левым графиком на Рис. 47). $T_9^f(t_0) = 0$.

3.7. Зависимость нуклеосинтеза от параметров ветра

В этом параграфе обсуждается чувствительность результатов нуклеосинтеза к изменениям характерных условий выбрасываемого вещества, таких как характерный масштаб расширения, энтропия и доля электронов. В Таблице 6 представлены значения параметров для рассмотренных моделей выбросов вещества: характерного времени расширения τ_{dyn} ¹. Температура $T_9^f(t_0)$ и время t_0 , при которых происходит смена первой фазы экспоненциального расширения на вторую фазу со степенной зависимостью падения температуры и плотности (изменение температуры от разных рассмотренных случаев показано на Рис. 46), $v_{ini} = R_{ini}/\tau_{dyn}$ - начальная скорость разлета вещества на принятом начальном радиусе $R_{ini} = 10$ км, $v_0 = v_{ini} \exp(t_0/\tau_{dyn})$ - скорость потока в переходной точке t_0 , $\langle A \rangle$ - среднее значение массового числа образованных тяжелых ядер, и $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ - отношение величины третьего пика по отношению ко второму, определенное в параграфе 3.5.

¹ подчеркнем некоторое отличие в определениях τ_{dyn} в нашей работе и в других работах, что требует осторожности при сравнениях. Оцуки и др. (2000), Сумиёши и др. (2000), и Терасава и др. (2002) определяли характерное время расширения как экспоненциальное время при $T = 0.5$ МэВ, совпадающее с нашим определением. Наоборот, Ванайо и др. (2001, 2002) определяли его как время охлаждения от $T = 0.5$ МэВ до $T = 0.2$ МэВ, которое примерно на 10% меньше.

Как обсуждалось в параграфе 3.1, возможность синтеза тяжелых ядер в γ -процессе определяется распространностью зародышевых ядер и количеством свободных нейтронов, остающихся к моменту начала γ -процесса при температуре $T_9 \approx 2$. Для однородных потоков, рассматриваемых здесь, видно, что чем больше характерное гидродинамическое время, тем меньше свободных нейтронов останется к началу γ -процесса, а при очень малых значениях характерного времени разлета расширение будет таким быстрым, что значительно меньшее количество альфа-частиц и нейтронов, рекомбинирует в ядра до начала γ -процесса, а сам γ -процесс вряд ли будет сильным, несмотря на большие значения Y_n , поскольку плотность вещества (и свободных нейтронов) к его началу будет мала. В обоих случаях третий пик не образуется. Меньшее значение энтропии выбрасываемого вещества позволяет нейtronам, протонам и альфа-частицам рекомбинировать в ядра более эффективно и следовательно меньшие энтропии приводят к аналогичному эффекту, как при медленном расширении.

Для рассмотренных значений энтропии ($s > 100$), образование значительного количества элементов больших масс требует, с одной стороны, чтобы характерный масштаб расширения не был слишком большим, а количество зародышевых ядер Y_s к началу γ -процесса не превышало критического Y_s^{cr} . Иначе количество зародышевых ядер пре-

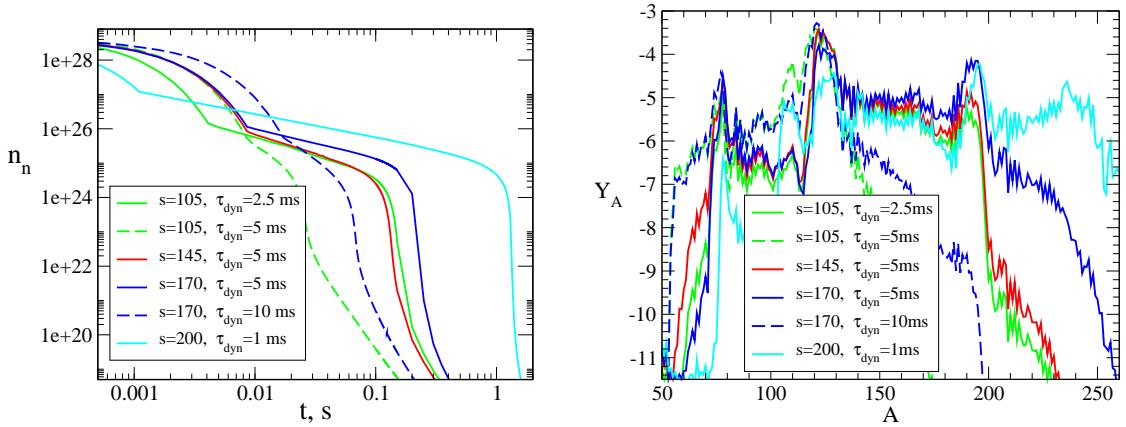


Рис. 47. Изменение плотности свободных нейтронов (*left*) и конечных распространенностей элементов, образованных в γ -процессе (*right*) для потоков вещества с разными значениями энтропии s и характерного масштаба расширения τ_{dyn} , показанными на врезке. Цвет кривых указывает на значение энтропии, а изменение типа линии при неизменном цвете - на разный характерный масштаб расширения. Во всех случаях степень нейтронизации была одинакова: $Y_e = 0.42$, переходная температура в момент смены фаз $T_9^f(t_0) = 1$. Характер изменения температуры показан на Рис. 46. Голубой линией обозначен самый предельный случай с энтропией $s = 200$ и характерным масштабом расширения $\tau_{\text{dyn}} = 1 \text{ мс}$. Это показывает влияние перециклевки за счет деления (см. также Рис. 49)

высит Y_s^{cr} и платиновый пик не сможет образоваться из-за низкого начального отношения нейтроны/(зародышевые ядра). Серия расчетов однородных потоков показала (смотри Рис. 37) что при энтропии $s = 145$ и доли электронов $Y_e = 0.42$ только при масштабах τ_{dyn} меньше 10 мс доля нейtronов Y_n будет больше 0.05 а отношение нейтроны/(зародышевые ядра) превысит 20 к началу г-процесса. Только в таком случае ток ядер имеет шанс преодолеть область масс 130 и достичь области элементов с массами $A \sim 196$, хотя третий пик может быть и меньше, чем наблюдаемый в природе (см. ниже). Критический предел распространенности зародышевых ядер был определен нами как $Y_s^{\text{cr}} \sim 0.003$ (см. параграф 3.2). Конечно, это число зависит не только от s , но и Y_e , и масштаба (характерного времени) расширения. Однако с ростом энтропии (и соответственно уменьшения начального количества зародышевых ядер) количество образованных в г-процессе элементов третьего пика растет.

Обсудим теперь случай, когда однородный поток с экспоненциальным падением температуры и плотности заменяется на поздней стадии расширения медленной фазой с более медленным падением температуры, (после замораживания реакций с заряженными частицами). Это создает условия для сильного г-процесса с образованием платинового пика, реализующиеся при более широком диапазоне возможных значений характерного времени расширения τ_{dyn} , чем в случае чисто однородной эволюции процесса расширения, для широкого диапазона значений переходной температуры и менее чувствительным к изменению характерного времени расширения. Это видно из Рис. 47, который иллюстрирует изменение во времени плотности свободных нейtronов и конечную распространенность для различных наборов энтропии и времени расширения. Вторая фаза расширения со степенным падением температуры, началась в момент времени $t = t_0$ с переходной температурой $T_9^f(t_0) = 1$. Сильный третий пик формируется для энтропии $s = 105$, если $\tau_{\text{dyn}} \leq 2.5$ мс, для $s = 145$ требуется $\tau_{\text{dyn}} \leq 5$ мс, а для $s \approx 170\text{--}200$ нужно $\tau_{\text{dyn}} \leq 10$ мс. Предельный случай с $s = 200$ и $\tau_{\text{dyn}} = 1$ мс приводит к зацикливанию г-процесса за счет интенсивного деления и показывает, что даже для очень быстрого однородного расширения на первой стадии разлета вещества, медленная эволюция на втором этапе расширения создает условия для захвата всех нейtronов тяжелыми ядрами. Штриховые линии отражают случаи когда разлет в однородной фазе слишком медленный для образования на втором этапе третьего пика.

Рисунок 47 показывает, что для широкого диапазона комбинаций энтропия/масштаб

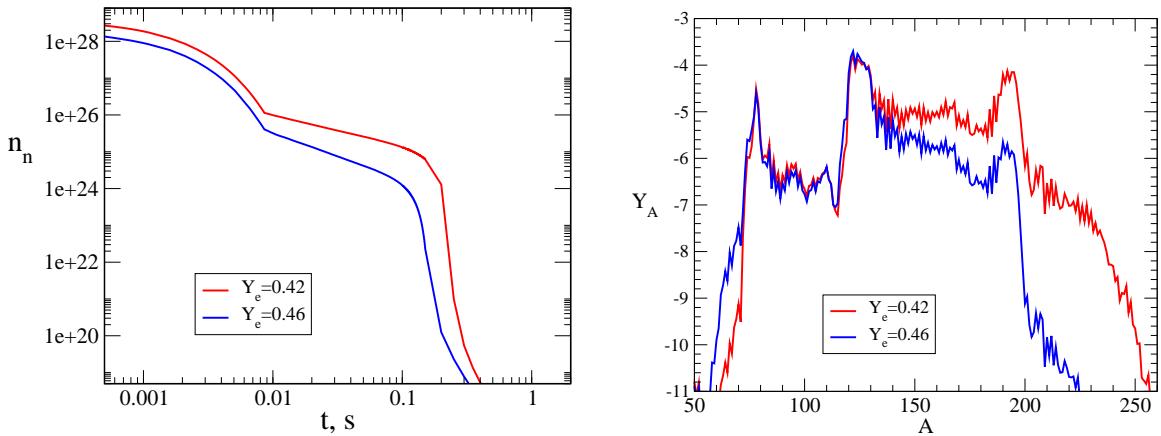


Рис. 48. Зависимость плотности свободных нейтронов от времени (*left*) и конечные распределенности г-элементов (*right*) для $Y_e = 0.42$ (красные линии) в сравнении с $Y_e = 0.46$ (синие линии). В обоих случаях значение энтропии $s = 170$, характерного динамического времени $\tau_{\text{dyn}} = 5 \text{ мс}$, и переходной температуры $T_9^f(t_0) = 1$ в точке перехода от первой ко второй фазе со степенным законом уменьшения температуры на втором этапе расширения.

в рассмотренном интервале значений $2.5 \leq \tau_{\text{dyn}} \leq 10 \text{ мс}$ и $100 \leq s \leq 200$, тяжелые элементы вплоть третьего пика и даже за ним могут быть образованы. Анализируя полученные результаты, мы нашли, что сильный платиновый пик появляется для условий, который удовлетворяют примерному соотношению: $s \geq 10(\tau_{\text{dyn}} + 10)$.

На Рис. 48 показана чувствительность г-процесса к изменению доли нейтронов Y_e при энтропии $s = 170$ и характерном гидродинамическом времени $\tau_{\text{dyn}} = 5 \text{ мс}$. На левом графике видно, что изменение значения Y_e от 0.42 до 0.46 приводит к уменьшению плотности нейтронов n_n в начале г-процесса и более быстрому исчерпанию нейтронов. Соответственно выходы ядер за вторым пиком с увеличением Y_e становятся меньше, с увеличивающимся различием при более высоких массовых числах A (правый график Рис. 48). В то время как при $Y_e = 0.42$ платиновый пик лишь немного переопределен по сравнению с наблюдениями (смотри ниже), увеличение Y_e на примерно 10% - до 0.46 достаточно, чтобы привести к значительной недооценке выходов третьего пика. Для рассмотренного короткого характерного времени расширения, такое понижение выходов наиболее тяжелых ядер может быть компенсировано примерно 30%-ным увеличением энтропии вещества выброса.

На Рис. 49 мы представили обзор возможностей образования платинового пика в зависимости от значений энтропии и характерного динамического времени разлета, при $Y_e = 0.42$ и в предположении, что переходная температура $T_9^f(t_0) = 1$ между первой экспоненциальной фазой охлаждения и вторым этапом, характеризующимся степен-

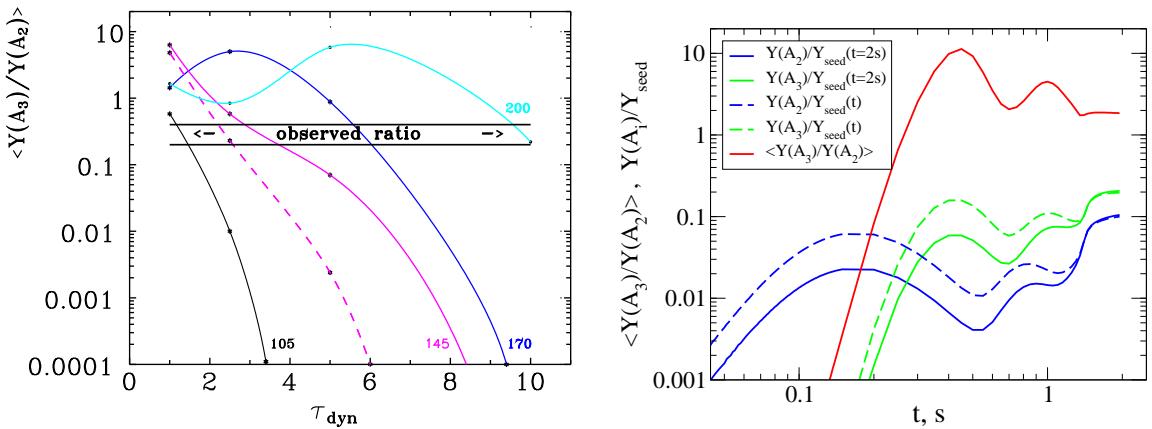


Рис. 49. Слева: Величина третьего пика относительно второго как функция характерного времени расширения τ_{dyn} , при различных значениях энтропии (индексы на кривых). Непрерывные линии соответствуют веществу, расширяющемуся с падением температуры во время второй фазы расширения (следующей за фазой экспоненциального расширения), в то время как штриховые линии результаты, полученные при $s = 145$ и постоянной температуре во время второй фазы: $T_9^f(t > t_0) = T_9^0$. Во всех случаях избыток нейтронов в выбросе вещества был одинаков: $Y_e = 0.42$ и переходная температура $T_9^f(t_0) = 1$. Полоса между двумя жирными горизонтальными линиями выделяет наблюдаемую относительную величину третьего пика. Справа: Эволюция относительной величины третьего пика (относительно второго), а также величины второго и третьего пиков (нормированных на общее количество зародышевых ядер - смотри определение зародышевых ядер в параграфе 3.1), $Y(A_2)$ and $Y(A_3)$ (в соответствии с определением в Уравнении 3.11). Количество ядер в пиках нормировалось либо на текущее значение зародышевых ядер, Y_{seed} , (штриховые линии), либо на количество зародышевых ядер в конце эволюции при $t = 2$ с (линии), соответственно. Различные стили и цвета линий определены во врезке. Заметим, что согласно нашему определению зародышевых ядер, таковыми считались все ядра с $Z > 2$. Результаты были получены для модели с $s = 200$, $\tau_{\text{dyn}} = 1$ мс, $Y_e = 0.42$, и $T_9^f(t_0) = 1$. Волны изменения величин во времени отражают эффекты зацикливания г-процесса в среде с высоким содержанием нейтронов ($>> 150$), отражающие факт увеличения количества ядер, возникающих как продукты деления и опять вовлекаемые в г-процесс.

ным характером понижения температуры и плотности. Левый график подтверждает то, что мы описывали выше: для больших значений энтропии пик $A \sim 196$ может быть образован при более широком диапазоне характерных времен расширения. Жирные горизонтальные линии на левом графике указывают наблюдаемый уровень отношений распространенностей в третьем и втором пиках: $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$. Относительная величина третьего пика (по отношению ко второму) имеет тенденцию превысить наблюдаемые значения при малых значениях характерного времени расширения, в то время как она становится значительно меньше для длительных характерных гидродинамических времен. (Поясним здесь, что данная серия расчетов проводилась без учета новых скоростей деления, полученных в последние годы (Панов и др., 2010; Панов и др., 2011), поэтому выходы элементов в области третьего пика и за ним, полученные в этой главе при

высокой энтропии $s = 200$, отличаются от результатов выходов актинидов, полученных в главах 4 и 5.

Штриховая линия на левом графике Рис. 49 соответствует расчетам с $s = 145$, в случае когда температура и плотность были постоянны на второй фазе разлета (вместо степенного затухания этих величин). Различия между линиями и штриховыми линиями для одной и той же энтропии велики, особенно при больших гидродинамических временах, что также указывает на важность динамики потока выбрасываемого вещества на поздних стадиях разлета. Эта разница однако, значительно уменьшается когда переходная температура $T_9^f(t_0)$ примерно равна 0.4 (смотри левый график Рис. 45).

При значениях энтропии около 200 или выше может происходить зацикливание г-процесса, вызванное делением (fission cycling), в результате которого ядра - продукты деления опять вовлекаются в нуклеосинтез в качестве зародышевых и происходит установления квазиравновесного тока ядер между областью актинидов и областью ядер - продуктов деления. Обычно число циклов определяется как $n_{cycl} = \log_2(Y_{fin}/Y_{init})$. Согласно определению, при установлении квазиравновесия $n_{cycl} \geq 1$. На правом графике Рис. 49 показана эволюция второго и третьего пиков распространенности элементов и их отношение для варианта с энтропией $s = 200$, $\tau_{dyn} = 1\text{ ms}$, and $Y_e = 0.42$. Периодические (волнообразные) изменения распространенности как элементов в пиках, так и) отношения $\langle Y(A_3)/Y(A_2) \rangle$ отражают повторяющееся прохождение максимума волны (пучности) нуклеосинтеза через область трансурановых элементов, где рано или поздно все элементы делятся, приводя к зацикливанию нуклеосинтеза и возвращения продуктов деления в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер (число ядер в данном варианте увеличивается благодаря делению примерно в 3 раза). На этот эффект было указано ранее Пановым и др. (2003), Горилым и др. (2005), и Бьюн и др. (2008). Некоторое перепроизводство элементов платинового пика в этом случае зависит в значительной мере от ядерных данных (Панов и др., 2001б) и должно быть изучено отдельно на основе новых расчетов скоростей деления (Панов и др., 2005, 2010, Горильный и др., 2008).

3.8. Обсуждение

Сфокусировав внимание на веществе ветра с высокой энтропией, была рассмотрена зависимость результатов нуклеосинтеза в г-процессе от асимптотического поведения температуры и плотности вещества ветра после фазы быстрого разлета вещества. Во-первых, было проведено сравнение случая торможения свободного разлета вещества на замедлившемся фронте ударной волны в ситуации, когда температура и плотность достигают задаваемого параметрически нижнего предела, после чего остаются постоянными. Такая постановка эквивалентна выбору температуры замораживания в работах Ванайо и др. (2002) и Ванайо (2007) для сверхзвукового ветра, и подобна использованию постоянного значения давления дозвуковых "бризовых" решений на внешней границе, как сделано в работах Сумиёши и др. (2000), Терасава и др. (2002) и Ванайо и др. (2001).

Были рассмотрены две модели замедления вещества ветра. Во-первых, рассмотрены стационарные условия на больших временных интервалах, которые соответствуют ситуации, когда истекающий поток вещества асимптотически замедляется до очень малой (нулевой) скорости. Это - достаточно корректное описание ситуации, при которой сверхзвуковой ветер замедляется в ударной волне при столкновении с предшествующим выбросом от взрыва сверхновой. С другой стороны, было рассмотрено предположение, что скорость расширения вещества совершает переход от линейного радиального возрастаия в фазе свободного разлета к асимптотически постоянному ненулевому значению. В этом случае предполагается, что плотность уменьшается со временем по закону t^{-2} , а температура (при постоянной энтропии излучения) по закону $t^{-2/3}$. Таким образом моделируется ситуация, когда сверхзвуковой ветер достигает второй стадии более медленного ускорения на больших временных интервалах.

Было обнаружено, что при заданных постоянном значении радиационной энтропии (рассматривалась область значений $s \sim 100\text{--}200 k_B$ на нуклон), отношении числа электронов к числу барионов ($Y_e \sim 0.42\text{--}0.46$) и достаточно малом временном масштабе разлета ветра $\tau_{\text{dyn}} \sim 1\text{--}10$ мс, сильный г-процесс и формирование третьего пика на кривой распространенности зависят не только от переходной температуры между двумя фазами разлета, но и от эволюции температуры и плотности во время второй, более медленной стадии. В случае постоянных асимптотических значений температуры и плотности

формирование платинового пика возможно, когда значения асимптотических температур относительно высоки ($T_9^0 \sim 0.3\text{--}0.9$). При выходе за пределы этого диапазона в сторону больших или меньших асимптотических температур вероятность формирования третьего пика значительно уменьшается. Зависимость формирования третьего пика от асимптотической температуры отмечалась Wanajo и др. (2002), Terasawa и др. (2002) при, как ими было названо, "температурах вымерзания" или "границах температурах" $T_9^0 > 0.4$. Однако, вариации с еще более низкими температурами и процесс инверсии появления и затухания третьего пика в обеих вышеуказанных работах остались не замечены и не были исследованы.

Во втором рассмотренном случае, когда функции $T(t)$ и $\rho(t)$ убывают по степенному закону, интенсивность пика распространенности при $A \sim 195$ по сравнению с пиком $A \sim 130$ оказалась слабо зависящей от температуры перехода $T_f(t_0)$ в интервале между примерно $3 \times 10^8 \text{ K}$ и $1.4 \times 10^9 \text{ K}$. При более низких температурах перехода формирование третьего пика резко замедляется и ведет себя подобно случаю с постоянными асимптотической температурой и плотностью. Это означает, что появление и исчезновение значительного (ярко выраженного) платинового пика происходит при постоянной асимптотической температуре в диапазоне от от $T_9^0 \sim 1$ до $T_9^0 \sim 0.2$, и не наблюдается в случае уменьшения температуры и плотности по степенному закону во время эволюции ветра на больших временных интервалах. Примечательно, что оба рассмотренных случая поведения ветра на больших временных интервалах также приводят к отчетливому различию в распространенности соседних изотопов элементов в г-процессе (см. Рис. 41, 45). Для временной зависимости по степенному закону не только образуются более обогащенные нейтронами изотопы, но и распределение изотопов является более гладким, причем изотопный состав образующихся элементов слабее зависит от вариации $T_f(t_0)$ для большого диапазона ее изменений (от 0.3 до $1.4 \times 10^9 \text{ K}$).

Для интенсивного г-процесса в нейтринном ветре требуется достаточно быстрое расширение в экспоненциальной фазе свободного разлета, для того, чтобы реакции с заряженными частицами заморозились до того, как начнётся избыточное образование зародышевых ядер, и станут недостижимы высокие отношения числа нейтронов к зародышевым ядрам. Более того, относительно быстрый спад температуры во время второй, более медленной фазы разлета, а также сохранение достаточно высоких плотностей нейтронов ($n_n \geq 10^{24} \text{ cm}^{-3}$), благоприятствуют выходу волны нуклеосинтеза за

пределы второго пика распространенности. При заданной энтропии излучения s , как предполагается в моделях ветров (Арну и др., 2007; Витти и др., 1994), температура и плотность связаны соотношением $s \propto \rho/T^3 = \text{const}$. В этом случае асимптотический спад обеих величин по степенному закону допускает формирование третьего пика для широкого диапазона переходных температур.

В работе Terasawa и др. (2002) утверждалось, что более низкие асимптотические температуры замедляют реакции с заряженными частицами, вызывая понижение образования зародышевых ядер и увеличение отношения числа нейtronов к зародышевым ядрам, что в свою очередь приводит к улучшению соответствия между выходами r -процесса и "солнечной" распространенностью. Однако, наши расчеты, основанные на двухстадийной модели разлета ветра, не подтверждают такое утверждение. Дело в том, что задолго до того, как достигаются соответствующие асимптотические температуры (между $T_9 = 0.1$ и $T_9 = 1.4$), а именно уже при $T_9 \approx 2$ и ниже, реакции с заряженными частицами становятся неэффективными в силу непроницаемости кулоновского ядерного барьера для низкоэнергетических тепловых протонов. Наоборот, указанные результаты нуклеосинтеза объяснимы с точки зрения зависимости плотности и температуры от нейtronных захватов и реакций ядерного фоторасщепления.

Поскольку скорость (γ,n) -реакции резко падает при понижении температуры, ее роль уменьшается при более низких переходных температурах. При снижающихся, но еще достаточно больших плотностях нейtronов все еще быстрые нейtronные захваты приближают область r -процесса к линии нейtronной стабильности, где скорости бета-распада высоки. Вместо $(n,\gamma) - (\gamma,n)$ равновесия, r -процесс при низкой температуре развивается на основе равновесия (n,γ) -реакций и бета-распада, и можно определить как " $r\beta$ -процесс". В таких условиях возможно формирование третьего пика на кривой распространенности при условии, что отношение числа нейtronов к зародышевым ядрам достаточно велико, а бета-распад проходит быстро, что позволяет быстрому нуклеосинтезу быстрее достичь области актинидов. Напротив, если экспоненциальный разлет заменить переходом к постоянной высокой температуре, вызванной внешними условиями, (γ,n) -реакции смешают путь r -процесса в сторону долины стабильности, где скорости бета-распада ниже, и, следовательно, r -процесс замедляется. В этом случае свободные нейtronы израсходуются на формирование второго пика распространенности и третий пик может не образоваться. С другой стороны, спад температуры по степенному закону

в фазе медленного разлета приводит к эффективному $\text{r}\beta$ -процессу для широкого диапазона переходных температур $T_9^f(t_0)$. Поскольку интенсивность третьего максимума распространенности в таком случае зависит только от плотности нейтронов, она становится слабо чувствительной к изменению значений $T_9^f(t_0)$ в интервале приблизительно между 0,3 и 1,4. Если температура перехода еще более низкая, то значение плотности свободных нейтронов, достигнутое к началу медленной фазы эволюции ветра, уже ниже критической величины N_{cr} и недостаточно для поддержания интенсивного r -процесса.

3.9. Заключение и выводы

Таким образом, мы пришли к выводу, что охлаждение вещества сверхновой во время разлета вещества на больших временных интервалах оказывает существенное влияние на нуклеосинтез в r -процессе. В частности, медленная фаза разлета с уменьшающимися температурой и плотностью, которая следует за первоначальным быстрым сверхзвуковым разлетом, более благоприятна для сильного r -процесса, чем рассмотренные ранее (например, Ванайо и др. 2001, 2002; Терасава и др. 2002) менее физичные модели с постоянными граничными условиями. Несмотря на различия в начальных плотностях нейтронов более чем на два порядка, такие условия приводят к довольно устойчивому формированию платинового пика для более широкого диапазона переходных температур (по крайней мере для случаев очень быстрого расширения в течение первой фазы разлета и довольно широкого диапазона значений энтропии и избытка нейтронов, рассмотренных в настоящей работе). Это происходит благодаря падению роли (γ, n) -реакций, установлению квазиравновесия по (n, γ) -реакциям и бета-распада в $\text{r}\beta$ -процессе, которое приводит к приблизительно одинаковому пути r -процесса независимо от того, протекает ли процесс при более высоких или более низких плотностях нейтронов для любых значений $N_n > N_{cr} \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Это обстоятельство приводит к выводу, что динамика параметров расширения вещества в нейтринном ветре, несмотря на широкий диапазон разброса начальных температуры и плотности нейтронов в начале второй фазы расширения, может привести к одинаковому распределению тяжелых элементов в r -процессе с примерно одинаковыми выходами изотопов и хорошему соглашению с наблюдаемой распространенностью тяжелых элементов, в том числе и в звездах с низким содержанием металлов (см., например, Коэн и Снеден 2006).

Для рассмотренных диапазонов значений параметров γ -процесс продолжается 150-200 мс и даже дольше. Продолжительность нуклеосинтеза в 150-200 мс является наименьшим временным порогом для образования тяжелых элементов из зародышевых ядер группы железа вплоть до платинового пика. Для значений энтропии s в пределах от 100 до 200 k_B на нуклон образование тяжелых элементов с распространенностью, подобной усредненным по солнечной системе наблюдениям (ss-распространенность) может происходить только в случае, когда разлет вещества замедляется, и происходит переход из начальной фазы свободного разлета в более медленную последующую стадию расширения. Кроме того, в условиях относительно высокой обогащенности нейtronами (при $Y_e \leq 0.42$) во время экспоненциальной фазы свободного разлета для поддержания основного γ -процесса требуются короткие и очень короткие временные масштабы разлета (от $\tau_{dyn} \sim 10$ мс для $s = 200$ до $\tau_{dyn} \sim 1$ мс для $s = 100$). Если избыток нейtronов уменьшается, для формирования третьего пика распространенности требуется более высокая энтропия. Такого рода ограничения на параметры (полученные на основе численного моделирования), близки к значениям, указанным на Рис.10 в работе Хоффман и др. (1997). Это закономерно, поскольку сверхзвуковые решения уравнений нейтринного ветра, использованные в вышеуказанной работе, дают почти равномерный свободный разлет ($v \propto r$) только до некоторого максимального радиуса, выше которого скорость продолжает расти гораздо менее быстро. Хотя замедление в веществе ветра согласно гидродинамическим расчетам (см. работу Арконес и др., 2007) происходит немного по-другому, уменьшение ускорения сверхзвукового ветра во многом подобно переходу из первой фазы быстрого разлета в более медленную вторую стадию, как и рассматривалось в развитых в настоящей главе моделях разлетающегося вещества.

4. ОСНОВНОЙ R-ПРОЦЕСС И ПРОХОЖДЕНИЕ ВОЛНЫ НУКЛЕОСИНТЕЗА ЧЕРЕЗ ТРАНСУРАНОВУЮ ОБЛАСТЬ.

Образование элементов пика 196, а тем более сверхтяжелых элементов (СТЭ) требует большой продолжительности r-процесса. Длительный нуклеосинтез тяжелых элементов с образованием платинового пика происходит при выбросе в межзвездную среду сильно нейтронизированного вещества при слиянии нейтронных звезд в процессе эволюции тесных двойных систем (Фрайбургхаус и др. 1999, Латтимер и Шрамм, 1974) или струй с поверхности нейтронных звезд (Камерон, 2003), где начальное для r-процесса отношение числа нейtronов к зародышевым ядрам достаточно велико (более 300). В таких условиях важной областью становится область актинидов, где в процессе деления устанавливается обратная связь с областью продуктов деления и формируется квазистационарное течение r-процесса в области A от ~ 100 до $190\text{--}240$ (см., например, Панов и Тилеманн, 2004), а также возможно образование ветви r-процесса, приводящей к образованию сверхтяжелых ядер.

Похожие условия, могут быть достигнуты и в горячих ветрах над поверхностью нейтронных звезд, r-процесс в которых рассматривался предыдущей главе. В настоящей главе мы рассматриваем нуклеосинтез в r-процессе, основываясь на расчетах профилей температуры и плотности вещества, выбрасываемого в открытое пространство в сценарии слияния нейтронных звезд, полученных в работе Россвог и др. (1999). Данный сценарий будет рассмотрен как наиболее вероятный вариант для основного r-процесса, проходящего в среде с высоким содержанием нейtronов.

Так, например, в выбрасываемой части вещества сливающихся нейтронных звезд избыток нейtronов $\eta \approx 0.8$ ($Y_e \approx 0.1$), что в условиях r-процесса дает порядка нескольких сотен нейtronов на одно зародышевое ядро. Такое высокое отношение нейtronов к зародышевым ядрам приводит к быстрому преобразованию этих ядер в актиноиды (Панов и др., 2004) и их последующему делению. Поскольку поток нейtronов на этапе деления актинидов еще высок, ядра-продукты деления становятся новыми зародышевыми ядрами для r-процесса. В результате деления наиболее тяжелых ядер (в основном вынужденного - Панов и др., 2003) и участия образующихся продуктов деления в быстром нуклеосинтезе устанавливается квазиравновесие выходов тяжелых ядер в области $A \approx 100\text{--}260$. В большинстве работ, посвященных нуклеосинтезу тяжелых ядер до 2000

года, продвижением в область СТЭ ($A > 260$) пренебрегалось ввиду малых значений отношения нейтронов к зародышевым ядрам в существовавших моделях и из-за отсутствия ядерных данных для области актинидов.

Возможность преодоления области деления $92 < Z < 100$ и образования СТЭ зависит не только от высоких значений $n/seeds$, но и от сравнительной скорости вынужденного деления относительно бета-распада и радиационного захвата нейтронов, а также величины вероятности запаздывающего деления. Во время интенсивного γ -процесса альфа-распад отсутствует, поскольку нуклеосинтез идет в области сильно нейтроногенитивных ядер, которые в области трансурановых ядер и деления нестабильны в основном относительно бета-распада. При протекании нуклеосинтеза в этой области очень важную роль играют массовые модели, а точнее — надежность прогнозирования энергий связи и барьеров деления. Если барьеры деления будут достаточны велики, а в области ядер с заполненной нейтронной оболочкой $N \sim 184$ на 5–10 МэВ выше, чем для изученных ядер, то скорости деления как на пути к области СТЭ, так и в самой этой области будут малы, и возможность образования таких ядер в астрофизическом γ -процессе сохраняется. В большинстве расчетов основного нуклеосинтеза в данной главе используются прогнозы ядерных масс и барьеров деления, основанные на обобщенной модели ядра с поправкой Струтинского в первую очередь из-за того, что расчеты ядерных характеристик на основе данной модели известны для более широкой области химических элементов.

4.1. длительная нейтронная экспозиция - необходимое условие для образования элементов платинового пика и трансурановых элементов.

Сценарий слияния нейтронных звезд обсуждался неоднократно ранее (Латтимер, Шрамм, 1974, 1976; Симбалисти, Шрамм, 1982; Эйхлер и др., 1989; Дэвис и др., 1994, Блинников, Новиков и др. 1984) как вероятное место протекания γ -процесса и нуклеосинтеза тяжелых ядер.

Подробные гидродинамические расчеты процесса слияния нейтронных звезд (Фрайбергхайс и др., 1999) показали, что в таком сценарии достигается большой нейтронный избыток ($Y_e \sim 0.05 - 0.16$), а условия для γ -процесса поддерживаются в течение длительного времени — до нескольких сотен микросекунд. В таких условиях волна нукле-

осинтеза достигает области трансурановых элементов и продукты деления делящихся ядер опять вовлекаются в γ -процесс, создавая между вторым и третьим пиками постоянный ток ядер, в котором соотношение образованных в пиках элементов близко к наблюдаемым.

В данной главе для рассмотрения деления и определения влияния различных его параметров на γ -процесс в рамках развитой модели рассматриваются условия, достижимые в сценарии слияния нейтронных звезд (Фрайбургхаус и др., 1999), в котором к началу γ -процесса ($T_9 \sim 2$) отношение $n/seeds \gg 100$, а продолжительность γ -процесса может достигать одной секунды, что достаточно велико для установления квазистационарного тока ядер (см. главу 3), и примерному удвоению числа тяжелых ядер для данного сценария.

Для расчетов нуклеосинтеза использована модернизированная версия созданной ранее (Блинников и Панов, 1996б Надежин и др., 1998) программы SYNTHETIC, которая была развита и дополнена реакциями вынужденного и запаздывающего деления с учетом массового распределения ядер-продуктов деления и их возвращения в γ -процесс в качестве новых зародышевых ядер, приводящего к установлению квазистационарного тока ядер (глава 1).

Общее число ядер и уравнений в расчетах зависит от граничных условий и используемой массовой формулы. Вся область рассмотрения ограничивалась следующими химическими элементами: $Z < 110$ (115), поскольку в настоящее время не существует полного набора ядернофизических характеристик (массы, барьеры деления, нейтронные сечения и скорости реакций, время распада) для большинства изотопов более тяжелых элементов. Поэтому, хотя область с $Z > 110$ и очень интересна с точки зрения проверки одного из возможных путей образования сверхтяжелых элементов, это вопрос ближайшего будущего, поскольку интенсивные расчеты ядерных параметров для этой области ведутся разными группами (Толоконников, Саперштейн, 2010; Эрлер и др., 2012; Мёллер и др., 2009; Панов и Лютостанский, 2013). Тем не менее, существующих данных, в том числе полученных в данной работе, достаточно для всестороннего изучения физики протекания γ -процесса, в том числе и в трансурановой области с исследованием влияния вкладов разных типов деления на образование как тяжелых, так и сверхтяжелых ядер.

Основные расчеты γ -процесса, о результатах которых мы будем говорить, были сде-

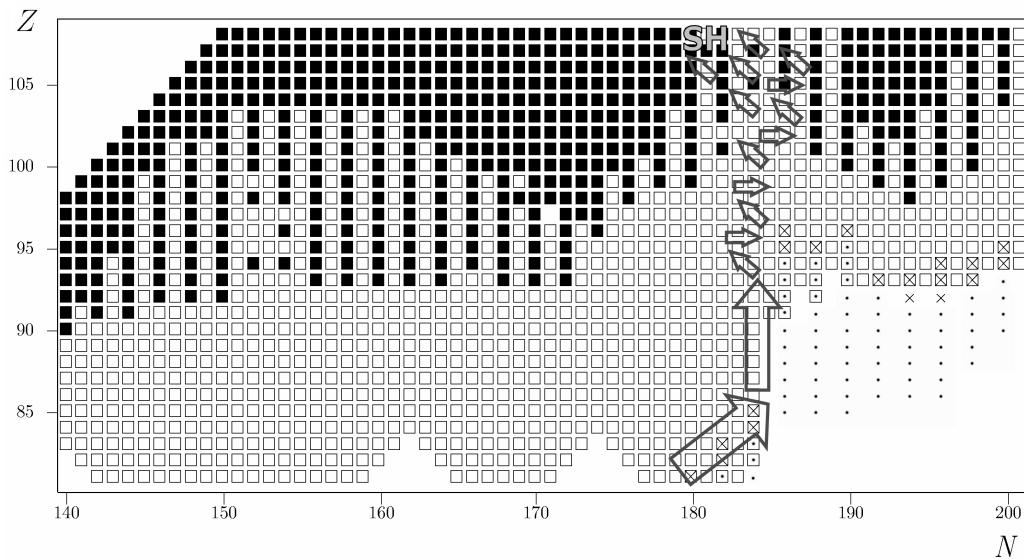


Рис. 50. Путь г-процесса в области трансурановых ядер. Точки: ■ — ядра, у которых барьеры деления меньше, чем энергия связи нейтрона $B_f < S_n$; ● — ядра с $2 > S_n > 0$; □ — ядра, у которых $B_f \geq S_n$; × — ядра, у которых энергия связи нейтрона $S_n \sim 2$ МэВ согласно прогнозам модели ETFSI (Мамду и др. 2001). Стрелками обозначен примерный путь г-процесса на стадии охлаждения.

ланы на основе пакета ядерных данных, основанных на прогнозах ядерных масс, барьеров деления и основанных на них характеристиках (таких как скорости нейтронных реакций) в рамках обобщенной модели с поправкой Струтинского - ETFSI (Абуссир и др., 1995).

Выбор модели ETFSI в наших расчетах был сделан, в основном, по следующим причинам. Во-первых, величины барьеров деления, рассчитанные на основе модели ETFSI, несколько ближе к экспериментально известным значениям, чем значения барьеров деления, полученных на основе других теоретических расчетов. Во-вторых, другие модели систематически занижали величину барьеров деления для сильно нейтроноизбыточных ядер, в частности для ядер с $N \approx 126, 184$ (см., например Мёллер и др., 2009). В-третьих, измерения характеристик синтезированных изотопов СТЭ показали (Оганесян, 2007), что основным каналом распада ряда синтезированных изотопов вблизи области сверхтяжелых элементов является преимущественно альфа-распад, что дает косвенные свидетельства о большой величине барьеров деления актиноидов с числом нейтронов, близким к 184. Использование энергий связи, полученных на основе модели ETFSI (Мамду и др. 2001) прогнозируют значительно меньшую, чем другие рассмотренные модели, вероятность деления изотопов актиноидов из этой области и оставляют

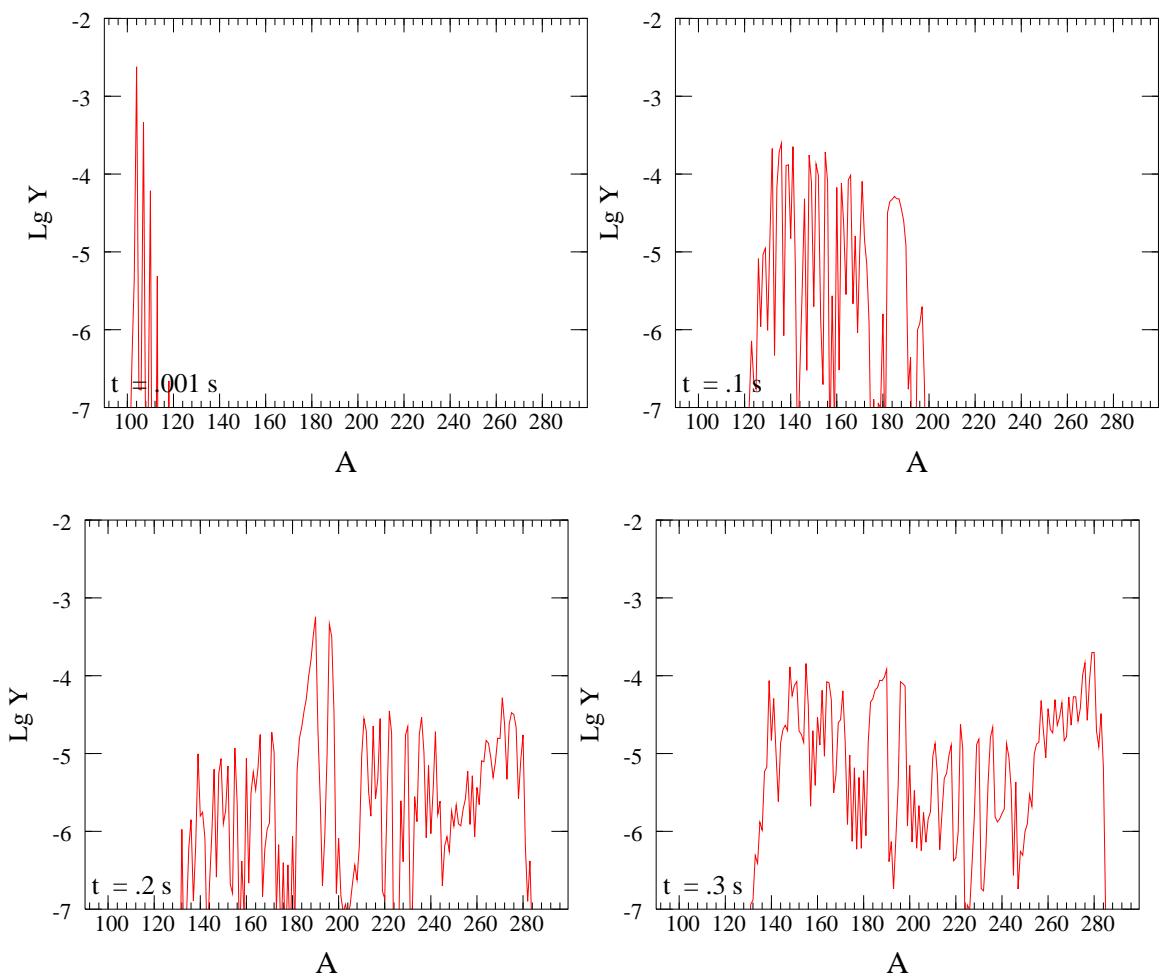


Рис. 51. Динамика образования тяжелых элементов на моменты времени $\tau_r = 0.001, 0.1, 0.2$ и 0.3 секунды в сценарии слияния нейтронных звезд. Выходы представлены в относительных единицах.

возможность для r -процесса продолжать нуклеосинтез в область СТЭ.

Из рис. 50 видно, что область актиноидов разделена долиной, образуемой нуклидами с числом нейtronов $N \sim 184$, в которой могут идти процессы нуклеосинтеза тяжелых элементов, не останавливающиеся интенсивным делением. Ширина этой области невелика: $178 < N < 188$. Долина образована ядрами, для которых из-за высоких барьеров деления скорости деления малы.

Из рисунка 50, а также рисунков 10 и 12 (глава 2) видно, что в долине с шириной $178 < N < 188$ запаздывающее деление слабо и не препятствует (так же, как и спонтанное деление в этой области) r -процессу в образовании изотопов все более тяжелых элементов. Скорость вынужденного деления для ядер этой области не более скорости бета-распада и поэтому, хотя процесс нуклеосинтеза в этой области замедляется, обра-

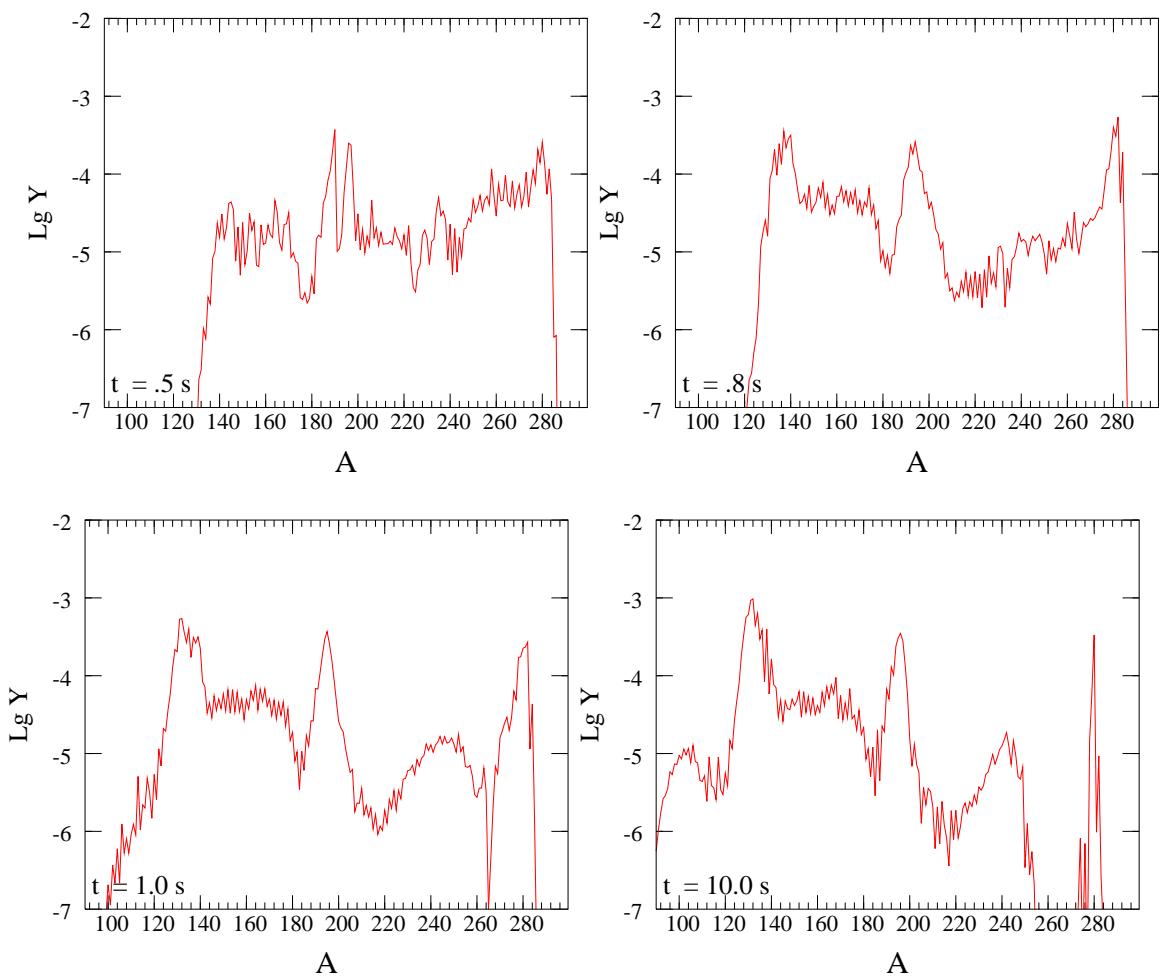


Рис. 52. То же, что и на Рис. 51, но для продолжительности r -процесса $\tau_r = 0.5, 0.8, 1.0$ и 10 секунд. Обозначения те же.

зование сверхтяжелых нуклидов продолжается.

Расчеты показали, что в r -процессе волна нуклеосинтеза может пройти через узкую область ядер с $178 < N < 188$ (см. рис. 50), где барьеры деления заметно выше, скорость процессов деления мала и может достигнуть области сверхтяжелых элементов, однако выход сверхтяжелых элементов существенно зависит не только от используемой модели прогнозирования энергий связи, но и от того, насколько интенсивны процессы деления (вынужденного, запаздывающего и спонтанного) в рассматриваемой области.

На Рис. 51, 52 показана динамика движения волны нуклеосинтеза при образовании тяжелых элементов в r -процессе в разные моменты времени от 0 до 10 секунд — к этому моменту ($t = 10\text{c}$) основной нуклеосинтез прошел, поскольку плотность свободных нейтронов упала ниже 10^{19} см^{-3} и наступил период охлаждения, когда основными модами реакций в области $Z > 100$ становятся бета-распад и частично n -процесс, когда

$\lambda_\beta \sim \lambda_{n,\gamma}$ процесс нуклеосинтеза сверхтяжелых элементов продолжает идти в области $178 < N < 188$. Для элементов с $Z < 84$ продолжаются бета-распады, а в промежуточной области цепочки бета-распадов трансформируют образовавшиеся ядра в область альфа-распада. На Рис. 52 виден пик в области $A \sim 280$, образованный сверхтяжелыми элементами ($Z > 100$).

Представленные на Рис. 51, 52, 53 графики распространности элементов были получены с использованием вероятностей запаздывающего деления и скоростей вынужденного деления, описанных в главе 2. Спонтанное деление было учтено схематически — его вероятность полагалась нулю в области ядер с $Z \geq 100$ и $178 \leq N \leq 188$ и 100% для $Z \geq 100$ и $N < 178$; $N > 188$.

Сверхтяжелые элементы могут быть образованы, если барьеры деления и дефекты масс близки к предсказаниям модели ETFSI. Только что появившиеся расчеты барьера деления (Мёллер и др., 2009) также близки к прогнозам ETFSI. Количество СТЭ сильно зависит также не только от сценария, но и, в более сильной мере, от используемой модели.

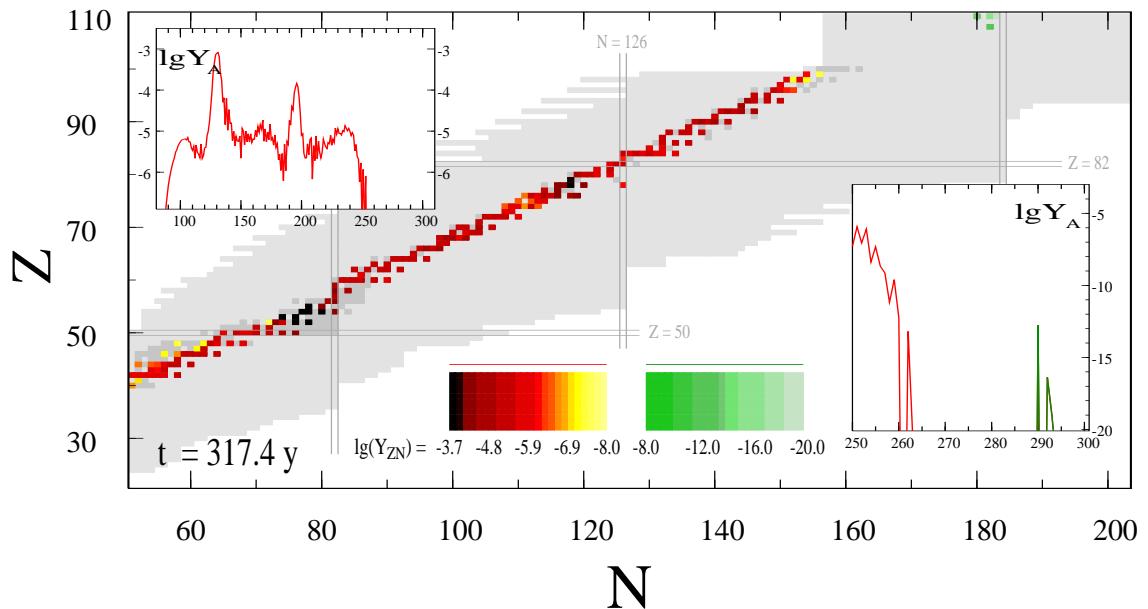


Рис. 53. Расчетная распространность тяжелых ядер в модели слияния нейтронных звезд на момент времени $\tau_r = 317$ лет. Различными оттенками желто-красного цвета показана распространность изотопов разных элементов (Y_{ZN}) вдоль пути г-процесса на данный момент времени (левая шкала соответствия). Для СТЭ ($Z > 100$) использовались оттенки зеленого цвета (правая шкала соответствия). На вставках — распространности изотопов с одинаковыми массовыми числами Y_A для всех элементов (слева вверху) и в области СТЭ (справа внизу), где зеленая линия обозначает вклад СТЭ. Выходы представлены в относительных единицах.

зуемых ядерных данных. Предварительные расчеты сло схематической моделью спонтанного деления показали, что по истечении 10^9 лет отношение $Y(\text{СТЭ})/Y(\text{U}) = 10^{-12} - 10^{-20}$ и зависит как от используемых ядерных данных, так и от рассматриваемого астрофизического сценария, определяющего интенсивность деления вблизи области сверхтяжелых долгоживущих элементов. Для более надежных оценок выходов СТЭ в астрофизическом г-процессе нужны более точные расчеты скоростей запаздывающего и спонтанного деления для элементов с $Z > 100$. Подробно динамика нуклеосинтеза тяжелых сверхтяжелых элементов будет описана в разделе 4.2.3, а зависимость результатов величины выходов сверхтяжелых элементов от разных моделей спонтанного деления будет показана и проанализирована в параграфе 4.3.

4.2. образование тяжелых элементов в модели Слияния Нейтронных Звезд - зависимость выходов от параметров сценария и ядерных данных

Проведенный анализ зависимости результатов расчета нуклеосинтеза от разных моделей расчета энергий связи нейтрона и барьеров деления, использующихся для расчетов скоростей реакций (Панов, Тилемани, 2003), показал, что даже при значительной недооценке значений барьеров деления, роль вынужденного деления в определенных сценариях г-процесса с высокой плотностью свободных нейтронов не уменьшится, а лишь скажется на некоторых параметрах нуклеосинтеза, таких как время цикла и выход ядер тяжелее урана. Расчеты образования элементов в г-процессе в разных сценариях (Корнеев и Панов, 2011) с использованием более современных ядерных данных (Панов и др., 2010). показали большую зависимость выходов тяжелых элементов от ядерных данных.

В следующем параграфе мы покажем, что для сильно нейтронизированной среды и в зависимости от характера изменения температуры и плотности от времени и близости пути г-процесса к границе нейтронной стабильности, роль спонтанного деления среди других типов деления может быть заметна и должна быть учтена в моделях г-процесса.

Но прежде чем перейти к роли спонтанного деления и образованию СТЭ, рассмотрим зависимость выходов (Y_A или Y_Z) тяжелых ядер от модели массового распределения, модели запаздывающего деления и от параметров сценария, а также динамику образования тяжелых элементов.

4.2.1. Зависимость концентраций тяжелых элементов от модели запаздывающего деления при высокой начальной нейтронизации вещества и масс осколков деления

В данном параграфе проанализированы результаты г-процесса, сделанные с различными скоростями запаздывающего деления (Тилеманн и др., 1983; Штодт и Клапдор, 1992) и для массового распределения осколков деления, определяемого простыми моделями на 2 осколка - моделями M1 и M2 (см. параграфы 2.5 и 2.6. ??), что дало нам предварительную информацию о влиянии модели скорости запаздывающего деления (и вклада различных мод деления) на конечные обилия элементов. Ядром для модели Тилеманна и др. (1983)

Сравнение результатов расчетов показало, что форма массового распределения (M1, M2) для разных прогнозов запаздывающего деления (Штодта и Клапдора (1992) или Тилеманн и др. 1983) слабо сказывается на величине параметра $R_{\beta f}^{fis}$ (смотри главу 2). для области ядер $N > 155$ и $Z > 92$ (согласно систематике).

Отметим, что хотя вклады симметричного и асимметричного деления и сравнимы ($0.5 < R_{\beta f}^{fis} < 2$), конкретные цифры могут измениться, поскольку в настоящих расчетах величины $R_{\beta f}^{fis}$ учитывалось только запаздывающее деление.

При условиях, достигаемых не только при слиянии нейтронных звезд (СНЗ), но, например, и при разрушении маломассивных сверхновых (Панов и Чечеткин, 2002), а, возможно, и в других объектах, например, джетах (Камерон, 2001), избыток свободных нейтронов достаточно велик и возможно зацикливание г-процесса и вовлечение в нуклеосинтез вторичных ядер-продуктов деления. Энтропия в рассматриваемом сценарии мала (~ 1), а плотность электронов меняется в пределах $0.05 < Y_e < 0.18$. Величина Y_e была параметром модели, но рассматриваемые значения характерны для состава выбрасываемой части нейтронизованного вещества (смотри Фрайбургхаус и др., 1999б и цитированную там литературу).

Проведённые расчеты показали следующее: кривая распространенности $Y(A)$ в диапазоне $120 < A < 240$ хорошо согласуется с наблюдениями распространенности в солнечной системе (ss-распространенность) даже для грубой модели массового распределения: $A_{fis}=240$, $A_1 = A_2$; или $A_1 = 0.43A_{fis}$ и обрыва г-процесса за счет запаздывающего деления (Коуэн и др., 1999), но сильно отличается для изотопов $100 < A < 120$ и,

естественно, $A > 240$ (см. Рис. 54,55 и рисунки в Панов и др., 2001б).

Конечные обилия Y_A , полученные для двух различных массовых распределений продуктов деления - M1 (Сигер и др., 1965; Лютостанский и др., 1988) и M2 (Иткис и др., 1989) (формула (3), Панов и Тилеманн, 2003а) и различных скоростях запаздывающего деления, представлены на Рис. 54 и Рис. 55.

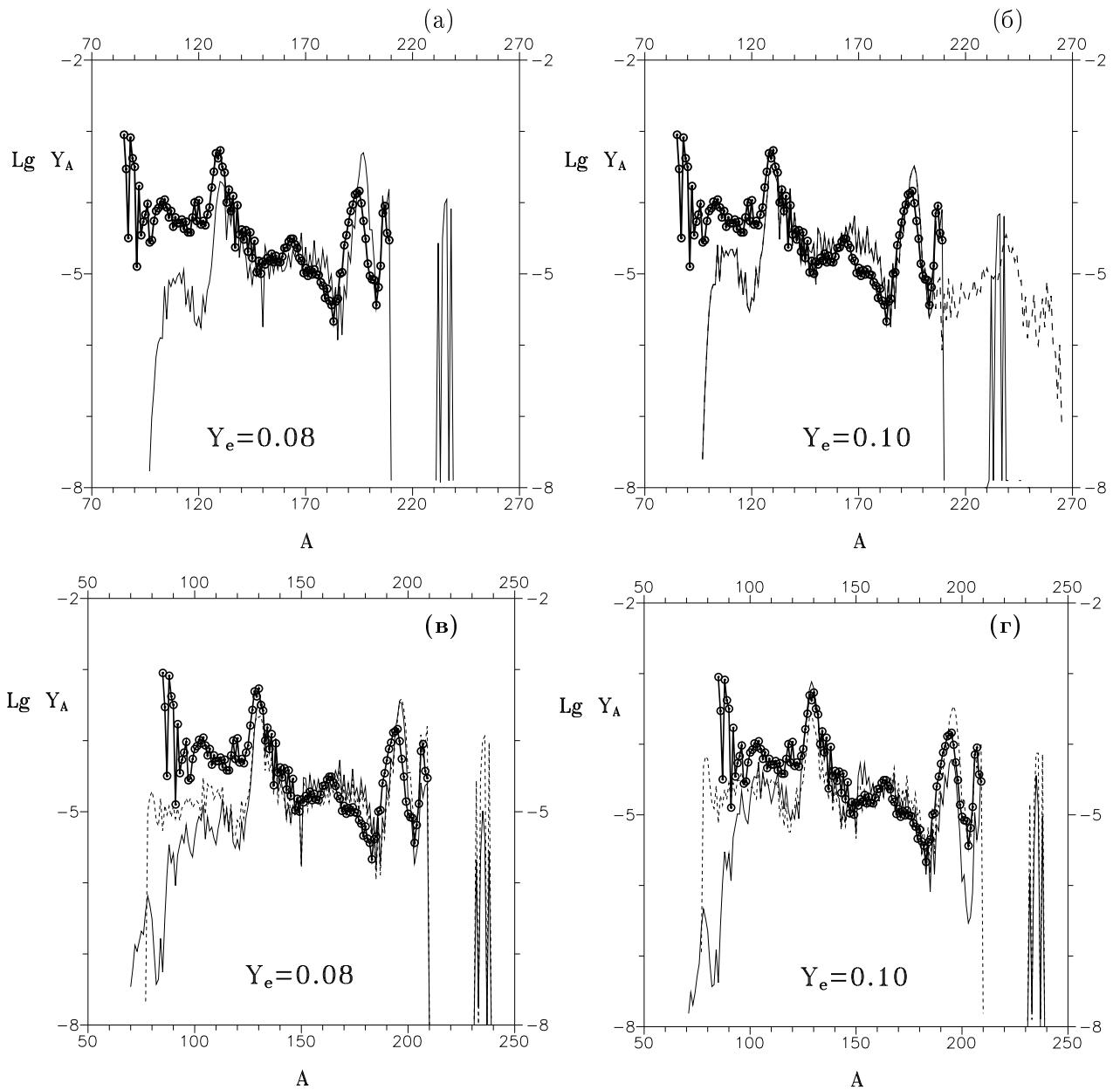


Рис. 54. Зависимость распространенности изотопов $Y(A)$ от начальных значений Y_e , от модели массового распределения продуктов деления (M1, M2) и скоростей деления. Вверху - модель массового распределения продуктов деления M1, вероятности запаздывающего деления согласно Тилеманн и др., 1983. Расчеты с учетом α -распадов (линия) и без учета α -распадов (штриховая линия); Внизу: модель массового распределения продуктов деления M2. Расчеты с вероятностями деления согласно Тилеманн и др., 1983 - линия; и Штодту и Клапдору, 1992 - штриховая линия. Жирная линия и кружки - наблюдения "солнечных" обилий элементов (Андерс и Гривесси, 1989)

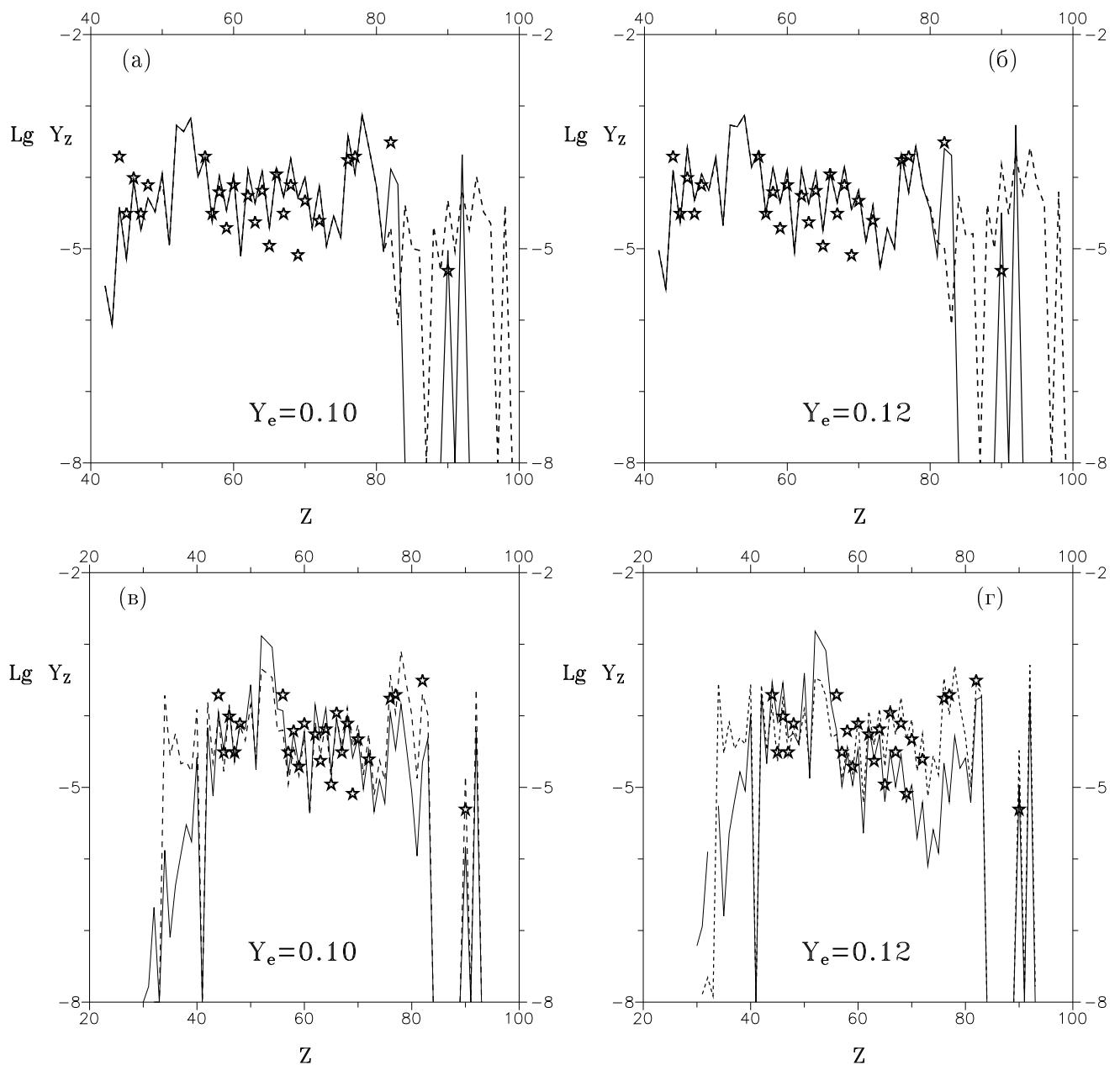


Рис. 55. Зависимость распространенности химических элементов $Y(Z)$ от начальных значений Y_e , от модели массового распределения продуктов деления (M1,M2) и скоростей деления: Вверху - модель массового распределения продуктов деления M1. Расчеты с учетом α -распадов (линия) и без учета α -распадов (пунктир); Внизу - модель массового распределения продуктов деления M2. Расчеты с вероятностями деления согласно Тилеманн и др., 1983 - линия; и Штодту и Клапдору, 1992 - штриховая линия; звезды - наблюдаемая распространность в старых звездах с низкой металличностью (Снеден и др., 2000). Альфа распад учтен.

Из Рис. 54 видно очень хорошее согласие (с учетом параметра Y_e) с данными наблюдений ss-распространенности (ss-solar system) тяжелых элементов для масс $120 < A < 240$. Расчетные концентрации Y_A при меньших массовых числах значительно меньше наблюдаемых и зависят от ядерных данных и массового распределения продуктов деления.

Процессы запаздывающего и вынужденного деления приводят к одному эффекту – увеличению скорости зацикливания - замедлению продвижения волны нуклеосинтеза в область более тяжелых актинидов в результате деления и вовлечения вторичных ядер – продуктов деления в г-процесс. Из Рис. 25 (см. параграф 2.3) хорошо видно, что за счет более высоких значений вероятностей запаздывающего деления на пути г-процесса при высоких плотностях свободных нейтронов $n_n > 10^{24} \text{ см}^{-3}$ для данных Штодта и Клапдора (1992) активно процесс деления начинается для мельчайших Z и A. Поэтому в результате деления образуются продукты деления с массами менее 90 и порядковым номером $Z < 40$ (Рис. 54(в,г) и 55(в,г)) и время цикла больше, чем время цикла при использовании $P_{\beta df}$ Тилеманна и др.(1983), что приводит к принципиальной разнице в конечных концентрациях.

Главным различием имеющихся на сегодняшний день прогнозов вероятностей запаздывающего деления Тилеманна и др., (1983) и Штодта и Клапдора (1992) было (как уже обсуждалось в Панов и Тилеманн, 2003а) наличие больших значений $P_{\beta df}$ для меньших масс большинства химических элементов Тилеманна и др., (1983) по сравнению с расчетами Штодта и Клапдора (1992).

Однако в области $A \approx 130$ и 196 лучшее согласие с наблюдениями было получено в расчетах, проведенных с использованием вероятностей деления Тилеманна и др. (1983). Это подтверждает важность надежных расчетов силовых функций бета-распада, необходимых для расчетов величин $P_{\beta df}$.

Очень хорошее совпадение результатов расчетов Y_Z с наблюдениями как ss-распространенности, так и распространенности элементов в старых звездах (Снеден и др., 2000 и Коэн и др., 1999) получено при $Y_e=0.08-0.12$ не только для элементов с $56 < Z < 76$ (Рис. 55) с использованием различных скоростей запаздывающего деления (Тилеманн и др., 1983; Штодт и Клапдор, 1992). Причем согласие с наблюдениями в области $Z \approx 44-48$ появляется только в случае асимметричного деления, приводящего к мельчайшим значениям времени цикла, причем оно наблюдается и для более широкого диапазона значений начального нейтронного избытка Y_e . Это показывает, что продолжительность г-процесса в очень старых звездах достаточно велика и деление играет важную роль и, возможно, определяет наблюдаемую распространенность, хотя бы части нуклидов в области масс $100 < A < 120$.

Поясним, что мы не задавались в данном параграфе найти лучшее согласие с на-

блудениями путем суперпозиции решений. Нашей целью было понимание как влияния начального избытка нейтронов, массового распределения продуктов деления и данных по запаздывающему делению, так и роли различных каналов деления на нуклеосинтез в г-процессе.

4.2.2. Роль запаздывающего и вынужденного деления

Рассмотрев ранее (Панов и др., 2000) различные модели массового распределения и его влияния на обилия элементов, образующихся в г-процессе в конкретном сценарии слияния нейтронных звезд, в котором г-процесс идет в условиях высоких плотностей свободных нейтронов (Фрайбургхаус и др., 1999а), мы использовали в данных расчетах преимущественно систематику Иткиса и др. (1989), поскольку вопрос о массовом распределении продуктов деления сильно нейтронизбыточных ядер мало изучен и требует отдельного обсуждения.

Для дальнейшего прояснения вопроса о вкладе асимметричного деления - для интерпретации наблюдений в области масс $A \sim 100 - 120$ необходимы как наблюдения распространности элементов с $Z \sim 30$, так и более надежные расчеты скоростей деления.

Рассмотрим результаты интегрального влияния вынужденного деления на выходы элементов в г-процессе. В расчеты г-процесса, обсуждаемые в этом параграфе, были включены данные по вынужденному делению для всех изотопов от франция ($Z=87$) до фермия ($Z=100$), рассчитанные с помощью кода SMOKER (Тилеманн и др., 1987), и барьерами деления на основе разновидности модели жидкой капли (Ховард и Мёллера, 1980).

На Рис. 5б показано движение волны нуклеосинтеза и изменение во времени распространности Y_A в рассматриваемом нами сценарии при начальном избытке нейтронов $Y_e=0.1$. Расчеты проводились в соответствии с полученными Россвогом и др. (1999) профилями температуры и плотности от времени $T_9(t)$ и $n_n(t)$ и начальными значениями $T_9(0)=6$ и $n_n(0) = 10^{35}$ (тонкая линия в области $100 < A < 120$ на Рис. 5б (а)).

На четырех графиках Рис. 5б линией обозначены концентрации изотопов в различные моменты времени: 1) при продолжительности г-процесса 0.5 секунды (рис. Рис. 5б(а)) практически все ядра с $A < 180$ выгорели и началось образование вторичных

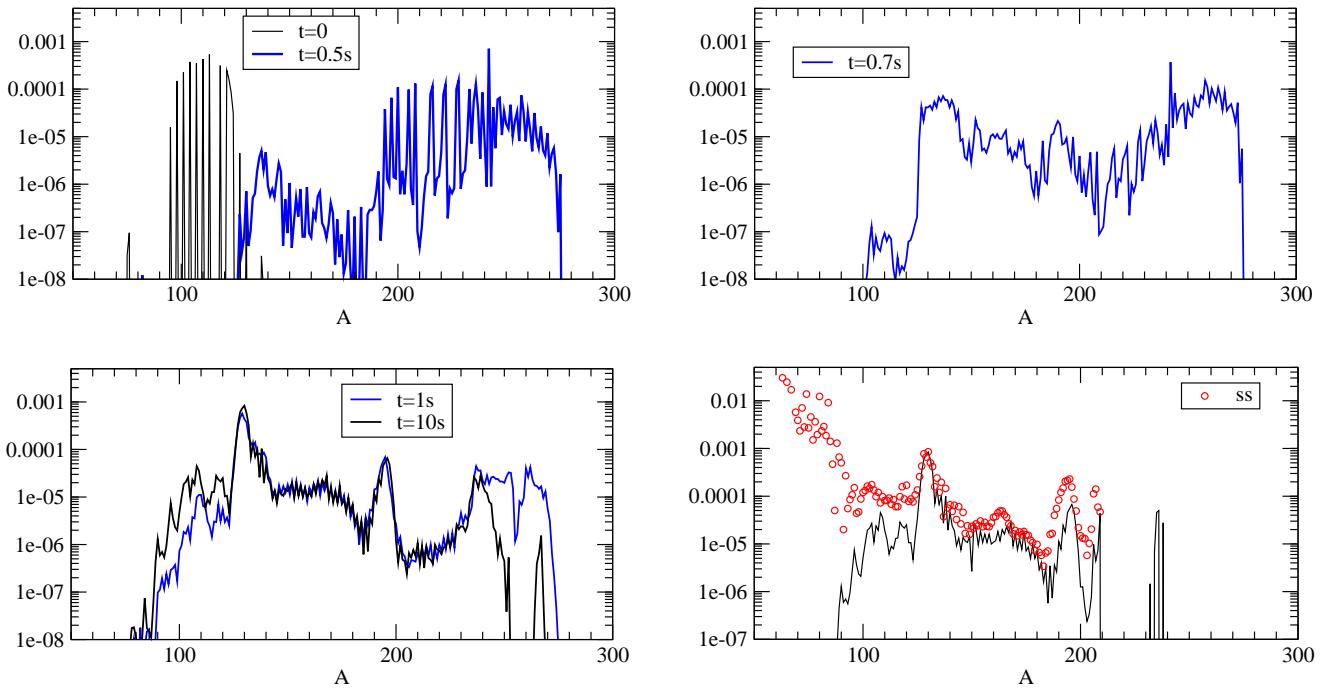


Рис. 56. Изменение распространенности во время γ -процесса: продолжительность нуклеосинтеза $\tau=0.5$ (а), 0.7 (б), 1 .(в), 10 секунд и конечная распространенность (г). Начальный (для начала γ -процесса) состав при $t=0$ (а) показан тонкой линией. ss-распространенность обозначена кружками.

ядер в области $A \approx 130$ за счет деления; 2) при $\tau_r=0.7$ (рис. Рис. 56 б) за счет деления (в первую очередь вынужденного) и зацикливания γ -процесса опять образованы ранее сгоревшие изотопы с массами от 120 до 200, в связи с падением плотности свободных нейтронов до 10^{20}см^{-3} процесс вынужденного деления почти прекращается, заканчивается захват нейтронов и движение волны нуклеосинтеза останавливается; 3) при $\tau_r=10$ (рис. Рис. 56в) - практически закончено образование новых ядер за счет бета-распада и запаздывающего деления; 4) при $\tau_r = 10^{10}\text{s}$ (рис. Рис. 56г) приведена конечная кривая распространенности, учитывающая не только бета-распад, но также и альфа распад.

Расчеты (Панов и Тилеманн, 2003б) показали, что когда плотность свободных нейтронов достаточно высока, во время γ -процесса ядра средних масс образуются как в симметричном так и асимметричном делении. Однако ядра с массами менее 130 быстро выгорают. И только при падении нейтронной плотности ниже критической и остановке γ -процесса в процессе запаздывающего асимметричного деления образуются наиболее легкие ядра с $90 < A < 120$, поэтому в рассмотренном сценарии их выход ниже наблюдаемых значений.

На Рис. 57 показаны конечные распространенности элементов (без учета альфа-

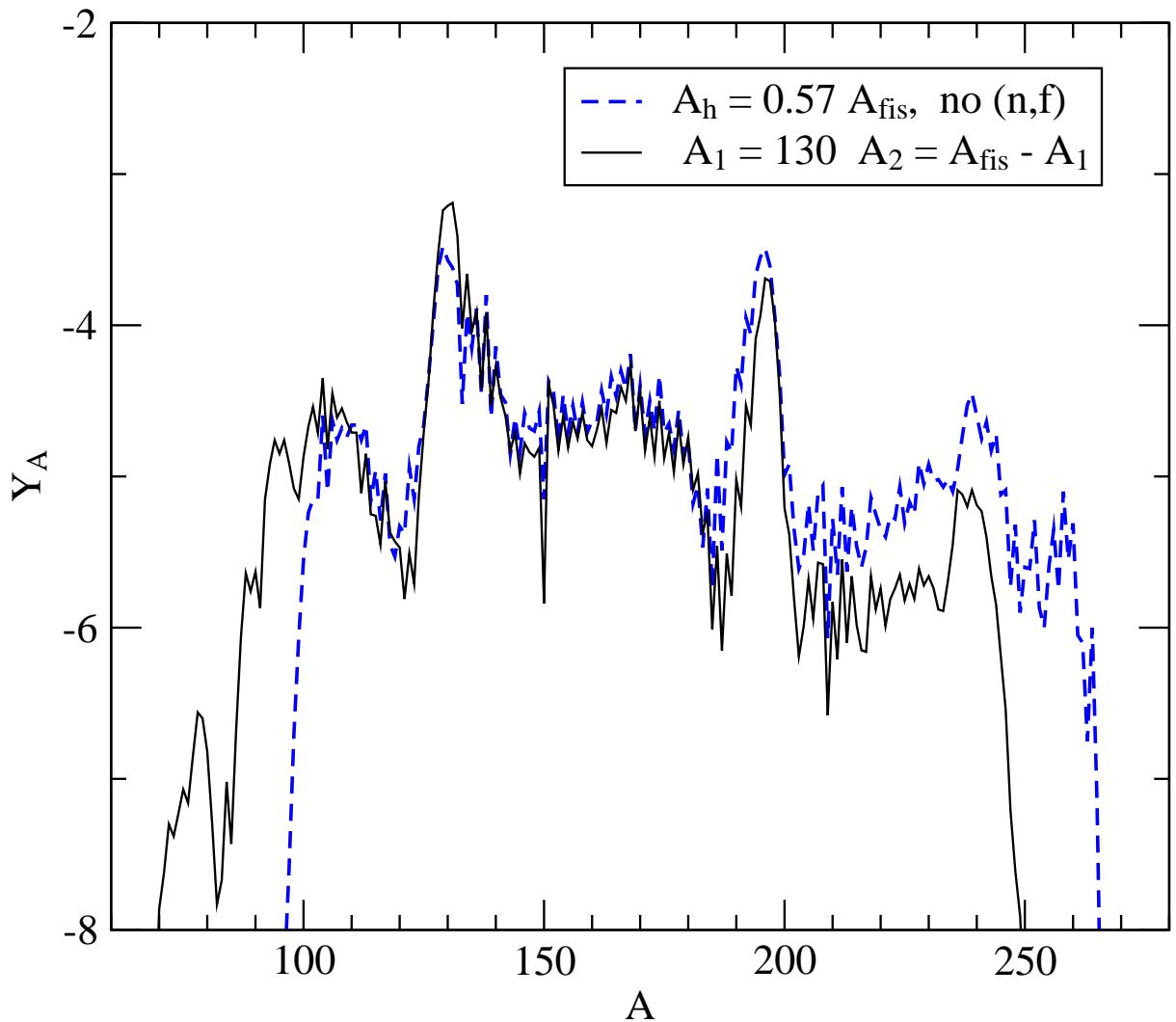


Рис. 57. Конечные распространенности элементов (без учета альфа-распада) для различных представлений распределения масс ядер-продуктов деления и с учетом (линия) и без учета (штриховая линия) вынужденного деления.

распада) для различных представлений распределения масс ядер-продуктов деления с учетом (линия) и без учета (штриховая линия) вынужденного деления. Очевидно, что учет вынужденного деления устраняет перепроизводство элементов третьего пика (по отношению к распространенности элементов второго пика), а различные представления о массовой асимметрии продуктов деления приводят к сильным различиям в выходах ядер в области масс $80 \leq A \leq 120$.

На Рис. 58 показано сравнение вкладов запаздывающего и вынужденного деления как на различных стадиях нуклеосинтеза (слева), так и роль вклада в нуклеосинтез деления различных химических элементов (справа).

На основе проведенных расчетов можно сделать вывод, что вынужденное деление

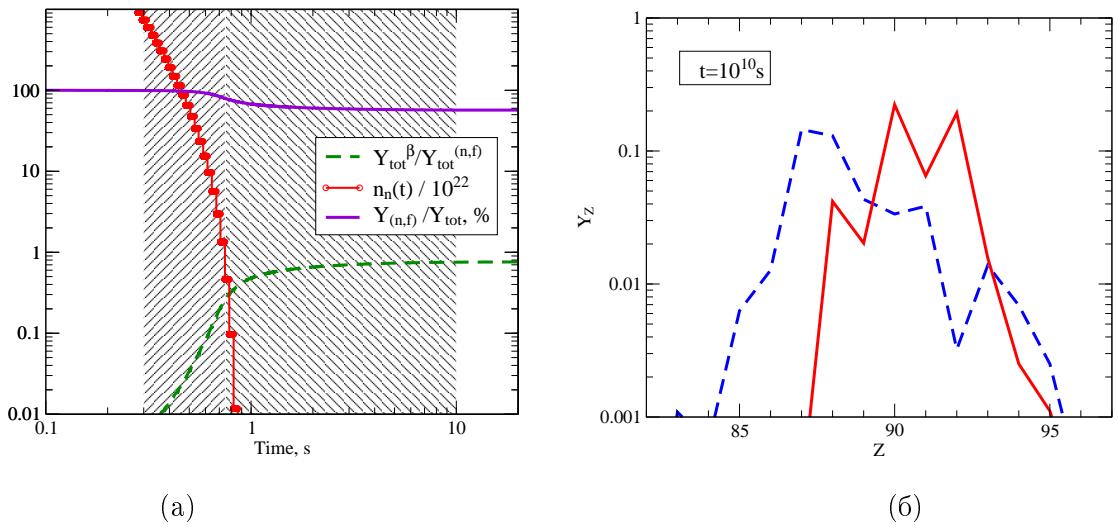


Рис. 58. а) динамика изменения роли запаздывающего и вынужденного деления: Доля вторичных ядер (в процентах), образованных за счет вынужденного деления (линия) и отношение числа делений в процессе бета-распада к числу делений в результате вынужденного деления (штриховая линия); концентрация свободных нейтронов (линия с кружками); заштрихованы области, где преобладает вынужденное (левая штриховка) и запаздывающее (правая штриховка) деление. б) доля химических элементов, распавшихся в течение нуклеосинтеза в сценарии СНЗ за счет вынужденного (линия) и запаздывающего (штриховая линия) деления.

должно играть определяющую роль в зацикливании γ -процесса, когда плотность нейтронов достаточно высока. Скорости вынужденного деления (с барьераами Ховарда и Мюллера, 1980), особенно для трансурановых элементов, настолько велики (Таблица 1), что, как показали предварительные оценки, даже для более высоких барьеров Мамду и др. (1998) или Майерса и Святецкого (1999) этот канал деления останется важным.

На основе вышесказанного мы можем заключить, что для рассматриваемого сценария слияния нейтронных звезд в выбрасываемом сильно нейтронизированном веществе ($Y_e = 0.1$) вынужденное деление играет основную роль в зацикливании γ -процесса, пока плотность нейтронов не упадет до 10^{22} см^{-3} , и этот процесс является основным препятствием образования сверхтяжелых элементов. Но, тем не менее, значительная часть вторичных ядер образуется за счет запаздывающего деления в конце γ -процесса, когда плотность свободных нейтронов уже мала для поддержания γ -процесса и из ядерных реакций идет только бета-распад и запаздывающее деление, продолжая менять обилия отдельных изотопов как в области перед вторым пиком, так и в области элементов тяжелее свинца (которые за счет альфа-распадов в итоге приведут к образованию Pb, Bi, Th, U).

Очевидно, что вынужденное деление сильно влияет на образование ядер с $Z > 87$ (Рис. 58). Но, не обсуждая здесь вопрос о зависимости скоростей деления от барьеров деления, наши параметрические расчеты показали (Рис. 57), что даже если использованные скорости деления завышены, характер окончания r -процесса сильно не изменится. Если реальные барьеры деления окажутся выше использованных в данной работе барьеров Ховарда и Мюллера (1980), то область активного деления сместится в область химических элементов с большим Z .

Нет сомнений, что деление играет в r -процессе важную роль и необходимы более точные данные как по скоростям деления, так и по массовому распределению ядерных продуктов деления, которые должны быть использованы при дальнейшем развитии теории быстрого нуклеосинтеза.

4.2.3. Динамика образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в r -процессе

В главе 1 были подробно описаны основные стадии r -процесса, представлены физический сценарий и математическая модель r -процесса, в главе 2 были рассчитаны скорости нейтронных реакций, необходимые для расчета r -процесса, а также скорости спонтанного, запаздывающего и вынужденного деления и показана их зависимость от различных ядерных характеристик. В этом параграфе будет рассмотрены динамика протекания r -процесса и изменение характера образования тяжелых ядер на различных стадиях нуклеосинтеза. В сильно нейтронизованном веществе, выбрасываемом в пространство в процессе слияния нейтронных звезд, создаются условия для протекания процесса быстрого нуклеосинтеза (на момент начала r -процесса отношение числа электронов к числу барионов $Y_e \approx 0.1$ (т.е. избыток нейтронов $\eta \approx 0.8$) и количество нейтронов достигает нескольких сотен на одно зародышевое ядро).

Существует две стадии основного r -процесса, на которых деление оказывает существенное влияние на образование химических ядер: 1) интенсивное образование новых ядер в r -процессе - т.е. захват нейтронов и последующий бета-распад и 2) процесс возвращения короткоживущих нейтронизбыточных ядер в область стабильных и долгоживущих после падения нейтронного потока ниже 10^{20} см^{-3} . На первой стадии в рассматриваемом сценарии происходит установление квазиравновесного тока ядер между

вторым пиком и областью деления за счет вовлечения ядер продуктов деления в нуклеосинтез в качестве вновь образуемых зародышевых ядер. Установление постоянного тока ядер начинается, когда волна γ -процесса достигает области деления, а плотность нейтронов всё ещё велика как для поддержания γ -процесса, так и возвращения нуклеосинтеза в область с $A \sim 100$ за счёт, в основном, интенсивного вынужденного деления, скорость которого выше скорости радиационного захвата нейтрона. Вторая стадия начинается при падении плотности нейтронов, когда ядра, в основном за счёт β -распада, возвращаются в область стабильных ядер. Подробно рассмотрим γ -процесс на этих стадиях и общее влияние деления на образование тяжелых элементов.

Рассмотрим несколько важных моментов продвижения волны нуклеосинтеза от исходного распределения зародышевых ядер, сформировавшихся на стадии слияния нейтронных звезд и выброса части вещества до полного окончания процесса нуклеосинтеза, отраженных на рис. 59–64). Для более аккуратного учета продуктов деления в расчетах этого и последующих параграфов использовалась модель массового распределения продуктов деления, описанная в параграфе 2.5. На Рисунках показаны результаты расчетов нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд, полученных при значении $Y_e = 0.1$. Поскольку результаты расчета тяжелых элементов, рассматриваемые ниже, по сравнению с рядом расчетов γ -процесса, представленных в настоящей работе, была получены с учетом проникновения волны нуклеосинтеза в область с $Z > 100$, одновременно с формированием тяжелых ядер будет показана возможность образования короткоживущих сверхтяжелых ядер, формирующихся на основе выживших в процессе деления изотопов. Динамика трансформации образовавшейся группы сверхтяжелых элементов на поздних временах в сценарии взрыва сверхновой будет рассмотрена также в главе 5.

Каждый рисунок состоит из трёх частей: основная часть – карта ядер, показывающая изотопный состав и обилия $Y(N, Z)$ всех ядер, и две врезки – распространность ядер от массового числа в области тяжелых ядер (в левой верхней части рисунка) и отдельно и более подробно – выходы в области сверхтяжелых ядер (справа внизу). На основном рисунке для каждого изотопа (N, Z) цветом отмечено количество ядер в конкретный момент γ -процесса: от черного ($Y > 10^{-3}$) до желтого ($Y \approx 10^{-8}$), если количество ядер данного элемента меньше ($Y < 10^{-8}$) – он отмечен серым цветом. В области СТЭ ($Z > 100$, $A > 275$) диапазон показываемых значений расширен для на-

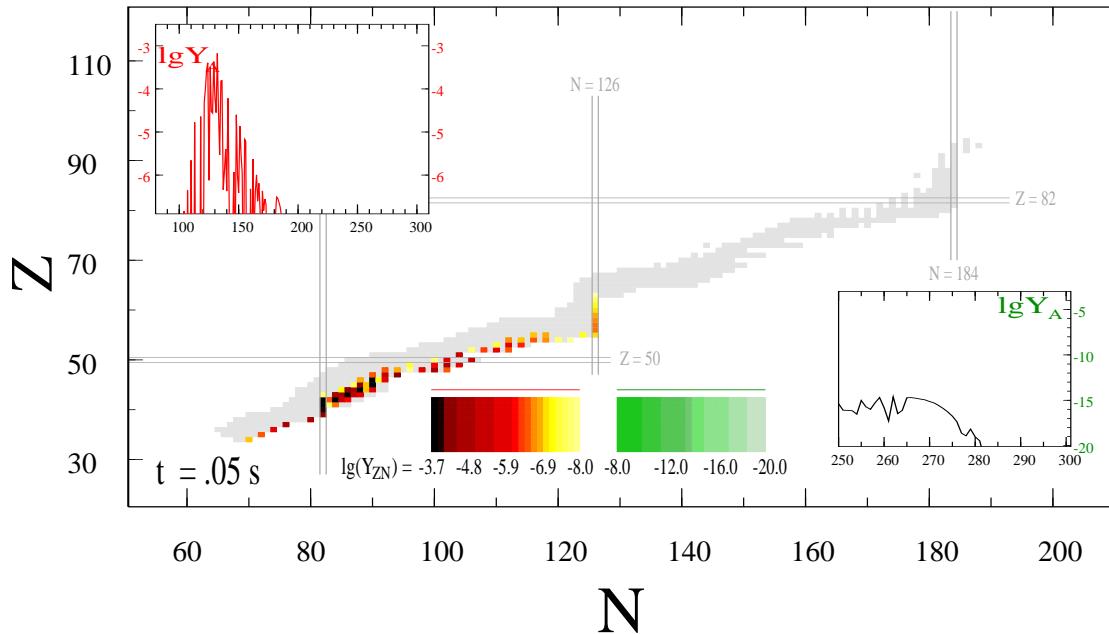


Рис. 59. Расчетная распространенность тяжелых ядер в модели слияния нейтронных звезд на момент времени $\tau_r = 0.05$ с. Различными оттенками желто-красного цвета показана распространенность изотопов разных элементов (Y_{ZN}) вдоль пути r -процесса на данный момент времени (левая шкала соответствия). Для СТЭ ($Z > 100$) использовались оттенки зеленого цвета (правая шкала соответствия). На вставках — распространенности изотопов с одинаковыми массовыми числами Y_A для всех элементов (слева вверху) и в области СТЭ (справа внизу), где зеленая линия обозначает вклад СТЭ. Выходы представлены в относительных единицах.

глядности оттенками зеленого цвета ($10^{-8} > Y > 10^{-20}$). Более полное соответствие между цветом и количеством показано на шкале цветности внизу диаграммы. На левой врезке показана зависимость распространенности ядер от массового числа в области тяжелых ядер для значений $Y > 10^{-8}$. На правой врезке тоже самое, но области СТЭ и значений $Y > 10^{-20}$: черная линия показывает общее количество всех ядер, а зеленая линия — только вклад СТЭ.

На рисунке 59 изображено начало r -процесса ($\tau_R = 0.05c$), когда распределение зародышевых ядер по сравнению с начальными данными (см. рисунок 51) изменилось незначительно. Из карты ядер видно, что наиболее обильные ядра за счет учёта кинетики разных парных реакций и β -распадов расположены вдоль границы нейтронной стабильности.

На верхней части рисунка 60 показан момент времени $\tau_R = 0.2c$, когда среднее количество захваченных нейтронов равно ≈ 100 и в r -процессе на данный момент образовано заметное количество ядер в трансурановой области. Также на основном графике хоро-

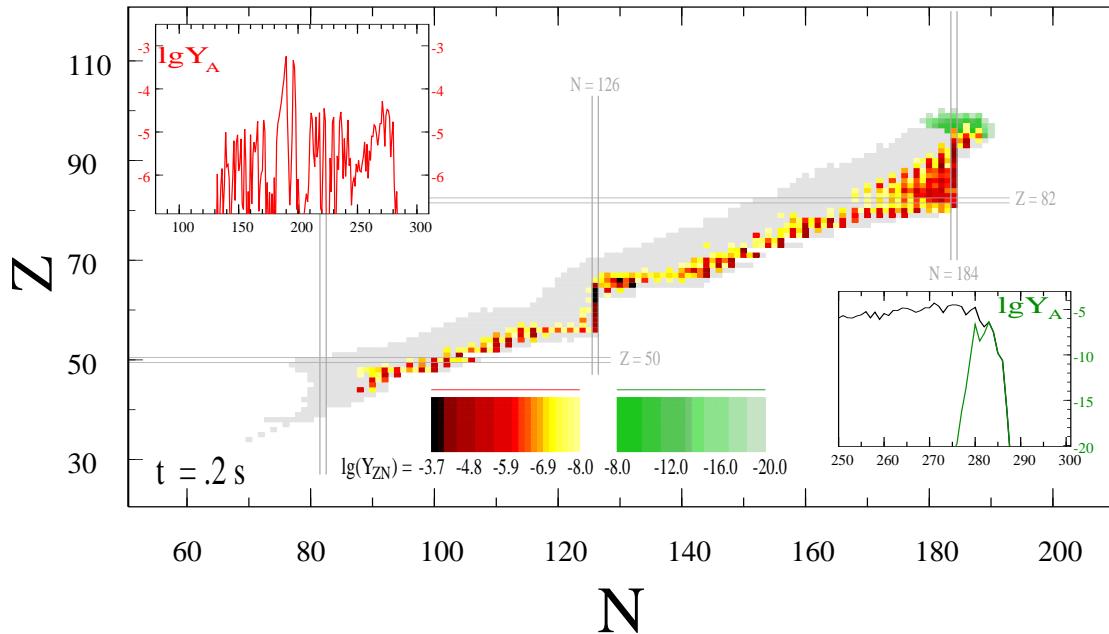


Рис. 60. Расчетная распространенность на момент времени ядер в модели слияния нейтронных звезд на момент времени $\tau_R = 0.2$ с.

шо видно накопление ядер вблизи магических нейтронных чисел $N = 126$ и $N = 184$.

На рисунке 61 ($\tau_R = 0.5c$) показан момент, когда часть ядер уже испытала деление и пополнила область новых зародышевых ядер для продолжения г-процесса. Видно, что вновь образованные ядра вовлекаются в г-процесс, обеспечивая непрерывный ток ядер от изотопов с меньшим А к большим. Всё это приводит к установлению постоянного тока ядер во всей области тяжелых элементов. Одновременно, из-за уменьшения плотности нейтронов путь г-процесса начинает сдвигаться от границы нейтронной стабильности к области стабильных ядер. Это легко увидеть, сравнив цветные области на основных рисунках, представляющих нуклеосинтез в разные моменты времени.

К окончанию первой секунды после начала г-процесса (рисунок 62) плотность нейтронов падает, путь г-процесса всё больше отдаляется от границы нейтронной стабильности, нейтронные захваты почти прекратились, короткоживущие ядра испытывают β-распады, а в области актинидов и деление. За счёт запаздывающих нейтронов и падения температуры, значительно уменьшается нечетно-четный эффект в выходах Y_A и начинается формирование окончательной картины распространённости химических элементов (Рис. 63). Видно начало быстрого уменьшения короткоживущих изотопов в районе $A = 215$ и $A = 265$ за счет β-распада и запаздывающего деления (по сравнению с

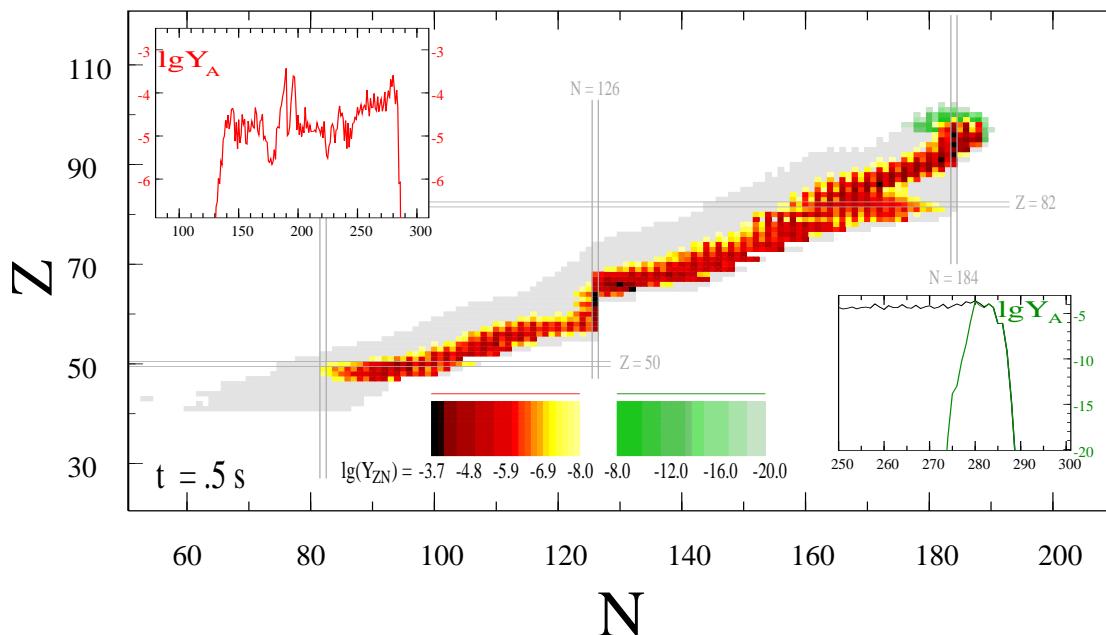


Рис. 61. Расчетная распространенность на момент времени ядер в модельном слиянии нейтронных звезд на момент времени $\tau_r = 0.5$ с.

Рис. 62). На врезке, отображающей образование сверхтяжелых ядер видно, что практически все ядра массой $A \geq 275$ являются изотопами сверхтяжелых элементов ($Z > 100$) - зелено-красный островок на основной карте ядер (рис. 62) с центром $N \sim 180$, $Z \sim 98$ составляют ядра, которые в результате бето-распадов трансформируются в сверхтяжелые элементы, что подробно будет рассмотрено в следующих параграфах главы.

К десятой секунде уже формируется ярко выраженный остров короткоживущих СТЭ. Химические элементы с $A \sim 265$ полностью распались, продолжается распад как элементов с $A \sim 215$, так и острова СТЭ. Область образовавшихся в г-процессе ядер всё более отделяется от границы нейтронной стабильности (рисунок 63, вверху).

К трем годам (рисунок 64, вверху) уже сформирована большая часть кривой распространённости, за исключением изотопов урана и тория, практически полностью распался остров сверхтяжёлых ядер, продолжается распад долгоживущих радиоактивных ядер, в том числе и за счет α -распада.

Через 10^{10} секунд (317 лет) - Рис. 64(внизу) сверхтяжелые ядра уже полностью распались, из радиоактивных остались только космохронометры – ядра урана и тория. Также на левой врезке добавилась информация о солнечной кривой распространности (черные точки). На правой врезке нижнего рисунка появился график распреде-

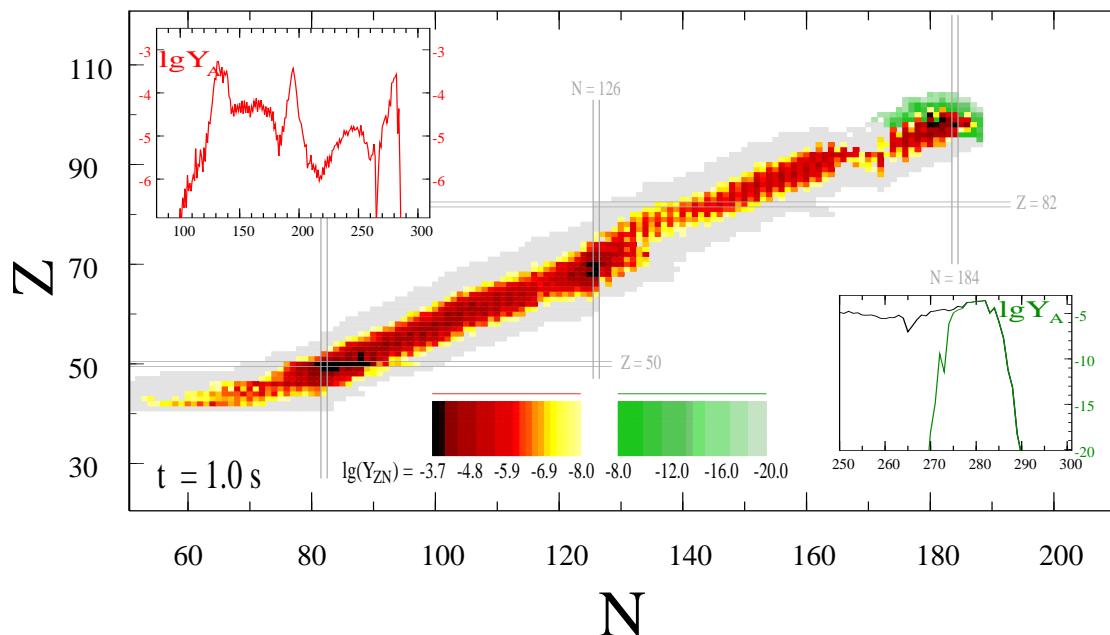


Рис. 62. Расчетная распространенность на момент времени тяжелых ядер в модельном слиянии нейтронных звезд на момент времени $\tau_r = 1$ с.

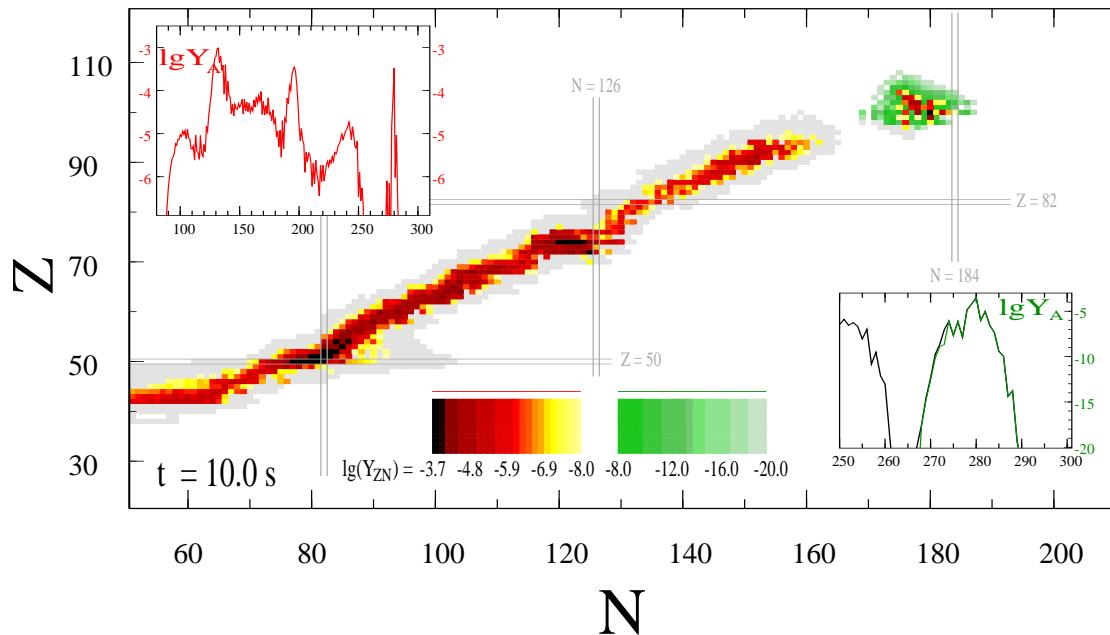


Рис. 63. Расчетная распространенность на момент времени тяжелых ядер в модельном слиянии нейтронных звезд на момент времени $\tau_r = 10$ с.

ненности элементов, который подробно рассмотрен на следующем рисунке.

На рисунке 65 слева показано сравнение результатов расчёта Y_A с солнечной кривой

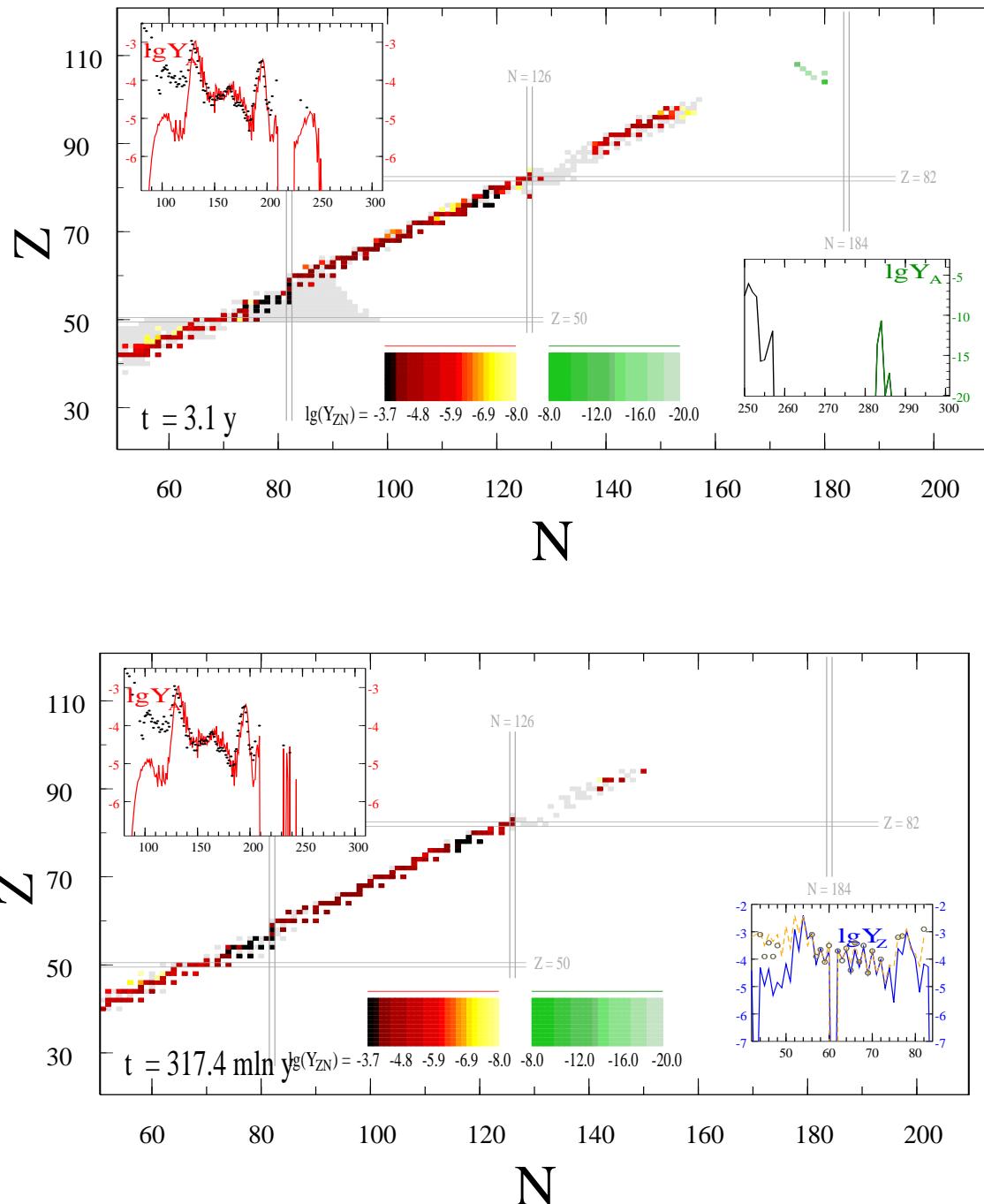


Рис. 64. Расчетная распространенность тяжелых ядер в модели слияния нейтронных звезд. Вверху: на момент времени $\tau_r = 3$ года. Внизу: для продолжительности г-процесса $\tau_r = 10^{10}$ с. На верхнем рисунке справа вверху в районе $Z \approx 104 - 108, N \approx 174 - 180$ видны образованные изотопы СТЭ. На нижнем рисунке видно, что $Y_{che} < 10^{-20}$. Альфа-распад учтен. На правой врезке нижнего рисунка появился график распространенности элементов, который подробно приведен на следующем рисунке.

распространённости г-элементов, а также абсолютное отклонение рассчитанных кон-

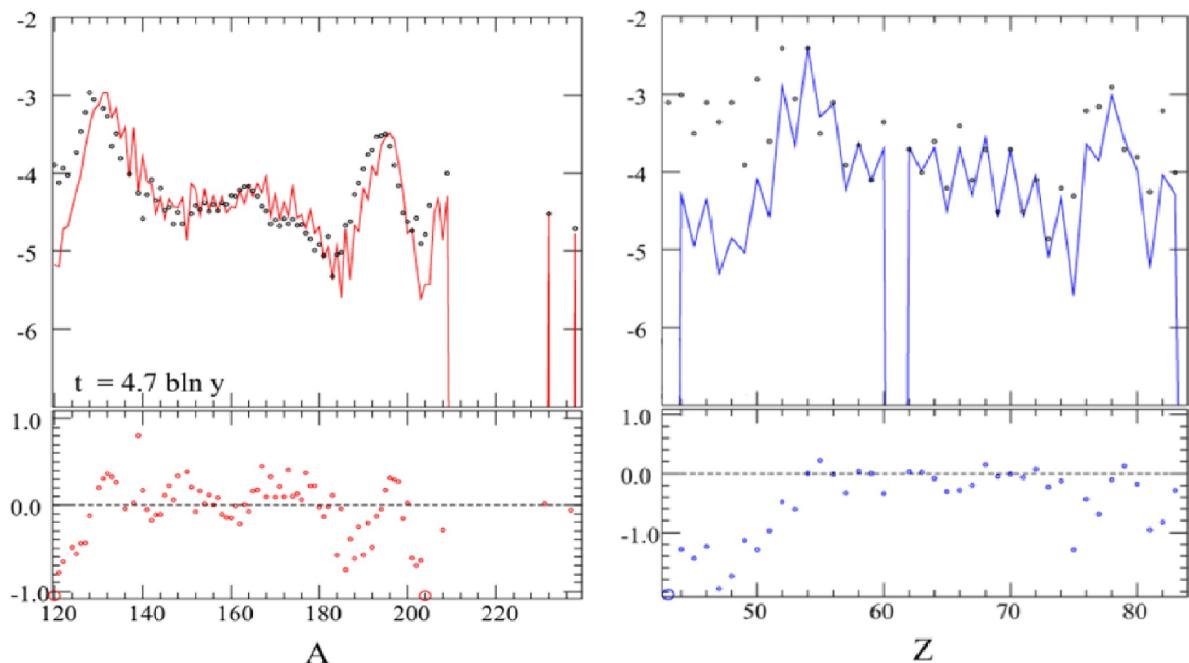


Рис. 65. Распространенность изотопов рез 4.7 млрд лет после нуклеосинтеза. В расчетных и наблюдаемых концентрациях элементов Y_A и Y_ZA че-
з 4.7 млрд лет. В нижней части рисунков по-
казано отношение Y_A к наблюдаемым концен-
трациям. Видно хорошее согласие расчета с наблюдениями.

центраций от наблюдаемых в солнечной системе. Нормирование абсолютных значений между расчетной и солнечной кривыми производилось по концентрации элементов в пике $A \sim 195$. Несмотря на уменьшившийся, но сохранившийся четно-нечётный эффект, возникающий из-за сильного колебаний прогнозов энергий связи нейтрона для всех теоретических моделей ядерных масс, видно хорошее согласие результата расчёта с наблюдениями.

Время, прошедшее после окончания τ -процесса, приблизительно соответствует возрасту солнечной системы. Видно хорошее совпадение количества образовавшихся в процессе нуклеосинтеза ядер космохронометров U и Th , с наблюдаемым в солнечной системе. Образование ядер-космохронометров будет рассмотрено подробно в следующем параграфе (см. также Рис. 70).

На рисунке 65 (справа) производится сравнение, аналогичное предыдущему, но для химических элементов, Y_Z . При сравнении рисунков видно, что результаты расчёта находятся в хорошем согласии с наблюдениями распространенности химических элементов в различных звездах низкой металличности и в солнечной системе.

Отметим, что в данной главе все иллюстрации сделаны с учетом схематической модели спонтанного деления, которое, как будет показано ниже, влияет в основном на

выходы сверхтяжелых элементов и ядра-космохронометры. На изменение выходов элементов легче тория и урана, модель спонтанного деления, использующаяся в расчетах нуклеосинтеза, влияет слабо. Подробно этот вопрос - влияния модели спонтанного деления, как и относительная роль всех трех типов деления, будет рассмотрена в следующем параграфе этой главы.

4.3. спонтанное деление и образование сверхтяжелых элементов (СТЭ)

В настоящее время в природе обнаружено около 300 ядер (Никс, 1973) — это ядра изотопов различных элементов, содержащие от 1 до 94 протонов. Все стабильные и долгоживущие ядра вместе с ядрами, полученными за последние 50 лет искусственным путем (примерно 2000), составляют менее четверти всех существующих и образующихся в ядерных реакциях атомных ядер. В процессах нуклеосинтеза участвуют все ядра, образование которых не запрещено законами сохранения, причем в быстром нуклеосинтезе участвует до 70% из них (около 6000). Наиболее тяжелое искусственное ядро, полученное в экспериментах на ускорителях (Оганесян 2008), содержит 118 протонов и имеет массовое число, равное 294.

Начатые Г.Н.Флеровым, уже много лет ведутся поиски ядер, значительно более тяжелых, чем до сих пор известные. Эти "сверхтяжелые" ядра пытаются как найти в природе, так и получить искусственно в экспериментах с тяжелыми ионами, проводящихся на ускорителях. Ожидается, что время жизни таких ядер должно быть достаточно большим, и тогда небольшая их фракция избежит распада и может быть найдена в космических лучах, древних земных породах или урановых рудах. В природе сверхтяжелые элементы (СТЭ) могут быть образованы, в частности, в астрофизическом г-процессе (Бэрбидж и др.1957), путь которого идет практически вдоль линии нейтронной стабильности (Панов 2003а) и при определенных условиях может достигать "острова стабильности". Относительный выход СТЭ сильно зависит как от астрофизического сценария, так и от используемых ядерных данных. Поэтому, с одной стороны, поиски СТЭ могут указать на сценарии их образования в природе, а с другой — облегчить выбор теоретических моделей, чьи предсказания массовых барьеров и времен жизни экзотических ядер сильно различаются.

Почему сверхтяжелые ядра могут образовать остров стабильности — область от-

носительно долгоживущих ядер с порядковым номером больше 100? При переходе в область тяжелых ядер кулоновские силы становятся сильнее, чем силы ядерного взаимодействия, и возникает спонтанное деление ядра. Кроме того, увеличение кулоновского отталкивания вызывает более быстрый распад ядер в результате альфа-распада. Но для ядер с еще большим атомным номером ($Z > 100$), несмотря на возможность для них спонтанного деления ядра и других каналов распада (альфа-распада для менее нейтроноизбыточных ядер и бета-распада для более нейтроноизбыточных), возникает дополнительная устойчивость ядер, связанная с их оболочечной структурой. При увеличении числа нуклонов в тяжелых изотопах трансактинидов, протонных и (или) нейтронных оболочках возрастает и устойчивость ядра.

Заполнение одной основной оболочки приводит к дополнительной энергии связи, равной примерно 5 МэВ. Заполнение же обеих протонной и нейтронной оболочек, как у свинца с атомным номером 208 ($Z=82, N=126$), приводит к дополнительной энергии связи, равной приблизительно 10 МэВ. Согласно современным моделям, позволяющим вычислить величину барьеров деления, их величина для ^{276}U ($N=126$) возрастает по сравнению со стабильными изотопами урана: примерно на 2 МэВ в расчётах Майерса—Святецкого (Майерс и Святецки 1999) и на 11 МэВ в расширенной модели Томаса—Ферми (ETFSI) (Мамду и др. 2001). Заполнение обеих магических оболочек у следующих за свинцом ядер предсказано для дважды магического ядра унунквадия (Ununquadium) с массовым числом 298, что соответствует $Z = 114$ и $N = 184$. Расчеты характеристик таких тяжелых и деформированных ядер — очень сложная задача. Учет влияния деформации на все характеристики ядра может дополнительно приводить к значительному изменению как энергий связи и барьеров деления, так и времени жизни относительно деления и альфа-распада.

Если СТЭ имеют длительный период полураспада, то они могли сохраниться на Земле до нашего времени. Недавно группой Маринова (Маринов и др., 2008, 2010) объявлено об обнаружении в исследуемых образцах монацита СТЭ с атомным номером 122. Утверждается, что зарегистрирован долгоживущий СТЭ с атомным номером 122 и относительной атомной массой 292. Элемент, названный экаторием, был обнаружен в очищенном природном тории. Кроме тория в виде двух изотопов с атомными массами 230 и 232, различных оксидов и гидридов, в образцах был найден неизвестный ранее элемент с атомным номером, близким к 122, и относительной атомной массой 292. Авторы (Ма-

ринов и др., 2008) утверждают, что, изучая образец тория методом масс-спектрометрии, они обнаружили два события с массовым числом 292 и зарядовым числом около 122. Но анализа событий на иной возможный источник (например, ионизованных молекул, состоящих из нескольких атомов более легких элементов) проведено, видимо, не было. Поэтому, хотя измеренное значение отношения массы к заряду, возможно, и совпадает с ожидаемым для ядра с $Z = 122$ и $A = 292$, но, безусловно, требовало проверки. И вот только что независимой группой Полухиной (Александров и др., 2013) в кристаллах палласитов были обнаружены треки, сделанные ядрами с $Z > 110$. Более того, период полураспада, приводимый Мариновым и др. (2008), $\approx 10^{15}$ с, на порядки превышает существующие оценки времени жизни относительно альфа распада или спонтанного деления, что повышает актуальность исследований образования сверхтяжелых элементов в природе.

Эксперименты по поиску изотопов СТЭ на ускорителях (Людвиг и др., 2012) в образцах платиновой руды и вториках осмия и свинца определили пороговое значение отношения $Y_{she}/Y_{met} \sim 2 \times 10^{-14} - 4 \times 10^{-16}$, выше которого изотопы с массами 292-310 не были обнаружены. Это не противоречит нашим расчетам (Панов и др. 2009, 2012), в которых отношение Y_{she}/Y_U было определено (с использованием феноменологической модели спонтанного деления) в пределах от $10^{-12} - 10^{-20}$, причем атомная масса сохранившихся после экспозиции в 10^9 лет $\sim 280\text{-}290$.

Понимание процессов, в которых СТЭ могли быть образованы в природе, чрезвычайно актуально. Одним из таких процессов может быть г-процесс — быстрый нуклеосинтез под действием нейтронов, возможность образования в котором СТЭ будет исследована как ниже, в этом параграфе, так и в следующей главе - для сценария г-процесса в коллапсирующей сверхновой.

4.3.1. роль разных типов деления в остановке нуклеосинтеза

Важным расширением модели нуклеосинтеза стало включение в уравнения модели (1.1) спонтанного деления (уравнения (1.5)), скорости которого на первом этапе были получены путем использования феноменологической модели (Рен и Ха, 2005) для изотопов элементов с $Z \leq 100$ и скоростей спонтанного деления, рассчитанных (Смолянчук, 1997) на основе макроскопически-микроскопической модели для изотопов сверхтяжелых элементов с $Z \geq 100$.

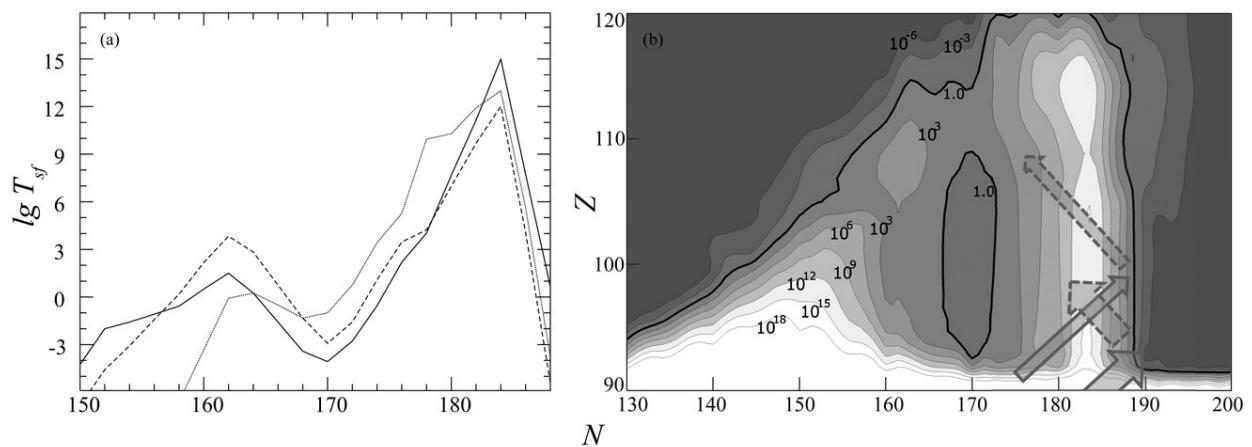


Рис. 66. (а) Зависимость времени жизни T_{sf} относительно спонтанного деления: T_{sf} от массового числа для резерфордия ($Z = 104$), хассия ($Z = 108$) и коперниция ($Z = 112$); (б) Схематичное направление движения г-процесса на карте ядер в зависимости от плотности свободных нейтронов: при $n_n > 10^{24}$ см⁻³ (широкие стрелки) и при $n_n < 10^{24}$ см⁻³ (узкие стрелки); Изолинии обозначают границы ядер с равными временами жизни, шаг – 3 порядка.

лых элементов ($Z > 100$), а также альфа-распада, поскольку в ряде случаев альфа-распад конкурирует со спонтанным делением (Смолянчук, 1997).

Как известно (Ронин, 2004), зависимость логарифма периодов спонтанного деления актинидов достаточно хорошо описывается линейной зависимостью от параметра делимости Z^2/A , поэтому в данной работе использовалась феноменологическая зависимость $\text{Lg}(T_{sf})$ от параметра делимости (Рен и Ха, 2005). Для трансактинидов использовались расчеты периодов спонтанного деления (Смолянчук, 1997) на основе макроскопической-микроскопической модели (Смолянчук, 1997), хотя, это несколько нарушило единообразный подход к описанию всех характеристик в рамках одной модели описания масс-барьеров деления и основанных на них характеристик, полученных на основе обобщенной модели Томаса-Ферми - ETFSI.

В отличие от феноменологических моделей, основанных на зависимости времени спонтанного деления от параметра делимости, макро-микроскопическая модель учитывает оболочечные эффекты и показывает рост времени жизни T_{sf} относительно спонтанного деления для ядер, близких к "острову стабильности" в области сверхтяжелых элементов где барьеры деления сильно увеличиваются, особенно относительно энергии связи нейтрона в ядре, при увеличении нейтронного избытка и, особенно, в области замкнутой нейтронной оболочки $N = 184$, и близки к значениям T_{sf} , измеренных для ряда изотопов СТЭ в экспериментах (Оганесян, 2007).

На Рисунке 66 показаны зависимость $T_{sf}(A)$ для некоторых элементов (рис.66а) и топология времен спонтанного распада от числа нейтронов и протонов в ядре (рис.66б). Видна "развилка" направления движения нуклеосинтеза: 1) г-процесс вдоль пути 1 (широкие стрелки) приводит к 100% делению и зациклыванию нуклеосинтеза, когда продукты деления при наличии высокой плотности нейтронов опять вовлекаются в г-процесс, создавая и поддерживая источник зародышевых ядер средних масс и формируя квазиравновесное распределение ядер различных масс от области ядер с $A \approx 100$ до области актинидов. При падении плотности свободных нейтронов в связи с исчерпанием их источника и падением общей плотности материи выбрасываемого при слиянии нейтронных звезд части вещества, путь г-процесса смещается и нуклеосинтез идет по пути 2 (узкие стрелки на рис.66б) в области ядер с $N \sim 184$, где скорости деления малы из-за высоких значений барьеров деления, которые дают теоретические модели. Из анализа расчетов видно, что при $n_n > 10^{24} \text{ см}^{-3}$ г-процесс пересекает область ядер с $N \approx 184$ попадает в область с очень короткими временами жизни относительно спонтанного деления, а когда n_n становится меньше 10^{24} см^{-3} , путь нуклеосинтеза смещается (См. тонкие стрелки на Рис.66б) и в слабой ветви г-процесса образуются сверхтяжелые элементы. За счет усиления фотодиссоциации нейтронов при более высокой температуре, чем температура выбрасываемого вещества (Россвог, 1999) при достижении г-процессом области актиноидов, смещение пути г-процесса из области ядер с $N > 184$ в область с $N \approx 184$ может произойти и при более высоких плотностях нейтронов, что может привести к более интенсивному нуклеосинтезу по пути 2 (см. Рис.66б).

Проведенные расчеты г-процесса в сценарии СНЗ, использующие новые значения ядерных масс и барьеров деления, вычисленные в модели ETFSI и основанных на них скоростей реакций (Панов и др., 2010), массового распределения ядер-продуктов деления и всех трёх типов деления хорошо описывают наблюдаемую распространенность химических элементов в области от второго до третьего пика на наблюдаемой кривой распространенности, что подтверждает реальность сценария СНЗ в качестве основного сценария г-процесса. На рисунке 67 показаны выходы ядер Y_A после окончания г-процесса, когда плотность нейтронов n_n становится меньше 10^{10} см^{-3} (Рис. 67а), и в отдаленную эпоху, после завершения распадов короткоживущих и почти всех долгоживущих ядер (рис.67б). В области $A \sim 280$ виден пик, образованный сверхтяжелыми элементами (рис.67а). Также показано, что выходы тяжелых элементов вплоть до

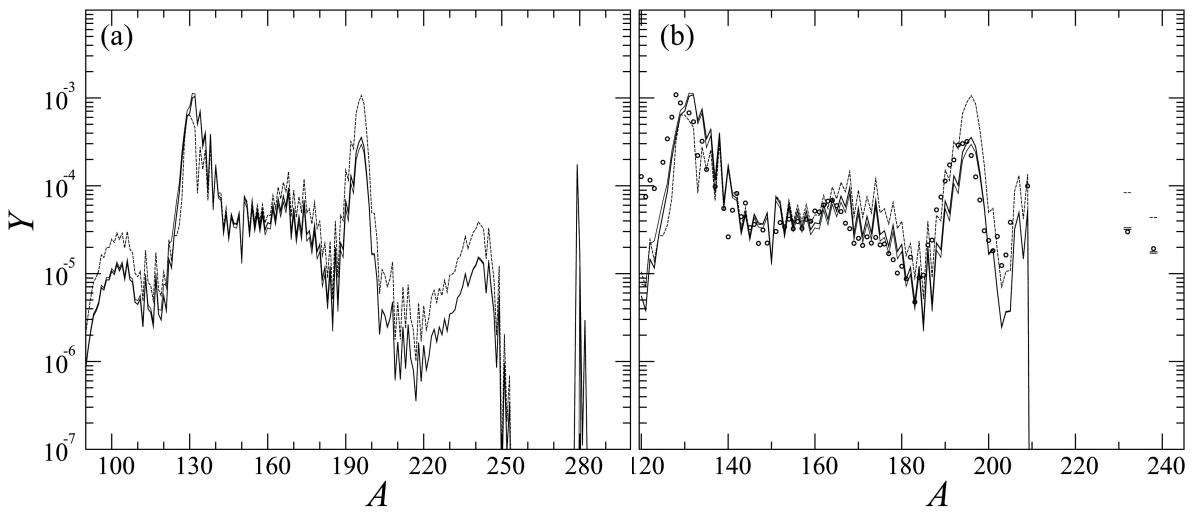


Рис. 67. Образование тяжелых элементов в сценарии слияния нейтронных звезд с учетом запаздывающего, спонтанного и вынужденного деления, а также массового распределения продуктов деления: (а) $\tau_r = 100$ с; (б) относительные концентрации Y после бета- и альфа-распадов: $\tau_r = 10^{10}$ с; тонкая (Панов и др., 2008) и штриховая (Рен и Ху, 2005) линии отражают результаты с учетом феноменологических моделей расчета T_{sf} , а толстая линия — результаты на основе макроскопически-микроскопической модели (Смолянчук, 1997); кружки — наблюдения (Симмерер и Снеден, 2004).

урана, образующиеся в рассматриваемом сценарии, достаточно заметно зависят от используемой в расчетах модели спонтанного деления. Так, использование феноменологической модели Рен и Ха (2005) приводит к значительной переоценке выходов элементов, особенно в области третьего пика на кривой распространности (штриховые линии на Рис. 67а) по сравнению с расчетами на основе прогнозов по макроскопически-микроскопической модели (Смолянчук, 1997), как и расчеты на основе схематической модели (Панов и др., 2008).

На кривой распространности в момент $\tau_r = 100$ с момента начала г-процесса (Рис. 67а) виден значительный пик в области масс $A \sim 280$, состоящий из сверхтяжелых элементов. Видно, что их количество велико, на порядок больше концентрации ядер, распад которых приводит к образованию тория и урана, но в связи со значительно меньшими временами жизни СТЭ, уже через 1000 лет после окончания г-процесса количество СТЭ уменьшается на 15 порядков, а кривая распространённости тяжелых элементов приходит в хорошее согласие с наблюдениями (рис. 67б).

Поскольку простые аппроксимации Рен и Ха (2005) не работают при превышении избытка нейтронов более 160-170, а расчеты Смолянчука были ориентированы на экспериментальные исследования сверхтяжелых ядер, сделаны только для $Z > 104$ и их

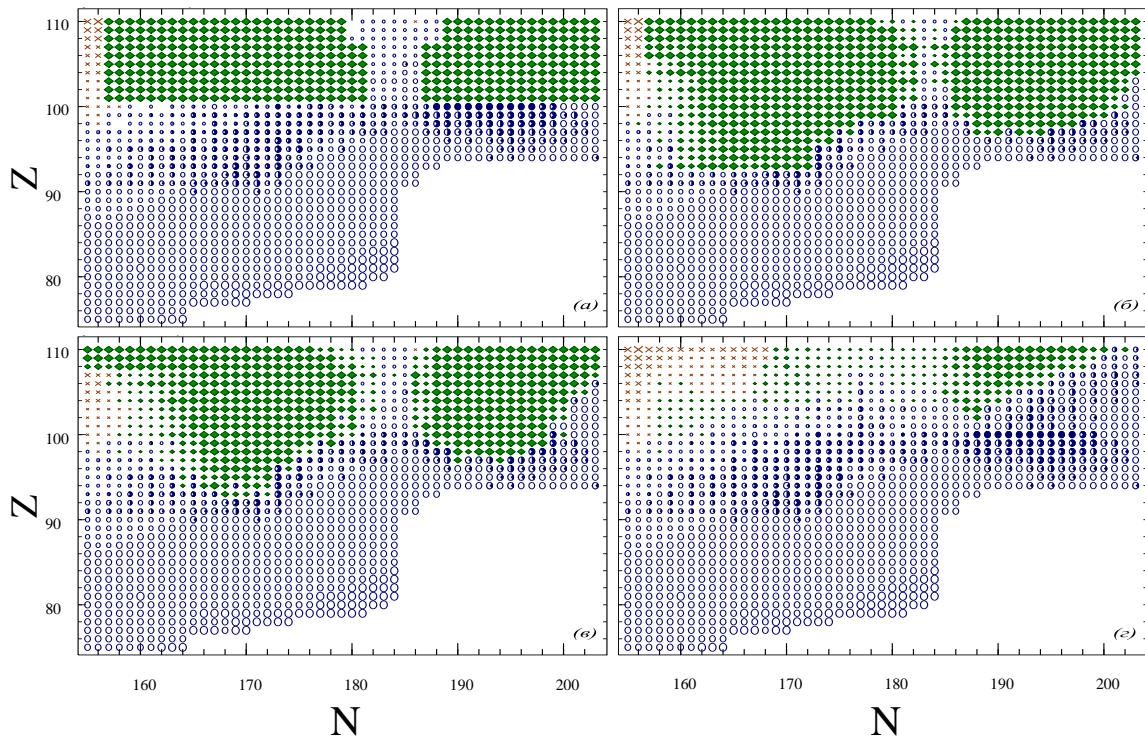


Рис. 68. Карты относительной роли спонтанного и запаздывающего деления в нуклеосинтезе. Использованные в расчетах скорости спонтанного деления: а) феноменологическая модель (Панов и др., 2008); б) аппроксимация (2.22), основанная на прогнозах барьеров деления на основе обобщенной модели Томаса-Ферми (ETFSI); в) аппроксимация (2.21), основанная на экспериментальных значениях барьеров деления B_f ; г) аппроксимация (2.23) скорости спонтанного деления λ_{sf} (Загребаев и др., 2011). Ромбы означают преобладание спонтанного деления, кружки – бета-распада, крестики – альфа-распада. Величина символа показывает относительную скорость. Вероятность запаздывающего деления изменяется от нуля (пустой круг) до 100% (заполненный круг).

экстраполяция в область $Z < 104$ тоже не очень надежны, дополнительно были изучены несколько аппроксимаций скорости спонтанного деления: формула, основанная на зависимости от величины барьера деления, аналогичная феноменологической формуле Святецкого (1955), но использующих современные прогнозы величин барьеров деления формула (2.23); формулы, основанные на экспериментальных данных по барьерам деления B_f - (2.21) и на основе прогнозов величин B_f , сделанных на основе обобщенной модели Томаса-Ферми (Мамду и др., 2001) - формула (2.22).

Были сделаны расчеты г-процесса для сценария СНЭ с использованием всех рассмотренных в диссертации моделей скоростей спонтанного деления. На рисунках 68 и 69 показано изменение вклада спонтанного деления в нуклеосинтез относительно других видов деления и распада при использовании четырех разных моделей скорости

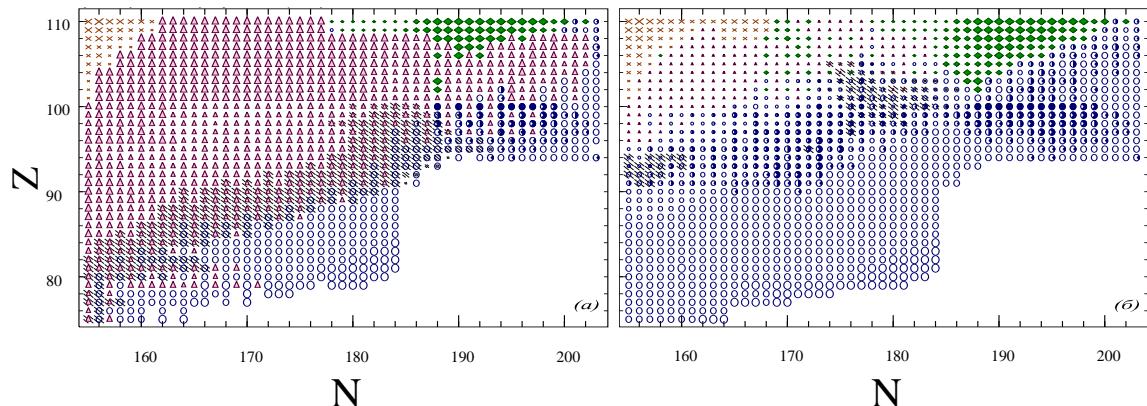


Рис. 69. Изменение скорости спонтанного деления относительно скорости вынужденного деления при падении нейтронного потока от 10^{22} см^{-1} (а) до 10^{16} см^{-1} (б). Скорость спонтанного деления определялась в рамках модели (2.23). Обозначения те же, что и на рис. 68; треугольники обозначают преобладание вынужденного деления. Заштрихована область, в которой $10^{-8} < Y_A < 10^{-3}$.

спонтанного деления $T_{sf}^{-1}(Z, A)$. Из рисунка 68 видно, что все использованные модели спонтанного деления приводят к области больших скоростей спонтанного деления, аналогичной области, полученной на основе расчетов Хартри-Фока с различной параметризацией сил Скирма (ХФС), выполненная Эрлером и др. (2012). Размеры областей, где скорость спонтанного деления значительно превышает скорости остальных процессов распада (скорости захвата нейтронов не приведены), изменяются при смене модели спонтанного деления примерно в тех же пределах, что и при изменении параметризации расчетов ХФС. Графики на рисунке 68 показаны на момент г-процесса, когда продолжительность г-процесса $\tau_r = 2.5$ часа и скорость вынужденного деления, зависящая от плотности свободных нейтронов, упала до значений, не оказывающих влияния на нуклеосинтез.

Расчеты скорости спонтанного деления согласно моделям, рассмотренным в данной статье, дают размеры области, где преобладает спонтанное деление, близкие к величинам, полученным в расчетах Хартри-Фока при разных параметризациях сил Скирма (Sly6, Skl3, SV-bas, SVmin), сделанных Эрлером и др., (2012), либо расширяется почти на всю область нейтроноизбыточных ядер для $Z > 92 - 94$ (рис. 68б), либо уменьшается в разы (рис. 68г).

Отметим, что, согласно расчетам в модели Хартри-Фока (Горилый и др., 2011) область актинидов и трансактинидов, в которой велики барьеры деления и, следовательно, малы скорости всех процессов деления, расположена на карте ядер в области

$200 < N < 230$, что позволяет волне нуклеосинтеза пройти эту область и приблизиться к острову сверхтяжелых элементов. Для оценок возможности существования пути нуклеосинтеза в области предельно нейтроноизбыточных ядер ($Z > 100$, и $S_n \approx 0$), ядерные данные, основанные на обобщенной модели Томаса-Ферми, пока не рассчитаны.

На основе проведенных расчетов, при современным состоянию прогнозирования ядерно-физических характеристик, видно, что возможны два пути г-процесса, ведущих к образованию некоторого количества сверхтяжелых элементов: 1) через область ядер с высокими барьерами деления $N \sim 184$, если ее ширина не менее чем $\Delta N \approx 10$; 2) через область $N > 220$ с $S_n \approx 0$, в которой г-процесс может привести волну нуклеосинтеза в альфа-неустойчивую область ядер, более тяжелых, чем ядра острова стабильности, откуда после завершения г-процесса в результате альфа-распадов могут быть образованы долгоживущие СТЭ (Петерманн и др. 2012).

На рисунке 69 приведены поля скоростей основных каналов деления при продолжительности г-процесса $\tau_r = 0.7$ (a) и 10 (б) секунд соответственно. Из рисунков видно, что скорость вынужденного деления для большинства изотопов с $Z > 94$ значительно превышает скорости альфа и бета-распада, значительно уменьшая роль спонтанного деления на этом этапе, а вынужденное деление является основным механизмом обратной связи при возвращении вещества из области деления в виде продуктов деления в качестве вторичных зародышевых ядер – преимущественно в область второго пика.

Показанные на рисунке 70 расчеты выходов тяжелых элементов после окончания г-процесса через $\tau_r = 1000$ с (a) и после окончания длительного процесса последовательных распадов $\tau_r = 1$ млрд. лет (б), показывают, что модели скорости спонтанного деления практически не влияют на величину выходов тяжелых изотопов легче актинидов. Изменение роли спонтанного деления в области масс с $A > 250 - 260$ приводит к незначительному модельно-зависимому изменению выходов наиболее легких ядер-продуктов деления и, что важнее, к сильным колебаниям выходов долгоживущих изотопов тория и урана, являющихся космохронометрами. Реалистичные теоретические значения возраста Галактики позволяют, по-видимому, выбрать модели спонтанного деления, приводящие к лучшему согласию с наблюдениями. Отметим, что расчеты выходов тяжелых ядер, сделанные с моделями спонтанного деления, основанных на простых приближениях (Панов и др. 2008) или составной модели (Корнеев и Панов, 2011), учитывающей скорости спонтанного деления для сверхтяжелых ядер на осно-

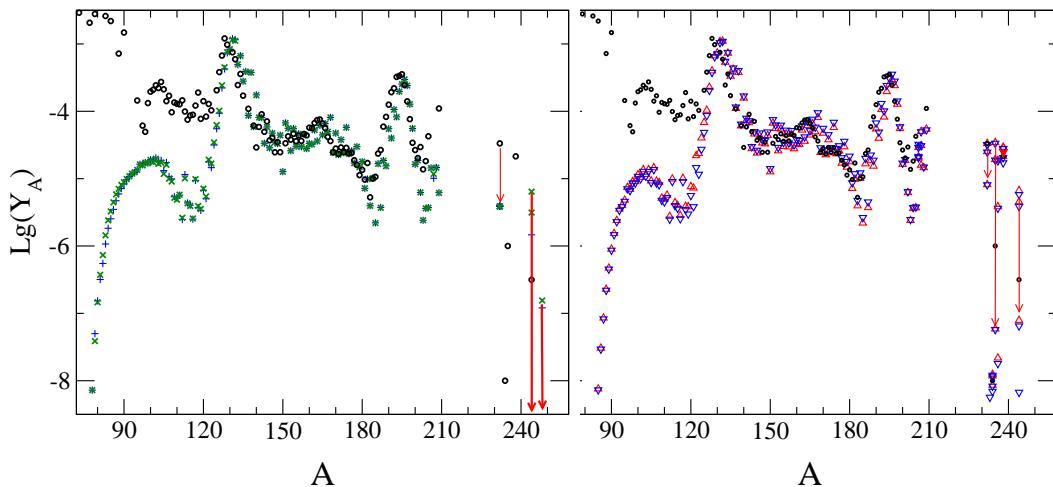


Рис. 70. Логарифм распространенности тяжелых элементов $Lg(Y_A)$ (в относительных единицах), образованных в г-процессе. Результаты, были получены с использованием следующих моделей спонтанного деления: аппроксимация (2.21): \times , аппроксимация (2.22): $+$, аппроксимация (2.23): ∇ , и расчеты макроскопически-макроскопической модели (Смолянчук, 1997): \triangle ; \circ - наблюдения (Андерс и Гривесси, 1982); стрелки показывают изменение выходов изотопов соответствующей массы при увеличении времени нуклеосинтеза с 300 млн лет до 4 млрд лет. наблюдения (Симмерер, Снеден, 2004) – кружки.

ве макроскопически-микроскопических расчетов (Смолянчук, 1997), дают результаты, очень близкие к расчетам с моделью спонтанного деления (2.23), учитывающей зависимость скорости деления как от барьера деления, так и от параметра делимости. А использование модели спонтанного деления (2.21) приводит к результатам, аналогичным результатам расчетов с моделью (2.22).

Из сравнения результатов, представленных на рисунках 68 и 70, видно, что феноменологические модели (2.21) и (2.22), по-видимому, переоценивают скорость спонтанного деления в области $Z = 92 - 100$, что приводит к преобладанию процессов спонтанного деления над альфа-распадом после окончания г-процесса и на много порядков занижают выход тория и урана по сравнению с наблюдениями. Из этих соображений, а также из экспериментальных указаний на то, что по крайней мере на краю этой области характерное время альфа распада меньше, чем спонтанного деления (Оганесян, 2007), для серийных расчетов наиболее подходят 2 модели: схематическая (Панов и др., 2008) и аппроксимация (2.23), результаты с использованием которых наиболее близки к наблюдательным данным (Симмерер, Снеден, 2004) для выходов урана и тория, выходы которых, как и выходы сверхтяжелых элементов, наиболее чувствительны к используемой модели спонтанного деления.

Применение рассмотренных моделей спонтанного деления к расчетам г-процесса в

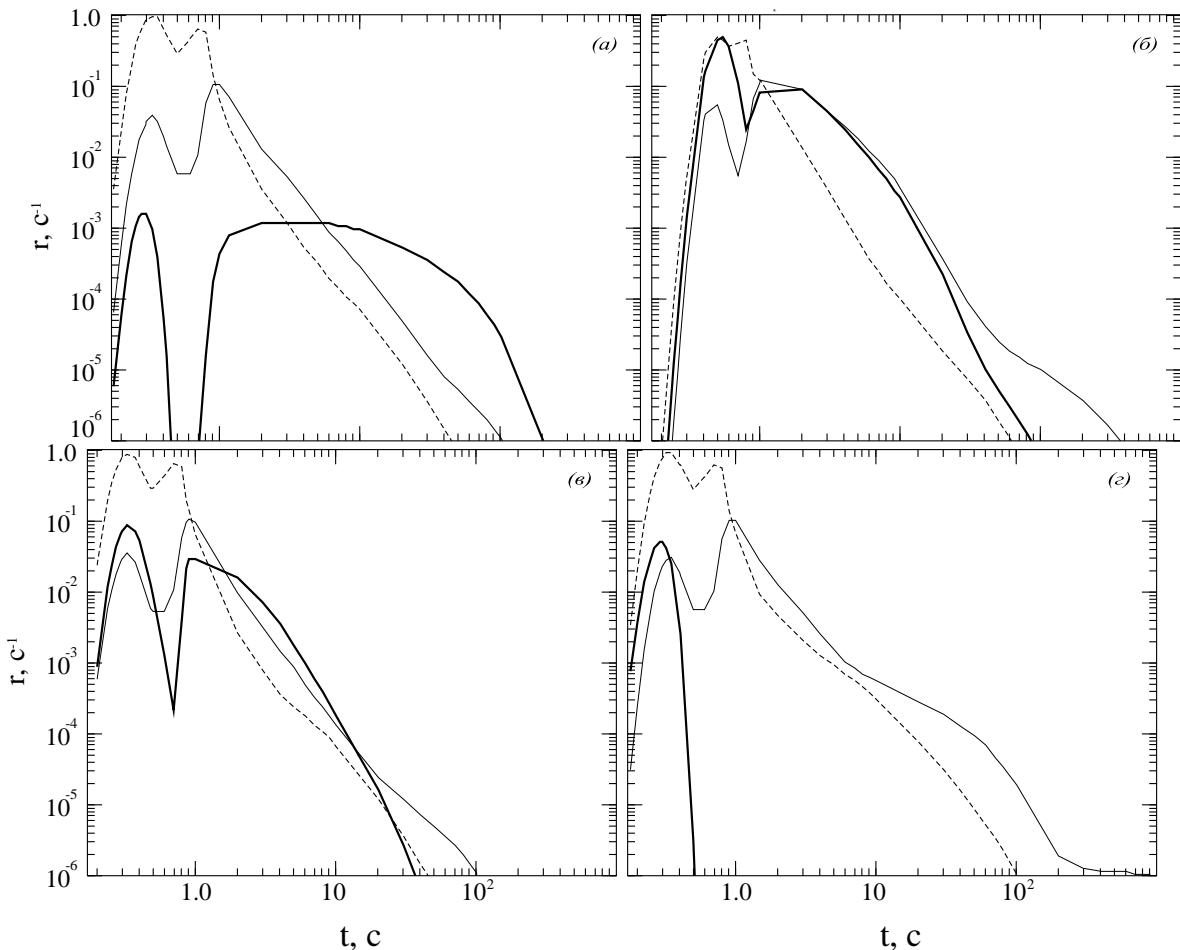


Рис. 71. Скорость образования ядер-продуктов деления в процессе i -того типа деления r_i : вынужденного (штриховая линия), запаздывающего (линия), спонтанного (толстая линия) при использовании разных аппроксимаций спонтанного деления: а), б), в), г) как на рисунке 68.

сценариях с высокой концентрацией свободных нейтронов по-прежнему оставляет по крайней мере два возможных пути образования сверхтяжелых элементов в природе: 1) если область с большими периодами спонтанного деления при $N \sim 184$ достаточно широка ($\Delta N \geq 10$), то в таком случае могут образоваться долгоживущие изотопы с $Z = 108 - 110$ и $A \sim 290$; 2) в условиях холодного г-процесса есть возможность достигнуть области $Z \approx 110 - 120$ и $A \sim 330 - 340$, откуда, после окончания г-процесса, в результате бета- и альфа-распадов могли бы образоваться изотопы с $Z \approx 110 - 120$ и $A \sim 300 - 310$.

На рисунке 71 показаны скорости деления

$$r_i(t) = \frac{N_i(t)}{\sum_i \int_0^\infty N_i(t) dt}$$

в рассмотренном сценарии слияния нейтронных звезд при использовании в расчетах различных моделей спонтанного деления. Здесь i – тип деления (смотри подпись к ри-

сунку), а $N_i(\tau)$ – количество ядер, которые были образованы в результате деления по i -му каналу деления в момент времени t . При использовании аппроксимации (2.21) скорость спонтанного деления заметно больше (рис. 71б), чем в рассмотренных недавно сценариях "холодного" и "горячего" г-процесса (Петерманн и др., 2012). Использованная в которых скорость спонтанного деления близка к схематической модели спонтанного деления (Панов и др., 2008) и составляет примерно 10^{-3} от скорости вынужденного деления (рис. 71а). На этих графиках видно также, что через ~ 0.2 с после начала г-процесса, по мере вхождения волны нуклеосинтеза в область деления, скорости деления, в первую очередь вынужденного, нарастают, причем по разному, в зависимости от использованной модели спонтанного деления. Интегральный вклад видов деления, основанных на представленной на рисунке 71 динамике выходов продуктов деления, показывает, что суммарный вклад ядер-продуктов деления $R = \int r_i(t)dt$, образованных в результате спонтанного деления невелик и меняется от менее чем 1% в схематической модели Панова и др. (2009) до примерно 10% (аппроксимация 2.22).

4.3.2. образование СТЭ

Как мы писали раньше (Корнеев и Панов, 2011) и выше, влияние спонтанного деления на выходы большинства изотопов от 2-го до 3-го пиков невелико, а вот образование как ядер космохронометров (уран и торий), так и сверхтяжелых элементов сильно зависит от применяемой модели спонтанного деления.

На рисунке 72 показан момент процесса нуклеосинтеза после окончания г-процесса при $\tau_r=1000$ с и разных моделях спонтанного деления. Видно, что после того как нуклеосинтез, инициированный захватом нейтронов, закончился, и началась трансформация элементов за счет бета-распада, образуются изотопы сверхтяжелых элементов с $Z \approx 102 - 108$ и $A \approx 280$, имеющие время жизни, недостаточное для выживания до наших дней. Причем в расчетах с моделями спонтанного деления (2.21), (2.22) (Рис. 72(б, б)), отсутствуют ядра в области $(96 \leq Z \leq 100)$ и $(158 \leq N \leq 170)$, являющиеся промежуточными в цепочке бета- и альфа-распадов при образовании изотопов тория и урана. Выбор модели спонтанного деления также сильнейшим образом влияет как на состав образующихся сверхтяжелых элементов, так и на их выход, максимальный для ядер с $A \sim 280$. Отметим, что количество образованных ядер с ($Z \sim 102, \sim 284$)

примерно одинаково при использовании всех моделей, за исключением модели (2.22), при применении которой наиболее сильно подавляется выход сверхтяжелых элементов.

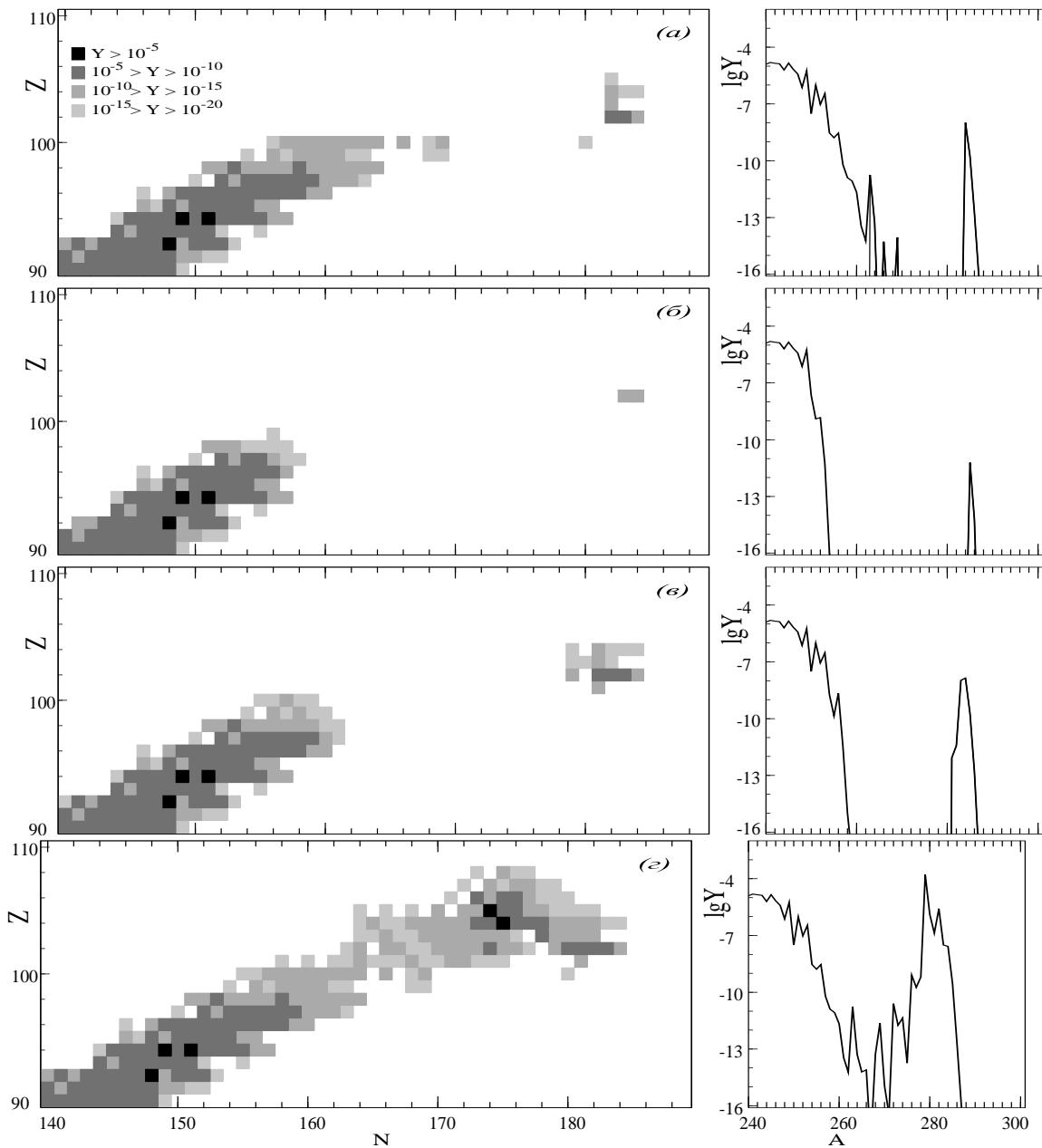


Рис. 72. Выход сверхтяжелых элементов в г-процессе: $Y(Z, N)$ (слева) и $Y(A)$ (справа) при использовании скоростей спонтанного деления (сверху вниз): а) феноменологической модели (Панов и др., 2008); б) аппроксимации (2.21) в) аппроксимации (2.22); г) аппроксимации (2.23) – на момент времени $\tau_R = 1000$ с.

В заключение скажем, что проведенные расчеты г-процесса в сценарии слияния нейтронных звезд, использующие значения ядерных масс и барьеров деления, вычисленные в обобщенной модели Томаса-Ферми и основанных на них скоростях реакций (Панов и др., 2010), массового распределение ядер-продуктов деления и для всех рассмотренных

моделей спонтанного деления хорошо описывают наблюдаемую распространенность химических элементов в области от второго до третьего пика на наблюдаемой кривой распределения, что подтверждает реальность сценария слияния нейтронных звезд в качестве основного сценария г-процесса.

На рисунке 73 показаны области интенсивного деления и путь г-процесса при высокой плотности нейтронов (г-процесс, вверху) и низкой плотности нейтронов (п-процесс, внизу). На верхнем рисунке видно, что путь нуклеосинтеза лежит вблизи границы нейтронной стабильности и заканчивается в области $N > 184, Z > 95$ за счет в основном вынужденного деления. Цвет изотопов на карте ядер указывает на преобладающий канал распада (для изотопов, окрашенных синим, преобладает вынужденное деление). После падения плотности нейтронов, роль вынужденного деления падает и становится преобладающим бета-распад (желто-красные цвета) и спонтанное деление (зелено-черные цвета), которые приводят к образованию более долгоживущих ядер и выгоранию актинидов, соответственно.

Все три типа деления атомных ядер: вынужденное, запаздывающее и спонтанное – оказываются важны в сценариях г-процесса, реализующих нуклеосинтез в среде с большой концентрацией нейтронов. Численно показано, что быстрый нуклеосинтез является тем астрофизическим процессом, в котором в природе в принципе могут быть образованы сверхтяжелые элементы. Однако для окончательного ответа на этот вопрос нужно не только развитие сценариев, но и создание надежных моделей прогнозирования времен жизни спонтанного деления и барьеров деления, к неточностям в которых сильно чувствительны выходы сверхтяжелых элементов и ядер-космохронометров. Поэтому только те модели, которые дают хорошее согласие с наблюдениями для выходов ядер-космохронометров, могут быть использованы для прогнозирования выходов сверхтяжелых элементов. Однако и они должны применяться с осторожностью, особенно основанные на прогнозируемых величинах барьера деления: величина барьера деления вблизи области нейтронной стабильности для трансактинидов, как показывают недавние расчеты барьеров деления (Мёллер и др., 2009), может быть выше принятых в настоящее время значений, что может привести к значительным изменениям искомых выходов.

Отсутствие ядерных характеристик для $A > 300$ и $Z > 110$ не позволяет сказать что-то определенное о втором пути синтеза СТЭ из-за недостатка данных для этой

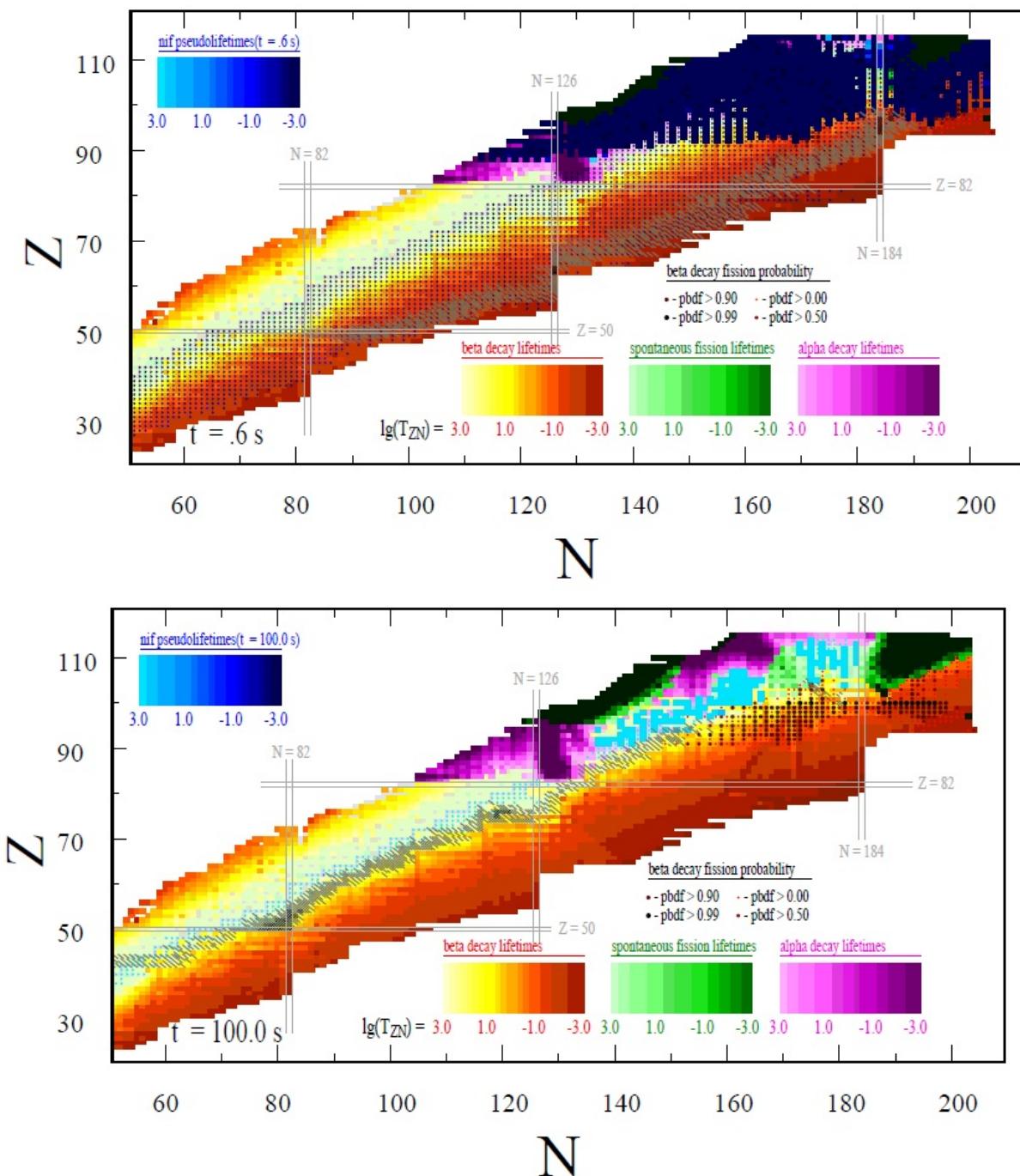


Рис. 73. Области интенсивного деления и путь г-процесса при высокой ($N_n > 10^{22}$, слева) и низкой ($N_n < 10^{16}$, справа) плотности нейтронов при использовании скоростей спонтанного деления Загребаева и Карпова - аппроксимации (2.23) – на момент времени $\tau_R = 0.6, 100$ с. Путь г-процесса указан штриховкой.

области. Для рассмотрения такого сценария образования сверхтяжелых элементов требуется знать ядерные параметры для $A > 300$ и $Z > 110$. Численные расчеты показали также, что выход сверхтяжелых элементов сильно зависит от модели спонтанного деле-

ния. Использование моделей спонтанного деления, приводящих к расширению области спонтанного деления, как, например, экстраполяции расчетов Смолянчука (1997), или моделей (2.21), (2.22) приводит к завышению доли вклада спонтанного деления и закрывает дополнительную и еще не рассмотренную возможность второго пути образования СТЭ, когда r -процесс, пройдя вдоль границы нейтронной стабильности в область ядер с $A \geq 300$, может в результате бета-распадов обойти область с большими скоростями спонтанного и запаздывающего деления и через альфа-распады ядер с $A \geq 120$ привести к образованию наиболее долгоживущих изотопов из острова стабильности. Такая возможность может быть рассмотрена при использовании только что опубликованных расчетов ядерных параметров с использованием модели Хартри-Фока с силами Скирма (Эрлер и др., 2012).

Развитие сценариев процесса образования сверхтяжелых элементов в природе (Петерманн и др., 2012) и появление новых прогнозов ядерных данных (Эрлер и др., 2012) дает основание на заметный прогресс в вопросе определения конкретных изотопов СТЭ, образующихся в природе, что необходимо как при планировании экспериментов, так и в поисках следов СТЭ на земле и в космосе, однако для таких прогнозов требуется более надежные расчеты скоростей спонтанного деления трансактинидов.

4.4. Космохронология

Рассмотрев различные каналы деления (Панов и Тилеманн, 2003а), в данной главе мы оценивали влияние как ядерных данных, так и разных каналов деления на результаты нуклеосинтеза и показали важность не только вынужденного и запаздывающего деления, но и спонтанного, а в данном параграфе не можем не обсудить вопрос - насколько последовательный учет всех каналов деления и, в частности, спонтанное деление, окажет влияние на определении возраста вселенной?

Возраст Галактики T_G рассматривают как нижний предел возраста вселенной T_U ?, поскольку считается, что различие между ними невелико. При определении возраста Галактики методом изотопных отношений наиболее часто в качестве пар ядер-космохронометров использовались изотопы урана ($A=235, 238$) и тория ($A=232$) (Коуэн и др., 1991). Хотя существуют и другие изотопы, которые могут использоваться для ядерной хронологии (см. Таблицу 8). Была рассмотрена устойчивость значений отноше-

ний распространенности пар космохронометров ^{232}Th , $^{235,238}U$ как тест относительной надежности применяемых в расчетах г-процесса моделей деления. Еще раз подчеркнем здесь, что распространенность большинства ядер в области масс от 130 до 200 слабо чувствительна к модели деления, что и предопределило использование в течение ряда лет грубых моделей деления (описанных выше в п.1).

Согласно нашим предыдущим расчетам (Малеванный и др., 1988) разрешенные и наиболее вероятные значения отношений распространенностей ядер-космохронометров лежит в диапазоне от 1 до 2:

$$1 \leq Y_{232}/Y_{238} < 2; \quad 1 < Y_{235}/Y_{238} < 2, \quad (4.1)$$

что находится в согласии и с расчетами других авторов (смотри обзор Коуэна и др., 1991). Мы сравнили расчеты как в разных сценариях, так и с различными вариантами деления и ядерными данными (Таблица 8). Первые два расчета были сделаны в модели постоянного тока ядер (ПТЯ), остальные - для сценария слияния нейтронных звезд (СНЗ). В результате оказалось, что не все рассмотренные нами модели дают результат, согласующийся с условием (4.1). Мы рассматривали модель постоянного тока ядер и модель слияния нейтронных звезд с разными допущениями о распределении ядер продуктов деления, разными массовыми формулами и граничными условиями г-процесса, определявшимися, в частности, как $A < A_F = 240$ (Фрайбургхаус и др., 1999б) и разными моделями расчета вероятности запаздывающего деления.

Очевидно, в двух случаях (№№2,3, Табл. 8) мы имеем значения отношений Y_{232}/Y_{238} и Y_{235}/Y_{238} , сильно выпадающие из допустимой области. Следовательно, для определения хронологических параметров нельзя искусственно ограничивать область нуклеосинтеза, как и обрывать г-процесс произвольно, при малом значении $A_f \sim 240$. Результаты расчетов вероятностей запаздывающего деления Штодта и Клапдора (1992) также дают завышенный результат для одного из отношений (№8, Табл.8). Это дополнительное свидетельство того, что скорости деления должны быть пересчитаны более последовательно на основе новых расчетов барьеров деления B_f и силовых функций бета-распада S_β , что и было сделано нами сделано (см. главу 2). На основе новых расчетов силовых функций бета-распада и вероятностей запаздывающих процессов, было получено, что область изотопов с максимальными вероятностями запаздывающего деления близка к области, полученной ранее Тилеманном и др. (1983), а не Штодтом и Клапдором, но са-

Таблица 7. Список ядер - возможных космохронометров.

материнское ядро	$T_{1/2}$	дочернее ядро	распад
^{129}I	$1.6 \cdot 10^7$	^{129}Xe	β^-
^{182}Hf	$9.0 \cdot 10^6$	^{182}W	β^-
^{187}Re	$4.5 \cdot 10^{10}$	^{187}Os	β^-
^{232}Th	$1.4 \cdot 10^{10}$	^{208}Pb	α
^{235}U	$7.0 \cdot 10^8$	^{207}Pb	α
^{236}U	$2.3 \cdot 10^7$	^{232}Th	α
^{238}U	$4.5 \cdot 10^9$	^{206}Pb	α
^{244}Pu	$8.2 \cdot 10^7$	$^{232}Th/(A_1 + A_2)$	α/sf
^{247}Cm	$1.6 \cdot 10^7$	^{235}U	α

ма вероятность запаздывающего деления систематически меньше, чем в предыдущих расчетах.

Из результатов, приведенных в Таблице 8, видно, что наиболее сильно на результат - в данном случае возраст галактики, кроме барьеров деления, влияет ограничение области трансурановых элементов, участвующих в нуклеосинтезе (№2,3), и методика расчета скоростей запаздывающего деления, опирающаяся на модель силовой функции (№8). Изменение массового распределения слабо изменяет значения отношений выходов космохронометров, что не будет приводить к увеличению погрешности в определении возраста Галактики.

Пересчет г-процесс с новыми ядерными данными и определение отношений выходов ядер космохронометров привел к некоторому уменьшению отношений Y_{28} и Y_{58} (смотри №9 в Таблице 8). Анализируя эти результаты с помощью модели определения типа галактического нуклеосинтеза (Малеванный и др. 1988), мы приходим к выводу, что галактический нуклеосинтез был скорее всего близок к равномерному, с небольшим всплеском незадолго до образования Земли, однако величина этого всплеска была небольшой ($0 < s < 0,05$).

На основе расчетов распространенности тяжелых ядер в рассмотренном сценарии ме-

Таблица 8. Распространенность космохронометров ^{232}Th , $^{235,238}U$ в разных моделях.

№	расчет	$Y_{U^{235}}$	$Y_{U^{238}}$	$Y_{U^{235}}/Y_{U^{238}}$	$Y_{Th^{232}}$	$Y_{Th^{232}}/Y_{U^{238}}$
1	ПТЯ, без деления	$1.43 \cdot 10^{-2}$	$1.49 \cdot 10^{-3}$	1.0	$2.5 \cdot 10^{-3}$	1.68
2	ПТЯ, $A_{fis} = 240$	$1.12 \cdot 10^{-10}$	$4.16 \cdot 10^{-11}$	2.7	$3.56 \cdot 10^{-10}$	8.6
3	СНЗ, $A_{fis} = 240$	$1.39 \cdot 10^{-5}$	$3.96 \cdot 10^{-6}$	3.5	$2.31 \cdot 10^{-5}$	5.8
4	СНЗ, $A_{fis} \Rightarrow A_1 = A_2$	$5.29 \cdot 10^{-5}$	$5.71 \cdot 10^{-5}$	0.93	$5.86 \cdot 10^{-5}$	1.03
5	СНЗ, МФ Энеке и др.	$5.02 \cdot 10^{-5}$	$5.29 \cdot 10^{-5}$	0.95	$5.51 \cdot 10^{-5}$	1.04
6	СНЗ, $A_{fis} \Rightarrow A_1/A_2 = 0.75$	$6.51 \cdot 10^{-5}$	$6.20 \cdot 10^{-5}$	1.05	$7.38 \cdot 10^{-5}$	1.19
7	СНЗ, $A_{fis} \Rightarrow A_L + A_H$	$6.89 \cdot 10^{-5}$	$6.97 \cdot 10^{-5}$	0.99	$8.31 \cdot 10^{-5}$	1.19
8	СНЗ, $A_L + A_H$, $P_{\beta df}$ Штодта	$3.61 \cdot 10^{-5}$	$9.56 \cdot 10^{-6}$	3.74	$1.42 \cdot 10^{-5}$	1.47
9	СНЗ, $W(Z, A)$, ETFSI	$1.9 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-5}$	0.66	$2.5 \cdot 10^{-5}$	0.86

тодом изотопных отношений для разных моделей ядерных данных было показано, что большинство расчетных значений концентраций космохронометрических пар в модели галактического нуклеосинтеза, близком к равномерному, но с обогащением тяжелых элементов перед образованием планет солнечной системы за счет близкой к планетарному облаку вспышки быстрого нуклеосинтеза, возможно связанного со взрывом сверхновой, указывает на значение возраста вселенной в диапазоне $11 < T_G < 18$ млрд лет и не противоречит определенному другими методами значению. Однако поскольку точность определения возраста методом изотопных отношений от используемых ядерных данных заметно меньше, чем указанное ранее (Малеванный и др., 1988), значение возраста вселенной методом изотопных отношений подлежит переоценке на основе новых ядерных данных и уточненных наблюдений распространенности ядер космохронометров.

4.5. Обсуждение

В физических моделях основного г-процесса, в которых реализуется длительная нейтронная экспозиция, важную роль играют процессы деления, приводящие к квазистационарному течению нуклеосинтеза в области $80 - 110 < A < 200 - 250$ и формированию

γ -элементов с массами $A > 120$ (Сигер и др., 1965; Тилеманн и др., 1983; Горилый и др. 2005; Панов и Тилеманн, 2001б). Поэтому усиливается роль теоретических моделей, прогнозирующих как ядерные массы и барьеры деления, так и другие ядернофизические характеристики атомных ядер. Роль квазистационарного тока ядер и циклические колебания относительных выходов изотопов в зависимости от движения волны нуклеосинтеза рассматривалась неоднократно в разных работах (Горилый и др., 2005; Бъен и др., 2008). Недавно было показано (Панов и Янка, 2009), что колебания относительных выходов элементов второго и третьего пиков уменьшаются с ростом числа циклов и увеличении энтропии, что указывает на снижение модельной зависимости выходов ядер при большой длительности γ -процесса.

Завершение продвижения быстрого нуклеосинтеза в область трансурановых элементов обусловлено либо истощением источника нейtronов, либо интенсивным делением. По достижении γ -процессом области, где деление является основным каналом распада, и одновременном сохранении источника нейtronов дальнейшее продвижение γ -процесса в область сверхтяжелых ядер замедляется из-за возрастающей роли деления.

Подробное изучение влияния продуктов деления на γ -процесс показало (Панов и Тилеманн, 2003), что простая схема деления на 2 осколка усредненных масс (Сигер и др., 1965; Коуэн и др., 1999), часто применяемая в астрофизических расчетах, достаточно груба и, хотя и воспроизводит основную структуру кривой распространенности, точность прогнозов распространенности в области $90 \leq A \leq 120$ сильно падает.

Поэтому учет массового распределения ядер-продуктов деления и мгновенных нейtronов деления (Панов и др., 2008) одновременно с использованием разных современных массовых формул, предсказывающих существование более массивных изотопов, а также рассчитанных на их основе скоростей реакций (Панов и др., 2010; Раушер и Тилеманн, 2000) позволили на основе развитой в настоящей работе модели нуклеосинтеза получить в сценарии слияния нейtronных звезд значительно лучшее согласие расчетных и наблюдаемых обилий тяжелых элементов.

В рассматриваемой в настоящей главе нуклеосинтезе в сценарии слияния нейtronных звезд, кроме запаздывающего и вынужденного, учтено также и спонтанное деление актиноидов и сверхтяжелых элементов. На основе существующих расчетов времени жизни относительно спонтанного деления была проанализирована зависимость результатов нуклеосинтеза от выбора модели спонтанного деления. В процессе применения

пяти различных моделей, было показано, что, во-первых, только некоторые из моделей спонтанного деления, использованные в расчетах нуклеосинтеза, приводят к образованию ядер космохронометров, в количествах, хорошо согласующихся с наблюдениями. Этот факт косвенно свидетельствует в пользу моделей, на основе которых размеры областей сильного спонтанного деления оказываются значительно меньше, чем на основе прогнозов других моделей спонтанного деления. Это согласуется также с экспериментальными данными, получаемыми в экспериментах по синтезу СТЭ, которые указывают на меньшую роль спонтанного деления, чем ожидалось на основе теоретических прогнозов. Эти факты также подтверждают гипотезу об образовании СТЭ в астрофизическом γ -процессе. Проанализирована роль различных процессов деления в процессе нуклеосинтеза тяжелых элементов, изучено изменение вкладов от разных типов деления в зависимости от нейтронного потока и температуры и показано, что вынужденное деление является основной модой деления, приводящей к обрыву процесса образования новых элементов и к установлению квазиравновесия относительных выходов тяжелых элементов между областью актинидов ($A=230-260$) и областью ядер-продуктов деления ($A=90-140$). В свою очередь запаздывающее и спонтанное деления важны для правильного определения ядер космохронометров и возможного синтеза СТЭ, в связи с чем вопрос о совершенствовании теории и моделей бета-распада и спонтанного деления становится важным.

Показано, что прогнозируемый выход ядер-космохронометров очень сильно зависит от используемой в расчетах модели спонтанного деления. Поэтому модель и расчеты γ -процесса могут быть использованы для тестирования моделей спонтанного деления.

4.6. Заключение и выводы

Последовательная реализация развитой нами модели нуклеосинтеза тяжелых ядер и решение связанных с нею проблем протекания нуклеосинтеза в области актинидов, а также анализ общих закономерностей, возникающих при моделировании нуклеосинтеза в среде с высокой концентрацией нейtronов, привели к следующим результатам и выводам:

- показана важность деления как для основного процесса образования тяжелых элементов, так и разделения пути развития быстрого нуклеосинтеза - на основную ветвь,

образующуюся за счет деления, вовлечения продуктов деления в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер и установления квазиравновесия между областью продуктов деления и областью делящихся ядер, и слабую ветвь, формирующуюся потоком нуклеосинтеза, преодолевшим область интенсивного деления и образующим сверхтяжелые элементы.

- Исследовано влияние различных процессов деления (запаздывающего, вынужденного и спонтанного) на образование тяжелых ядер.
- Впервые показано преобладание вынужденного, а не запаздывающего деления в процессе образования и формировании выходов тяжелых элементов.
- Впервые исследовано совместное влияние различных процессов деления на образование сверхтяжелых ядер, определен вклад вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления на образования тяжелых ядер для разных прогнозов ядерных данных.
- Показана сильная зависимость формирования выходов ядер космохронометров, а также сверхтяжелых элементов, от модели спонтанного деления, что позволяет тестировать существующие модели спонтанного деления путем сравнения расчетных выходов ядер-космохронометров с наблюдениями их распространенности. На основе существующих ядерных данных рассчитаны выходы и изотопы сверхтяжелых элементов, образующиеся в данном сценарии.

5. ОБРАЗОВАНИЕ СТЭ В ГОРЯЧЕМ И ХОЛОДНОМ R-ПРОЦЕССЕ (В МОДЕЛЯХ КОЛЛАПСИРУЮЩИХ СВЕРХНОВЫХ)

В настоящей главе обсуждается, могут ли астрофизические процессы быстрого нуклеосинтеза под действием нейтронов привести к образованию сверхтяжелых элементов, и могут ли они быть обнаружены в природе. С этой целью будут рассмотрены схематические варианты нуклеосинтеза, основанные на эволюционном сценарии взрыва сверхновой (Арконес и др., 2007) и различающиеся физическими условиями среды, в которой протекает r-процесс. Расчеты нуклеосинтеза с использованием полностью динамических моделей в предположении, что в рассматриваемой среде отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер достаточно велико для возможности образования сверхтяжелых ядер, были проведены для двух наборов ядерных масс и барьеров деления и учитывались все возможные каналы деления и соответствующие распределения продуктов деления.

5.1. Возможно ли образование сверхтяжелых элементов в природе?

Хотя в ранних обсуждениях вопроса на ранних стадиях изучения r-процесса представлялось вероятным (Шрамм и Фаулер, 1971), что сверхтяжелые элементы могут образовываться путем нуклеосинтеза с быстрым захватом нейтронов (r-процесс), более последовательные подходы, включая оценки характеристик деления, вызванного нейtronами, говорили в пользу того, что r-процесс приведет к области ядер, где преобладает процесс деления, и потому в природе нет пути к образованию сверхтяжелых элементов, однако из-за неопределенности в прогнозировании ядерных масс, этого нельзя было утверждать категорично (Болё и др., 1972; Шрамм и Физе, 1973; Брюкнер и др., 1973; Ховард и Никс, 1974).

После работы Тилеманна и др. (1983), как мы писали ещё во Введении, в исследованиях r-процесса, особенно посвященных космохронологии, деление ядер игнорировалось (Коуэн и др., 1999) и вопрос образования сверхтяжелых ядер не рассматривался.

В последние годы повысилось качество прогнозов для барьеров деления, а также были получены прогнозы для более широкой области ядер (Мёллер и др., 2009; Мамду и др., 1998; Майерс и Святецкий, 1999; Горилый и др., 2009; Капоте и др., 2009) полученных на основе обобщенной модели Томаса-Ферми с поправкой Струтинского (ETFSI),

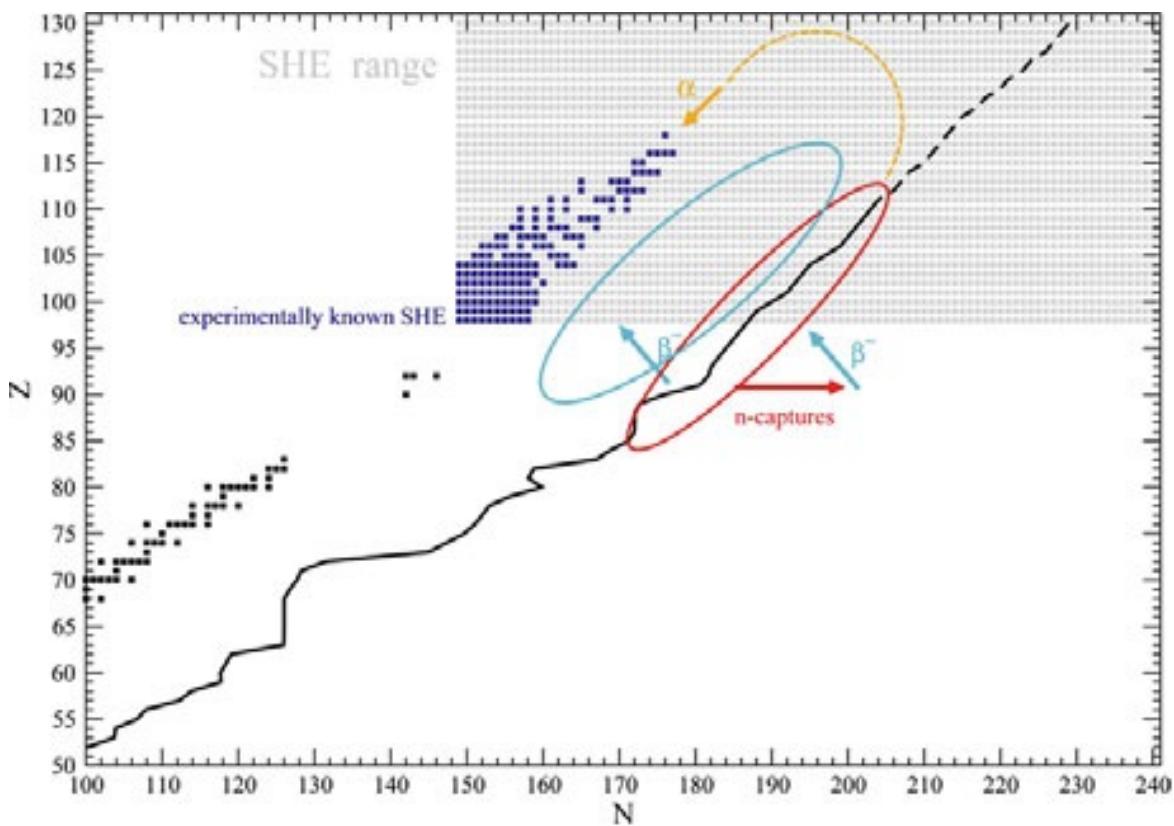


Рис. 74. Возможные пути протекания г-процесса на схеме ядерных реакций (сплошная линия). На этом пути и при последующем распаде с возвратом к бета-стабильности существуют три возможных сценария столкновения с делением или с отсутствием деления на пути образования сверхтяжелых ядер (сценарии/варианты i)-iii) в тексте). В сценарии iii) сверхтяжелые ядра будут образовываться своими "прапородителями" т.е. предшественниками, даже с большими зарядовыми числами, которые затем претерпят бета- и альфа-распады. В настоящем исследовании мы ограничиваемся расчетами нуклеосинтеза до области ядер с зарядовыми числами до $Z = 110$, так что этот последний сценарий исследовать невозможно.

модели Томаса-Ферми (Thomas-Fermi - TF), капельной модели с конечным радиусом действия (FRDM) или подхода Хартри-Фока-Боголюбова (Hartree-Fock Bogoliubov - HFB).

На основе новых данных появились расчеты скоростей реакций, вызванных нейтронами, в том числе вынужденного и запаздывающего деления (Панов и др., 2005; Панов и др., 2010, 2013), что позволило изучать образование сверхтяжелых элементов и долгоживущих космохронометров. После серии работ Панова и др. (2009-2011), посвященной изучению образования тяжелых и сверхтяжелых ядер, этой главе будут рассмотрены следующие, ставшие актуальными, вопросы:

- i) Имеет ли место интенсивное деление, сопровождающее г-процесс во время захвата нейтронов и бета-распада, и могут ли быть образованы нестабильные ядра, переобога-

щенные нейтронами, с массовыми числами до $A = 300$ и выше? ii) Проходит ли цепочка распадов после окончания г-процесса, ведущая к области бета-стабильности, через области на карте ядер, где преобладает деление, запрещая образование долгоживущих сверхтяжелых ядер? iii) Может ли г-процесс преодолеть эту область, где преобладает деление и дойти до области ядер с более высокими зарядовыми числами таким образом, чтобы последующая за окончанием г-процесса цепочка бета-распадов привела к преобразованию бета-нестабильных ядер в бета-стабильные, но нестабильные относительно альфа-распада, цепочка распадов которых в свою очередь привела бы к острову стабильности сверхтяжелых ядер? Эти три сценария схематически показаны на Рис. 74.

5.2. Сравнительный анализ выходов СТЭ в зависимости от модели ядерных данных и типа сценария

К существующим до сих пор неопределеностям в рассматриваемых астрофизических объектах и условиях в них добавляются неопределенности в ядерных данных, обсуждаемые в главе 2. Подчеркнем, что независимо от физических условий окружающей среды, решающим моментом, определяющим образование сверхтяжелых элементов в г-процессе, является достаточно высокое отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер. Условия, соответствующие быстро разлетающемуся веществу с высокой энтропией, необходимые для обеспечения достаточно большого отношения числа нейтронов к числу зародышевых ядер (см. предыдущую главу), пока не получены в современных эволюционных моделях предсверхновых. Поэтому в настоящей главе мы рассмотрели модель взрыва сверхновой (Арконес и др., 2007) с искусственным увеличением энтропии до значений, позволивших получить высокие отношения нейтронов к зародышевым ядрам.

Начальная температуре расчетов была выбрана 10 ГК, при которой применима модель статистического ядерного равновесия, определяющего начальный состав. Далее, при развитии взрывного процесса полагалось, что что выбрасываемое вещество расширяется адиабатически, и плотность зависит от времени экспоненциально: $\rho(t) = \rho_0 \exp(-t/\tau)$.

Значение характерного времени расширения $\tau = 3\text{мс}$ было выбрано согласно гидро-

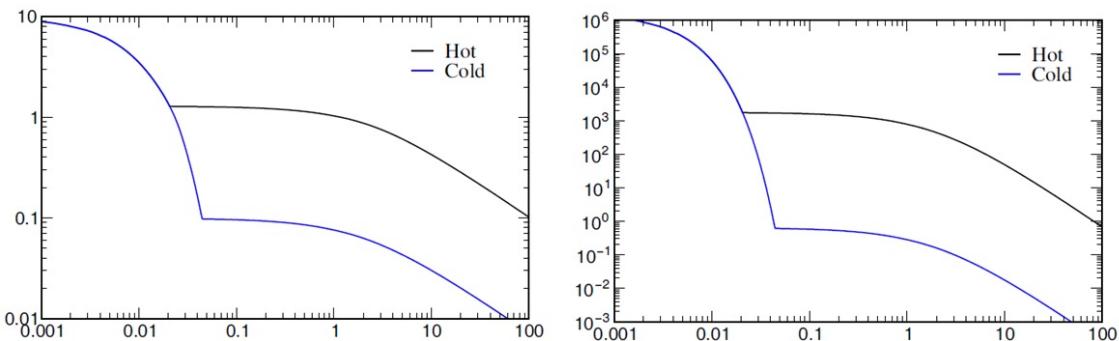


Рис. 75. Эволюция температуры и плотности в случае горячего и холодного г-процессов в зависимости от выбора t_1 в уравнении (5.1). Заметим, что в обоих случаях отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер становится меньше 1 в области $t = 1\text{--}2$ с.

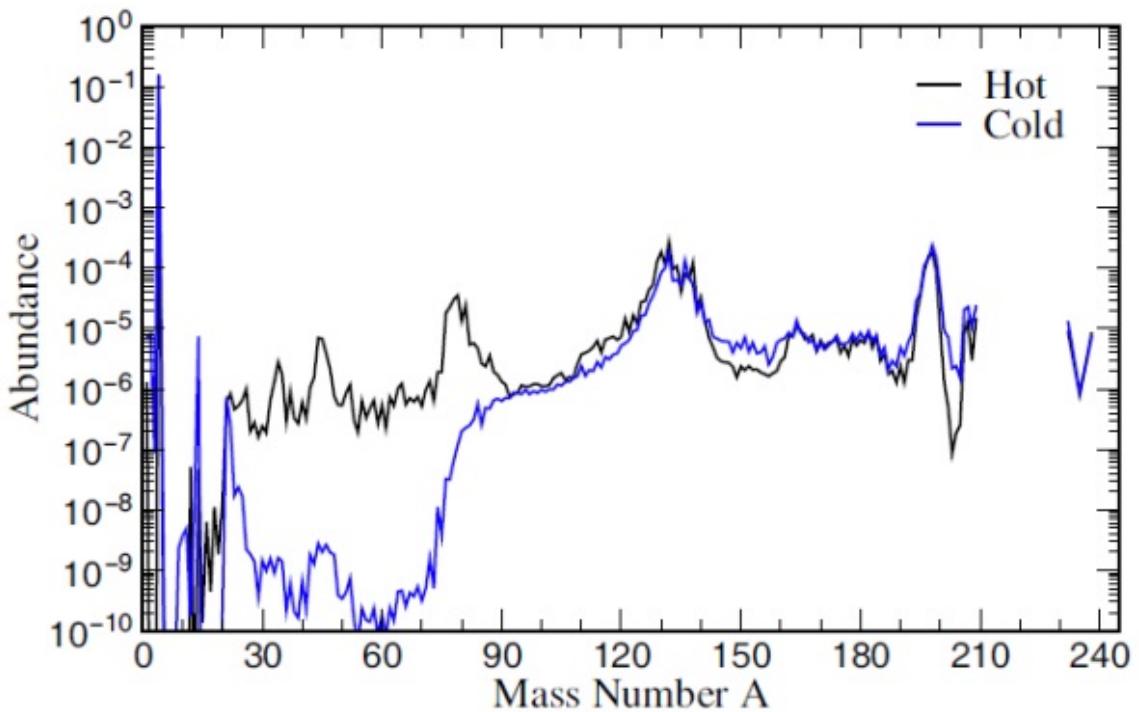


Рис. 76. Конечная распространенность элементов для сценариев горячего и холодного г-процессов после распада нестабильных изотопов (продолжительность распадов 10^{10} лет).

динамической модели, развитой Арконес и др. (2007). На более поздних этапах эволюции состояния выброшенного вещества гидродинамическое моделирование показывает, что изменение плотности перестает быть свободным и может приближенно описываться формулой (Майер и Браун, 1997; Панов и Янка, 2009; Ванайо и др. 2011):

$$\rho(t) = \rho_1((\Delta + t_1)/(\Delta + t))^2, \quad (5.1)$$

где параметр Δ представляет собой временной масштаб, на котором материя эволюционирует от условий, где плотность почти постоянна, ($t \ll \Delta$) до изменяющейся плотности

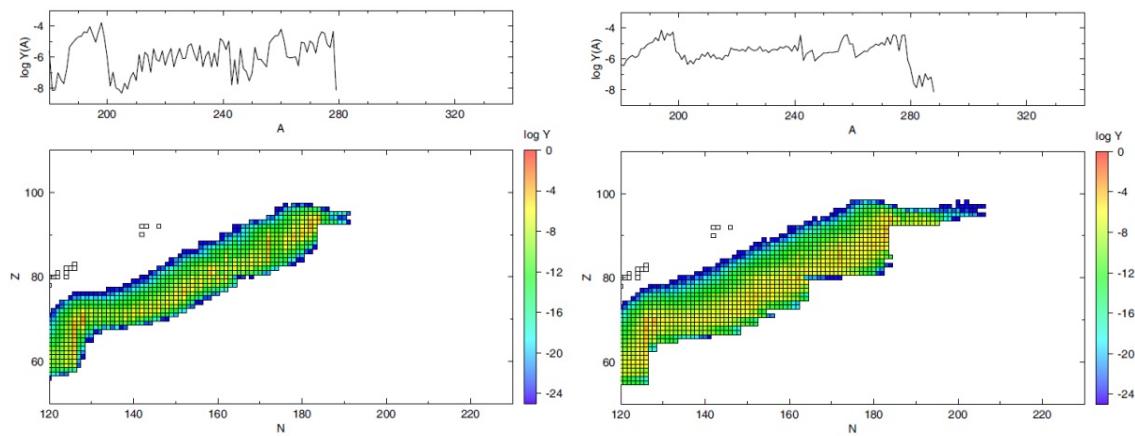


Рис. 77. Результаты расчетов для условий горячего (слева, $t=1.378\text{с}$) и холодного (справа, $t=0.887\text{с}$) r -процесса, с использованием прогнозов для барьеров деления и масс, полученных на основании моделей TF и FRDM. В обоих случаях распространность элементов Y_A показана как функция от A , а также в виде двумерного графика, где распространность ядер показана при помощи цвета. Распространенность показана на момент "вымораживания" нейтронов, т.е. когда отношение числа нейтронов к числу тяжелых ядер упадет до 1.

при расширении с постоянной скоростью ($t \gg \Delta$) (Арконес, Мартинец-Пинедо, 2011). Мы используем значение $\Delta = 2$ с, основанное на гидродинамическом моделировании (Фишер и др. 2010; Арконес и др. 2007).

Для того, чтобы получить большое отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер предполагалось, что начальная энтропия постоянна и равна 200 $k/\text{нуклон}$ при начальном значении $Y_e = 0.35$, что приводит к отношению числа нейтронов к числу зародышевых ядер 290 при температуре 3 ГК. Температура определяется условием постоянства энтропии из уравнения состояния, описанного в работе (Тиммс и Арнетт, 1999). Использовавшийся для нуклеосинтеза код, основанный на коде Xnet (Хикс, Тилеманном, 1999), был модернизирован, чтобы учесть также все реакции деления.

Как обсуждалось во Введении и в параграфе 3.1, r -процесс может происходить в различных астрофизических объектах. Поэтому в дальнейшем мы рассмотрим два предельных случая эволюции на более поздних стадиях разлета вещества (См. Рис. 75), когда меняется характер разлета выбрасываемого вещества, выбрав t_1 в качестве момента времени, когда температура достигла значений 1.15 ГК и 0.1ГК, соответственно. Назовем нуклеосинтез в этих предельных случаях "горячим" и "холодным" r -процессом.

В этих двух случаях есть два принципиальных различия. Во-первых, на основании расчетов мы выяснили, что в "горячем" r -процессе зародышевые ядра будут непрерывно образовываться на протяжении всего r -процесса, ибо реакции между заряженными

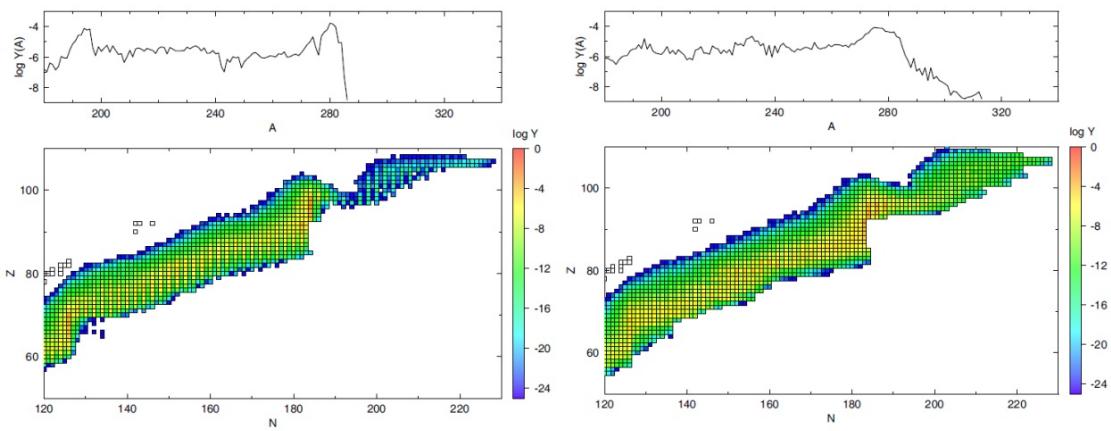


Рис. 78. То же самое, что и на Рис. 77, но для прогнозов барьеров деления и масс согласно моделям ETFS/ETFSI. Можно видеть, что эволюция направлена в сторону больших масс по сравнению с массами, изображенными на Рис. 77, причем по времени протекания г-процесса деление менее существенно. Для горячего нуклеосинтеза $t=1.461\text{c}$, а для холодного $t=0.7876$. См. обсуждение в тексте.

частичами никогда полностью не останавливаются ("не замораживаются") (См. Засакуи и др., 2006). В сценарии "холодного" г-процесса это не так, поскольку при таких низких температурах реакции между заряженными частицами идут слишком медленно, если сопоставить их с динамической временной шкалой нуклеосинтеза в сценарии г-процесса. Непрерывное образование зародышевых ядер само по себе проявляется в повышенной распространенности ядер с атомными массами A в интервале от 20 до 90. Это видно из Рис. 76, где представлены окончательные (т.е. после распада всех изотопов, образовавшихся в г-процессе) распространности элементов, рассчитанные на основе ядерных данных TF/FRDM. Расчеты с использованием данных ETFSI/ETFSI приводят к похожим результатам.

Второе отличие относится к роли реакций фотораспада во время г-процесса. При более высоких температурах горячего г-процесса реакции фотораспада протекают достаточно быстро для установления равновесия $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$. Это равновесие между реакциями обоих типов вдоль изотопической цепочки определяет узкую "дорожку" г-процесса, когда в каждой цепочке ядро с наиболее большой распространенностью выполняет роль "точки ожидания" для бета-распадов. Этот предельный случай, близок к "классическому" г-процессу, введенному в работе Бэрбиджа и др. (1957).

В случае "холодного" г-процесса скорости фотодиссоциации нейтрона слишком малы для установления равновесия с захватом нейтронов. Эволюция скорее определяется захватом нейтронов и конкурирующим с ним бета-распадом, когда их скорости в

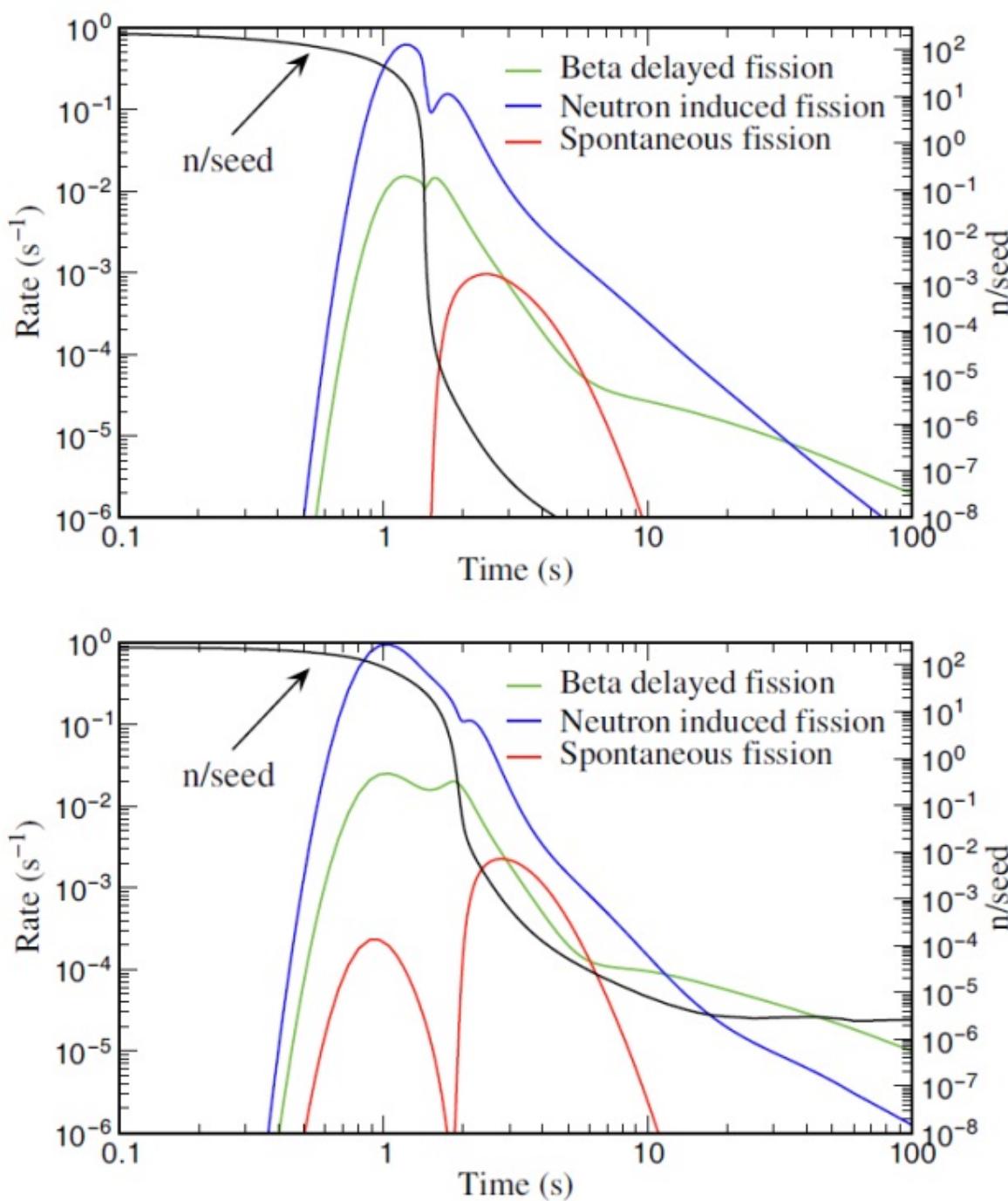


Рис. 79. Эволюция интенсивности деления по разным каналам показана для горячего (наверху) и холодного (внизу) γ -процессов при выборе TF/FRDM модели барьеров деления/ядерных масс.

условиях γ -процесса несильно меняются от изотопа к изотопу. Вследствие этого в каждой изотопической цепочке наибольшие распространности наблюдаются у нескольких близлежащих ядер, что ведет к расширению "дорожки" γ -процесса. Различные аспекты динамики холодного γ -процесса уже обсуждались ранее (Панов и Янка, 2009; Арконес

и Мартинец-Пинедо, 2011; Блэйк и Шрамм, 1976; Ванайо, 2007), но в данной главе мы рассмотрим сценарий холодного нуклеосинтеза (так же как и горячего) в аспекте рассмотрения возможности синтеза сверхтяжелых элементов.

Обсудим ключевые эффекты, вызванные делением, и условия, приводящие к образованию сверхтяжелых ядер. С этой целью были выполнены расчеты для сценариев горячего и холодного r -процессов с использованием двух наборов ядерных данных TF/FRDM и ETFSI/ETFSI. На рисунках 77, 78 показана распространенность ядер в момент, когда отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер достигает 1, что является началом "замораживания" реакций нейтронного захвата. Проводится сравнение результатов для горячего и холодного r -процессов для исходного TF/FRDM набора ядерных данных для барьеров деления и ядерных масс (Рис. 77) и для набора данных ETFSI/ETFSI (Рис. 78).

В обоих случаях (в горячем и холодном r -процессе) и для обоих наборов исходных ядерных данных распространенность ядер в области $A > 280$, существенно уменьшается, однако область значительных выходов в случае холодного r -процесса все-таки заметно больше. Как обсуждалось в работах Шрамма и Физе (1973) и Блэйка и Шрамма (1976), в случае горячего r -процесса $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ равновесие обеспечивает существенную утечку по каналу деления, препятствуя образованию более тяжелых элементов после того, как будет достигнута область, где может происходить деление под действием нейтронов. Это происходит в области $Z = 95-100$, для ядер с $N = 184$ (или немного больше), для которых, как видно из Рис. 81 (слева), $B_f - S_n < 2$ Мэв. На Рис. 81 (справа) показано, что после исчерпания всех нейтронов возможна ситуация, когда спонтанное деление станет доминирующим каналом деления.

Какова зависимость интенсивности разных типов деления от исходных ядерных данных и от сценария? На рис. 79 и 80 показана эволюция интенсивности деления по разным каналам в случае горячего и холодного r -процессов с использованием скоростей деления и прогнозов ядерных данных, полученных в рамках моделей TF/FRDM и ETFSI/ETFSI. Сделаем несколько общих замечаний. На той стадии r -процесса, когда отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер больше единицы, преобладает деление, вызванное нейтронами. Как только отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер становится меньше единицы и начинается "замораживание" r -процесса, интенсивность процесса деления, вызванного нейтронами, резко уменьшается. В этот

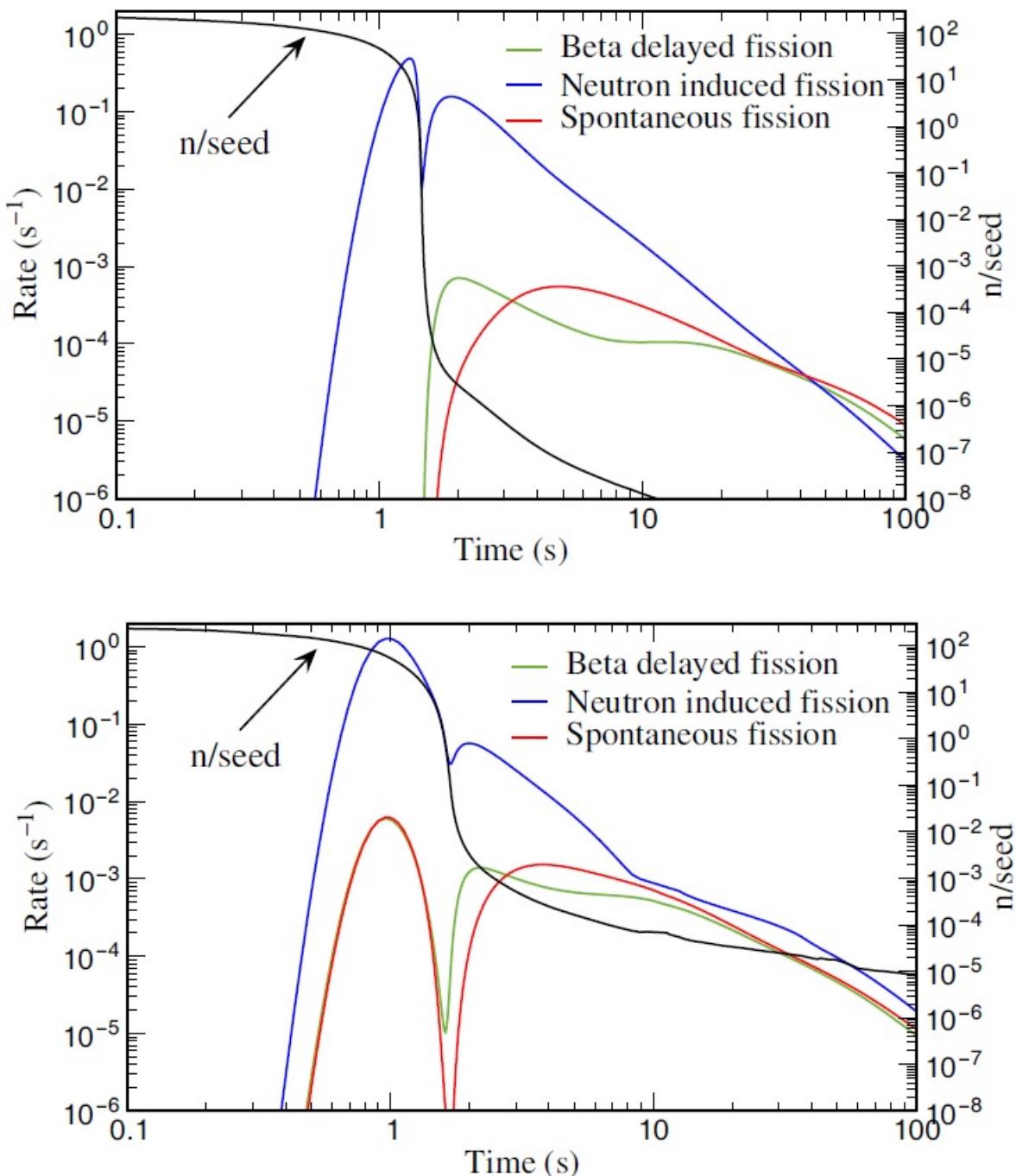


Рис. 80. То же самое, что и на Рис. 79, эволюция интенсивности деления по разным каналам показана для горячего (наверху) и холодного (внизу) τ -процессов, но использована модель барьера/барьеров деления/масс ETFSI/ETFSI.

момент изотопы, образованные в ходе τ -процесса, начинают претерпевать бета-распад, стремясь в область стабильности и высвобождая в процессе бета-распада нейтроны, которые захватываются тяжелыми ядрами, приводя к увеличению вынужденного деления. Этот процесс, особенно важный в случае большого количества образовавшихся ядер с $N = 184$ ($A \sim 280$), во время бета-распадов по направлению к области ста-

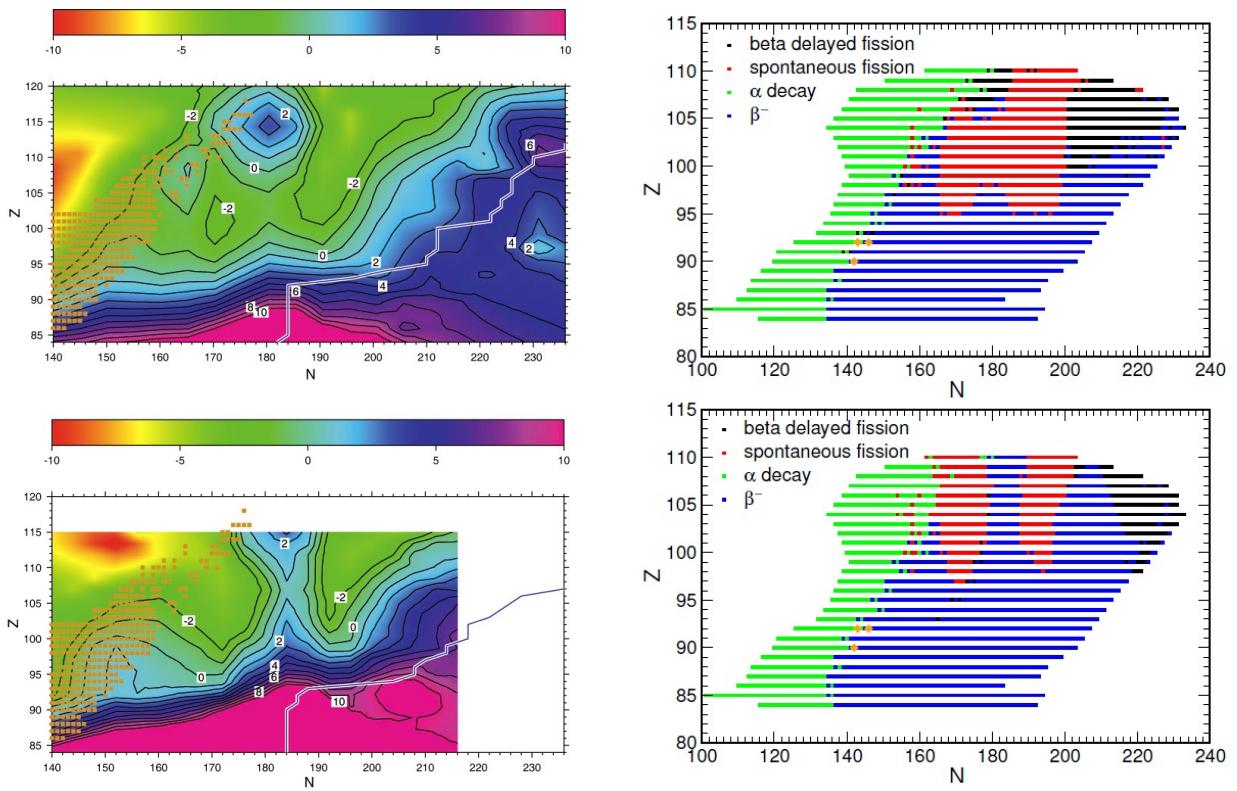


Рис. 81. а) Карта значений $B_f - S_n$ для трансурановых изотопов на основе прогнозов барьера деления/масс моделью TF/FRDM (вверху) и ETFSI/ETFSI (внизу). Обобщенная модель прогнозирует положительные значения разности $B_f - S_n$ для $N = 184$ и $Z > 95$ (на нижнем графике), указывая, что вынужденное деление запрещено, для прогнозов, даваемых TF/FRDM это не так. Линией обозначена граница нейтронной стабильности. Ясно видно, что вблизи границы нейтронной стабильности вынужденное деление подавлено; (справа) показаны доминирующие каналы распада: альфа-распад (не важен для г-процесса), бета-распад и запаздывающее деление в области с положительными значениями разности $B_f - S_n$ (в дочернем ядре) и областях, в которых скорость спонтанного деления выше, чем скорость бета-распада. Dominant decay channels: alpha-decay on the proton rich side of stability - not of importance here, beta-decay, beta-delayed fission in regions with positive $Q_\beta - B_f$ (daughter) and regions where spontaneous fission half-lives are shorter than beta-decay half-lives.

бильности приводит к смещению наиболее распространенных ядер в область с $Z \sim 95$, $N \sim 175$, где снова происходит деление, вызванное нейtronами (См. Рис. 81 (слева)). Это усиление деления, вызванного нейtronами, наблюдается во всех расчетах в виде второго максимума ("горба") на графике, который появляется в момент $t=1-2$ с. Как только вызванное нейtronами деление снова появляется, оно поддерживает само себя благодаря "механизму", похожему на цепную реакцию, и продолжает быть доминирующим каналом до того момента, когда плотность нейtronов становится слишком малой - в течение приблизительно нескольких десятков секунд, когда начинают преобладать запаздывающее деление и спонтанное деление. Спонтанное деление, преобладающее в случае ядер, которые близки к области стабильности, всегда менее важно в ходе г-

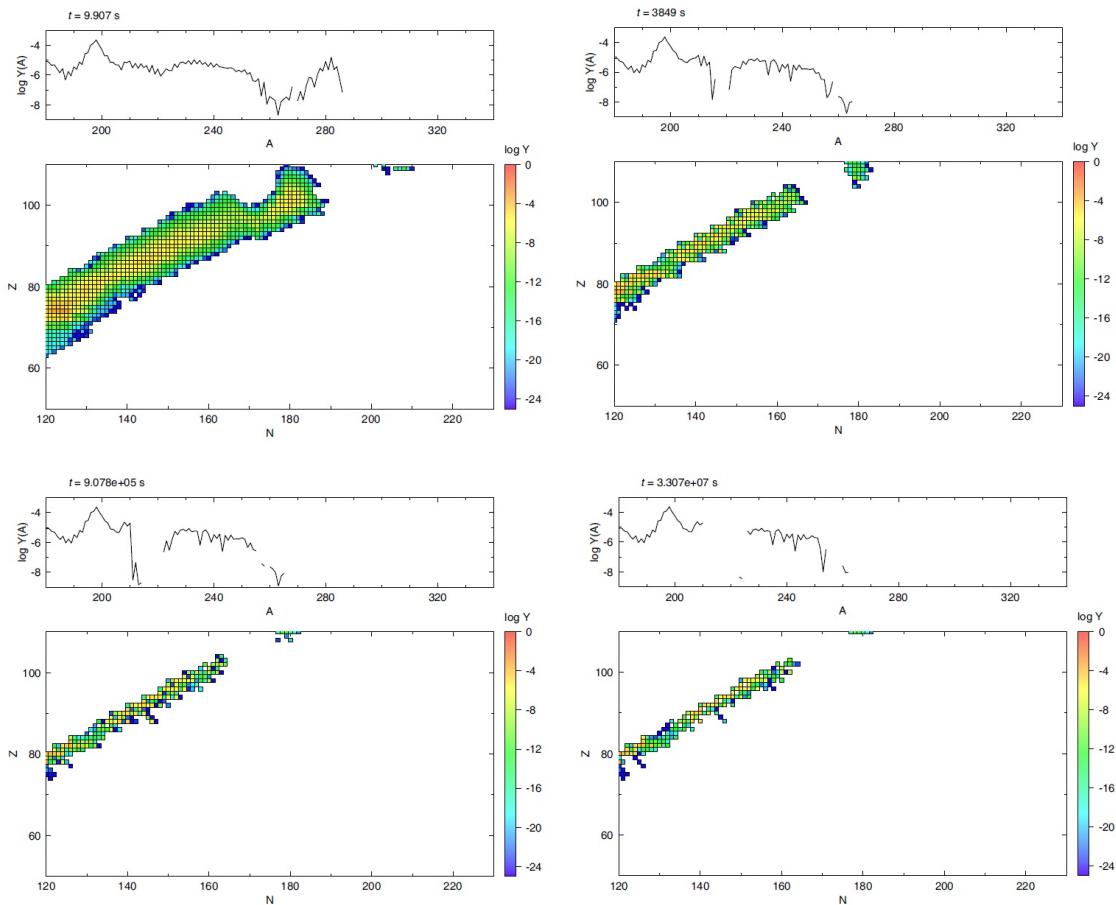


Рис. 82. На рисунках показана распространенность ядер, полученная в результате расчетов для горячего (вверху) и холодного (внизу) г-процесса с использованием ETFST/ETFSI ядерных данных по барьерам деления и массам. Графики относятся к последнему моменту времени, когда еще присутствуют ядра с $Z = 109$ (слева), или когда они только что распались до ядер с $Z = 110$ (справа). Эти результаты отображают распады в том числе и через область слабого деления ($N \sim 184$) (см. также рис. 81(справа)).

процесса, но его роль возрастает на стадии "замораживания", когда путь г-процесса смещается и приближается к области стабильности. В случае холодного процесса дорожка г-процесса более широка, как это указано выше (при обсуждении рисунков 77 и 78), и, следовательно, раньше пересекается с областью спонтанного деления на пути бета-распадов в область стабильности. В случае ядер с самыми высокими массовыми числами (См. также Рис. 81 (справа)) бета-запаздывающее деление становится более важным существенно позднее.

Выше было показано, что при использовании исходных ядерных данных TF/FRDM вынужденное деление препятствовало образованию (сверх)тяжелых элементов, в случае ETFSI/ ETFSI ядерных данных ситуация выглядит иначе (См. Рис. 78). Это можно понять, глядя на Рис. 81 (слева), на котором видно, что при использовании

ETFSI/ETFSI данных область $B_f - S_n < 0$ находится еще дальше от пути протекания г-процесса, чем в случае данных TF/FRDM. В целом можно сказать, что поскольку спонтанное и запаздывающее деление вдоль пути г-процесса менее значимы, чем вынужденное деление, а скорость вынужденного деления сравнима со скоростью радиационного захвата нейтрона, образование все более тяжелых химических элементов будет продолжаться, переходя в область ядер, характеристики которых отсутствуют ($Z > 110, A > 330$). Относительная роль трех каналов деления, основанных на ETFSI/ETFSI ядерных данных (Рис. 80), похожа на роль этих каналов, основанных на TF/FRDM данных (Рис. 79), но с той разницей, что деление, вызванное нейtronами, и бета-запаздывающее деление не полностью препятствуют образованию более тяжелых ядер с массами $A \geq 300$, имеющие вероятность избежать 100% деления и образовать сверхтяжелые элементы (см. Рис. 77 и 78). Спонтанное деление становится более заметным на поздней стадии "замораживания", когда путь сдвигается ближе к области стабильности. Еще раз подчеркнем, что деление, вызванное нейtronами, и бета-запаздывающее деление не полностью препятствуют образованию тяжелых ядер. Как мы уже видели на Рис. 81 (справа), область преобладания спонтанного деления в случае исходных данных ETFSI/ETFSI разделена на две части, оставив "свободной от деления" область в окрестности ядер с $N \simeq 184$ (Панов и др., 2009). Это позволяет бета-распадам почти беспрепятственно происходить в направлении долины стабильности. Однако в результате бета-распадов образовавшиеся нуклиду трансформируются в область ближе к одному из двух островов спонтанного деления (с меньшими массами), достигая области с зарядовым числом $Z > 110$, т.е. области неизвестных ядерных данных.

На рис. 82 показаны (для комбинации барьера деления и масс ETFSI/ETFSI) результаты расчетов для горячего и холодного г-процессов в момент времени, когда ядра с $Z = 109$ еще присутствуют или только что распались до $Z = 110$, т.е. когда они достигают границ рассматриваемой области в конце цепочки бета-распадов. В обоих расчетах это происходит по прошествии примерно 12 часов. Таким образом, при использовании данных о барьерах деления и массах ETFSI/ETFSI, такие сверхтяжелые ядра существует в течение этого периода времени. Рис. 81 (справа) однако показывает, что они, в конечном итоге, достигнут левой области спонтанного деления и не попадут в продолжение долины стабильности, которая бы была "пунктом конечного назначения" для

цепочки бета-распадов в отсутствие этой области спонтанного деления.

Как было показано, в случае использования прогнозов скоростей и ядерных характеристик, основанных на ETFSI/ETFSI моделях, γ -процесс дойдет до области ядер, которые выходят за границы рассматриваемой области ядер, и, следовательно, мы пока не можем дать ответ на вопрос iii), поставленный в начале главы, т.е. могут ли образовываться ядра, которые достаточно тяжелы для того, чтобы γ -процесс мог обойти область, где преобладает деление, с последующими бета- и альфа- распадами до области стабильных сверхтяжелых элементов. Такой сценарий - iii) невозможен в случае использования TF/FRDM характеристик, поскольку в γ -процесса не образуется достаточно тяжелых ядер.

5.3. Обсуждение

Итак, могут ли сверхтяжелые элементы образовываться в природном γ -процессе?. Поскольку не совсем понятно, каковы условия протекания γ -процессов при астрофизических взрывах, в этой главе были рассмотрены два предельных случая γ -процесса, реализующихся при взрыве сверхновой при наличии условий, соответствующих горячему и холодному γ -процессам, когда (γ, n) -реакции играют (горячий) или не играют (холодный) важной роли. В предположении, что отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер достаточно велико, чтобы образовались актиниды и более тяжелые ядра, на основе численных расчетов нуклеосинтеза и рассмотренных моделей предсверхновых можно заключить следующее: ответ на поставленный вопрос зависит от свойств атомных ядер, прогнозы которых пока недостаточно точны. В случае использования (TF/FRDM)-данных, γ -процесс завершается вызванным нейtronами и бета-запаздывающим делением до того, как будет достигнута область сверхтяжелых ядер. В случае использования данных (ETFSI/ETFSI), вызванное нейtronами и бета-запаздывающее деление не запрещают образования сверхтяжелых ядер даже при достижении области ядер с зарядовыми числами $Z > 110$. К сожалению, эта область пока недоступна для расчетов, поскольку прогнозы характеристик ядер для данной области пока отсутствуют. Независимо от этого ограничения, наши расчеты позволяют сделать прогноз, согласно которому в рассмотренных сценариях ядра с массами порядка $A \sim 290$ образуются и существуют в течение примерно от суток до нескольких лет после

завершения г-процесса (который протекает в течение нескольких секунд). После серии бета-распадов эти ядра также попадают в области спонтанного деления и распадаются до ядер средней массы.

Настоящее исследование является еще одним примером, показывающим важность исходных характеристик атомных ядер для расчета нуклеосинтеза в ходе г-процесса и необходимость дальнейшего развития теории. Еще один шаг в этом направлении был сделан в недавно проведенном исследовании Эрлера и др. (2012), которое показывает, что в пределах неопределенности, присущей в разных функционалах Скирма, вероятно, что спонтанное деление помешает образованию элементов с зарядовыми числами выше $Z = 120$.

5.4. Заключение и выводы

Расчеты нуклеосинтеза с использованием полностью динамических кинетических моделей в предположении, что в рассматриваемой среде отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер достаточно велико для возможности образования сверхтяжелых ядер, были проведены для двух наборов ядерных масс и барьеров деления и двух предельных случаев физических условий, определяемых температурой, что приводит к моделям "холодного" и "горячего" г-процесса. Учитывались все возможные каналы деления и соответствующие распределения продуктов деления. Показано, что для таких моделей и условий, возможных при взрыве сверхновой II типа, образование сверхтяжелых ядер с $A \sim 300$, происходит, однако образовавшиеся изотопы имеют короткое время жизни и быстро распадаются, за время от нескольких дней до нескольких лет.

6. ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В СЛАБОМ R-ПРОЦЕССЕ

Модельные расчеты r-процесса достаточно хорошо воспроизводят наблюдаемую крипту распределенности тяжелых элементов (Кёппелер и др., 1998; Витти и др., 1993; Вусли и др., 1994; Фрайбургхаус и др., 1999б; Блинников, Панов, 1996), однако в расчетах нуклеосинтеза для конкретных сценариев, таких как взрыв сверхновой или слияние нейтронных звезд, в которых реализуется основной r-процесс, выход тяжелых элементов с $A < 120$ (Фрайбургхаус и др., 1999а) практически отсутствует. Множественный захват нейтронов и бета-распады приводят к преобразованию ядер с $A < 120$ в изотопы химических элементов с большим атомным номером. Поэтому интересны модели r-процесса, условия протекания нуклеосинтеза в которых недостаточны для осуществления основного r-процесса, но которые подходят для слабого (дополнительного к основному) r-процесса, ответственного за синтез элементов с $70 < A < 120$. В настоящее время наиболее реалистичны следующие сценарии слабого (дополнительного) r-процесса:

1. Модель гелиевой вспышки, предложенная четверть века назад (Хиллебрандт, Тилеманн, 1977; Труран и др., 1978), предполагает протекание слабого r-процесса при прохождении ударной волны через гелиевую оболочку сверхновой с массой $\leq 10 M_{\odot}$. Из-за нагрева среды за фронтом ударной волны происходит интенсивное образование нейтронов в реакциях $^{18}O(\alpha, n)^{21}Ne$ и $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$, и на зародышевых ядрах, образованных в равновесном нуклеосинтезе и в α -процессе, может начаться r-процесс. В этих моделях, как полагалось на основе оценок (Труран и др., 1978), может идти слабый r-процесс, однако в последней работе на эту тему (Труран и Коуэн, 2000) удовлетворительного согласия с наблюдениями не было получено.

2. Для сверхновых с массой $M > 8M_{\odot}$, взрыв которых сопровождается коллапсом ядра и интенсивным нейтринным импульсом, процесс быстрого нуклеосинтеза в оболочке сверхновой может быть инициирован нейтрино, образующимися при коллапсе центральных областей звезды. В частности, как показали Эпштейн и др. (1988), рассеяние нейтрино на ядрах гелия с последующим их развалом может приводить к возникновению источника необходимых для r-процесса нейтронов.

Подробно эта модель рассмотрена Надёжиным и Пановым (1997) и Надёжиным и др.

(1998), которые показали, что г-процесс в звездах с низкой металличностью и массой $M \leq 15 M_{\odot}$ может сформировать химические элементы, по крайней мере, в области масс $80 < A < 120$.

3. Еще одна схематичная модель (Птицын, Чечеткин, 1982), при ее детальном развитии могла бы дать реалистичный сценарий дополнительного г-процесса. Здесь надо отметить, что в упомянутой работе, пожалуй, впервые, хотя и неполно, было обращено внимание на роль протонов в образовании зародышевых ядер в г-процессе. Основой для рассматриваемого сценария служит модель взрыва сверхновой I типа с CO-ядром (Иванова и др., 1977; Чечеткин и др., 1980), в которой в результате полного разрушения звезды вещество центральной области с высоким нейтронным избытком ($Y_e \leq 0.3$) выбрасывается в окружающую среду. В этом нейтронизованном веществе возможно достижение условий, необходимых для начала и протекания г-процесса.

В следующих параграфах более детально будут рассмотрены возможности протекания г-процесса в двух последних сценариях.

6.1. нейтринный нуклеосинтез в коллапсирующих сверхновых.

В данном параграфе будут рассмотрены результаты исследования слабого г-процесса за счет образования нейтронного источника в гелиевом слое сверхновой, достаточного для поддержания г-процесса. Модель такого источника, возникающего за счет испарения нейтронов в результате рассеяния τ и μ нейтрино ядрами гелия, была рассмотрена в расчетах нуклеосинтеза (Надёжин и др., 1997; Надёжин и Панов, 1997), а затем численно смоделирована и рассчитана (Надёжин и др., 1998; Надёжин и Панов, 2007).

6.1.1. нейтронный источник в гелиевом слое

За последнее десятилетие наметился существенный прогресс в изучении синтеза тяжелых элементов при быстром захвате нейтронов (г-процесс). Как беспрецедентные по точности данные о химическом составе звезд с низкой металличностью (см. обзор Коуэн, Снеден, 2003, и ссылки там), так и данные о изотопном составе тяжелых элементов в солнечной системе свидетельствуют о том, что существуют по крайней мере две разновидности г-процесса (Вассербург и др., 1996; Вассербург, Кян, 2000). Согласно такому представлению основной г-процесс ответственен за происхождение тяжелых

химических элементов с массовыми числами $A \gtrsim 130$, тогда как существование более легких элементов ($A \lesssim 130$) обязано слабому г-процессу.

Одним из наиболее перспективных для реализации г-процесса мест являются те сверхновые звезды, которые связаны с гравитационным коллапсом их центральных ядер на заключительных стадиях эволюции. К таким сверхновым относятся все типы сверхновых, за исключением термоядерных сверхновых типа Ia. Исследование условий, необходимых для осуществления г-процесса, может оказаться важным шагом на пути к выяснению пока еще до конца не понятого механизма разделения звезды на сколапсировавшее ядро (нейтронную звезду или черную дыру) и сбрасываемую оболочку.

Гелиевый слой неоднократно предлагался как место для осуществления г-процесса. Одна из идей заключалась в том, чтобы использовать в качестве источника нейтронов реакцию $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, скорость которой резко увеличивается вследствие повышения температуры при прохождении ударной волны сквозь гелиевый слой. При этом, однако, для воспроизведения г-процесса в полном виде требуется недопустимо большая начальная концентрация изотопа ^{13}C (Коуэн и др., 1985). Эта трудность остается, по-видимому, и при попытке объяснения таким же способом не всего г-процесса, а только его слабого компонента. Согласно работе Трурана, Коуэна (2000) в этом случае необходима начальная концентрация $^{13}\text{C} \gtrsim 0.01$ (по массе). Это по-прежнему слишком большая величина. Детальные расчеты конечных стадий эволюции массивных звезд показывают, что изотоп ^{13}C успевает практически полностью выгореть в гидростатически равновесных условиях, предшествующих гравитационному коллапсу и выбросу оболочки сверхновой (см. модели предсверхновых в базе данных Хегер, Вусли).

Другая возможность осуществления г-процесса в гелиевом слое связана с появлением свободных нейтронов при расщеплении ядер гелия потоком нейтрино от коллапсирующего ядра звезды (Эпштейн и др., 1988). Вусли и др. (1990), однако, показали, что большая часть этих нейтронов захватывается изотопами ^{12}C , ^{16}O и ^{14}N , которые для звезд солнечного химического состава вносят основной вклад в металличность Z как в начале эволюции звезды, так и на ее конечной стадии предсверхновой. В результате остается слишком мало нейтронов для инициирования г-процесса в гелиевом слое, расположенному в эволюционных моделях примерно между радиусами 4×10^9 и 3×10^{10} см. Подробный анализ этой проблемы (Надёжин и др., 1998) привел к заключению, что для реализации г-процесса гелиевый слой должен располагаться значительно глубже —

на радиусах $\lesssim 10^9$ см.

В настоящем параграфе продемонстрирована возможность реализации по крайней мере слабого г-процесса в моделях предсверхновых с металличностью существенно меньшей, чем солнечная $Z_{\odot} = 0.019$. Это становится возможным благодаря тому, что в таких моделях при заданной интенсивности источника нейtronов возрастает отношение числа нейtronов к числу зародышевых ядер элементов группы железа. Кроме того, во внешней части гелиевого слоя таких моделей изначально низкие концентрации изотопов С, N и O уже не могут эффективно препятствовать развитию г-процесса.

6.1.2. Модель и метод расчета

Модели предсверхновых звезд с низкой металличностью $Z = 0.0001 Z_{\odot}$ и массами $15 M_{\odot}$ и $75 M_{\odot}$ были взяты из доступной в Интернете базы данных Хегера и др (<http://2sn.org/stellarevolution/>). Предсверхновая с массой $75 M_{\odot}$ была взята с целью выяснить чувствительность результатов к массе звезды. На рис. 83 и 84 показано распределение химического состава по массовой координате m в гелиевых слоях этих моделей. Нас интересуют внешние части этих слоев, где сохранились начальные концентрации химических элементов кроме гелия и водорода: подслой $m = (3.8 - 4.1) M_{\odot}$ для модели $15 M_{\odot}$ и $m = (32.8 - 33.7) M_{\odot}$ для модели $75 M_{\odot}$.

Для расчета нуклеосинтеза в этих областях мы использовали двухкодовый метод расчета ядерной кинетики (Надёжин и др., 1998; Надёжин, Панов, 2001). Первый код рассчитывает кинетику сорока наиболее важных изотопов легких элементов до ^{24}Mg , тогда как второй описывает кинетику около 1300 изотопов более тяжелых элементов вплоть до атомного номера 60 (Nd). Оба кода взаимодействуют посредством согласованного обмена свободными нейtronами и протонами (см. главу 1).

Для расчета кинетики термоядерных реакций в первом коде использовались данные об их скоростях из работ Каулан, Фаулер (1988), Коэн и др. (1991), Раушер и Тилеманн (2000), Ангуло и др. (1999). В рассчитывающем кинетику г-процесса втором коде использовались скорости нейтронного захвата, а также скорости парных реакций тяжелых ядер с протонами и альфа-частицами из компиляции Коэн и др. (1991), вычисленные по статистической модели Хаузера-Фешбаха. Скорости бета-распада, вычисленные в рамках QRPA-модели, а также величины ядерных масс, предсказываемые

моделью FRDM, были взяты из работы Крац и др. (1993). Более подробные данные об уравнениях ядерной кинетики и способе их решения содержатся в работе Надёжина и др. (1998) и в главе 1.

Источником нейтронов является реакция неупругого рассеяния $^4\text{He}(\nu, \nu' n)^3\text{He}$, в которой участвуют μ и τ нейтрино и антинейтрино, имеющие Ферми–Дираковские спектры с нулевым химическим потенциалом и температурой $T_\nu = 8 \text{ MeV}$. Усредненное по спектру сечение неупругого рассеяния нейтрино $\langle\sigma_{\text{He}4\nu n}\rangle$ рассчитывается как функция T_ν по простой формуле (Надёжин и др., 1998), аппроксимирующей численные данные детальных расчетов из работ Эпштейн и др. (1988) и Вусли и др. (1990). В нашем случае имеем $\langle\sigma_{\text{He}4\nu n}\rangle = 4.25 \times 10^{-43} \text{ см}^2$ в расчете на одно ядро ^4He .

Нейтринная кривая блеска, параметры проходящей через гелиевый слой ударной волны и последующего расширения вещества (при заданной энергии взрыва сверхновой

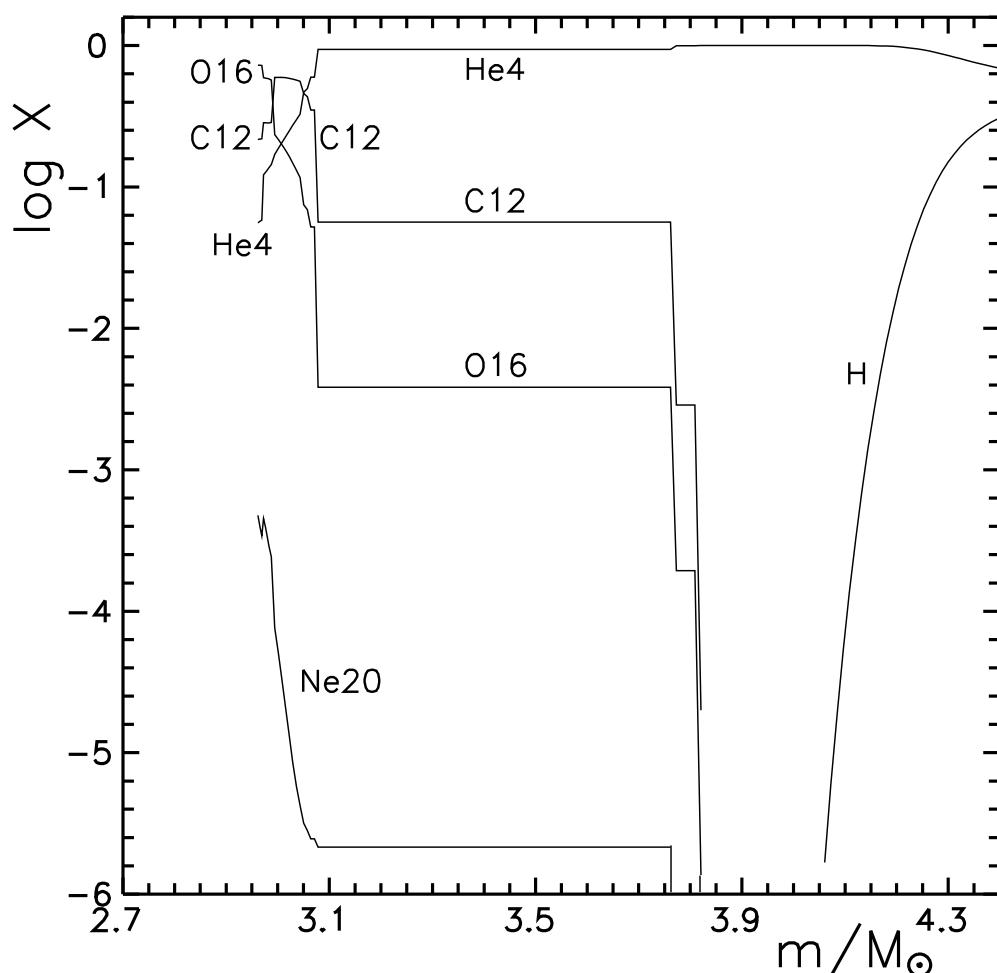


Рис. 83. Химический состав по гелиевого слоя Z для $15 M_\odot = 0.0001 Z_\odot$.
предсверхновой (концентрации)

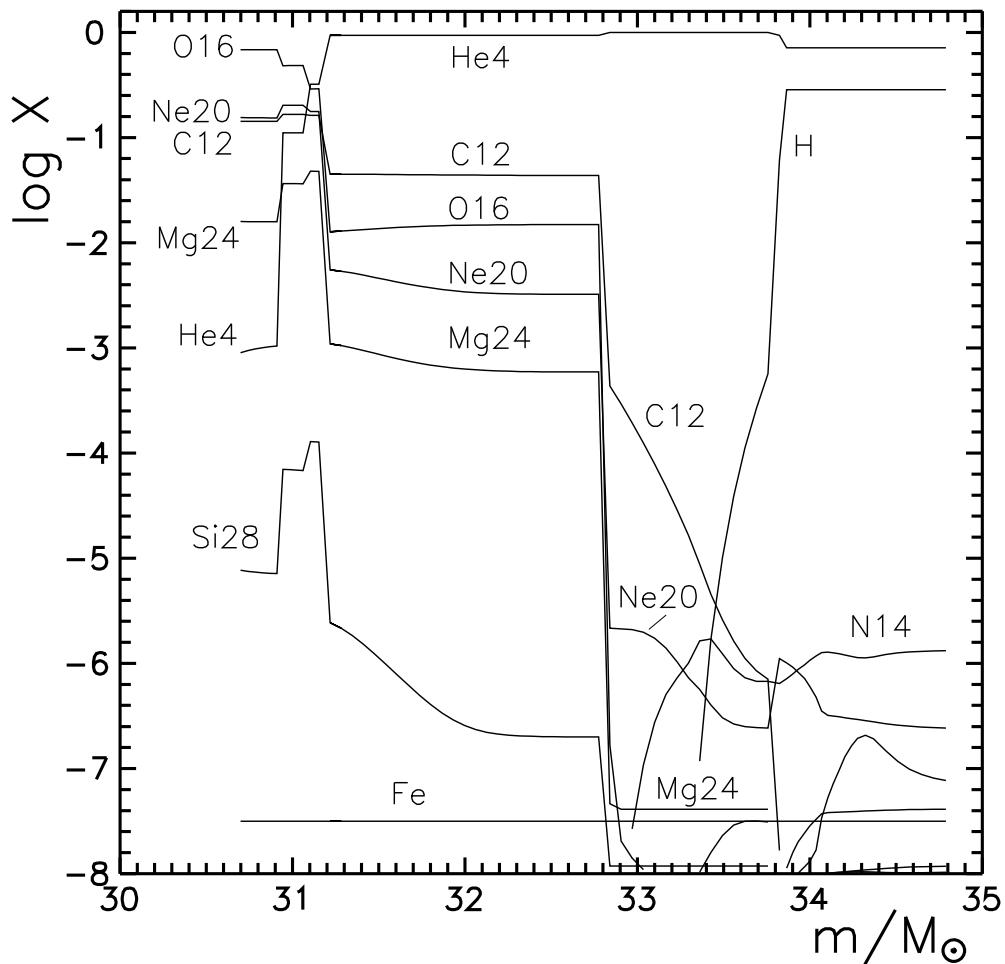


Рис. 84. Химический состав по гелиевого слоя для звезды $75 M_\odot$, для $=0.0001 Z_\odot$.

E_{exp}) были взяты из работ Надёжин (1978) и Надёжин, Депутович (2002), соответственно.

6.1.3. Образование химических элементов тяжелее железа за железным ником

Результаты вычисления нейтринного нуклеосинтеза для звезды $15 M_\odot$ показаны на рис. 85 и 86. Расчеты были выполнены для массовой зоны $m = 3.84 M_\odot$, отвечающей нижней границе рассматриваемого подслоя, которому соответствует следующие начальные (до прихода ударной волны) значения радиуса, температуры и плотности: $r = 1.37 \times 10^{10}$ см, $T = 9.0 \times 10^7$ К, $\rho = 49.2$ г/см³. При энергии взрыва $E_{\text{exp}} = 10^{51}$ эрг ударная волна приходит через 27 сек после начала коллапса. Температура повышается до 3.0×10^8 К, а плотность увеличивается в ~ 7 раз. Характерное время последующего

расширения и охлаждения вещества составляет ~ 20 сек.

В указанной зоне начальные массовые концентрации изотопов ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne и элементов группы железа “Fe” составляют: $X_{\text{C}12} = 5.5 \times 10^{-8}$, $X_{\text{N}14} = 1.3 \times 10^{-6}$, $X_{\text{O}16} = 1.2 \times 10^{-8}$, $X_{\text{Ne}20} = 2.4 \times 10^{-7}$ и $X_{\text{Fe}} = 3.1 \times 10^{-8}$, соответственно. Результаты расчета r-процесса, приведенные на рис. 85 и рис. 86 соответствуют случаю, когда пренебрегалось концентрациями всех указанных выше изотопов (кроме “Fe”!). На этих рисунках представлены концентрации по числу частиц $Y = X/A$, которые связаны с числом частиц в единице объема N стандартным соотношением $N = N_A \rho Y$ (N_A – число Авогадро). В этом случае образовавшиеся тяжелые элементы заполняют всю область массовых чисел, соответствующих слабому компоненту r-процесса — вплоть до $A \approx 130$. Характерная плотность свободных нейтронов в наших расчетах для звезды $15 M_\odot$ меняется в пределах $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ на интервале времени $1 \lesssim t \lesssim 30$ сек и затем резко уменьшается после прихода ударной волны в момент $t = 27$ сек.

На рис. 86 показано распределение по химическим элементам (по атомному номеру Z), которое получается после завершения бета-распадов всех радиоактивных нукли-

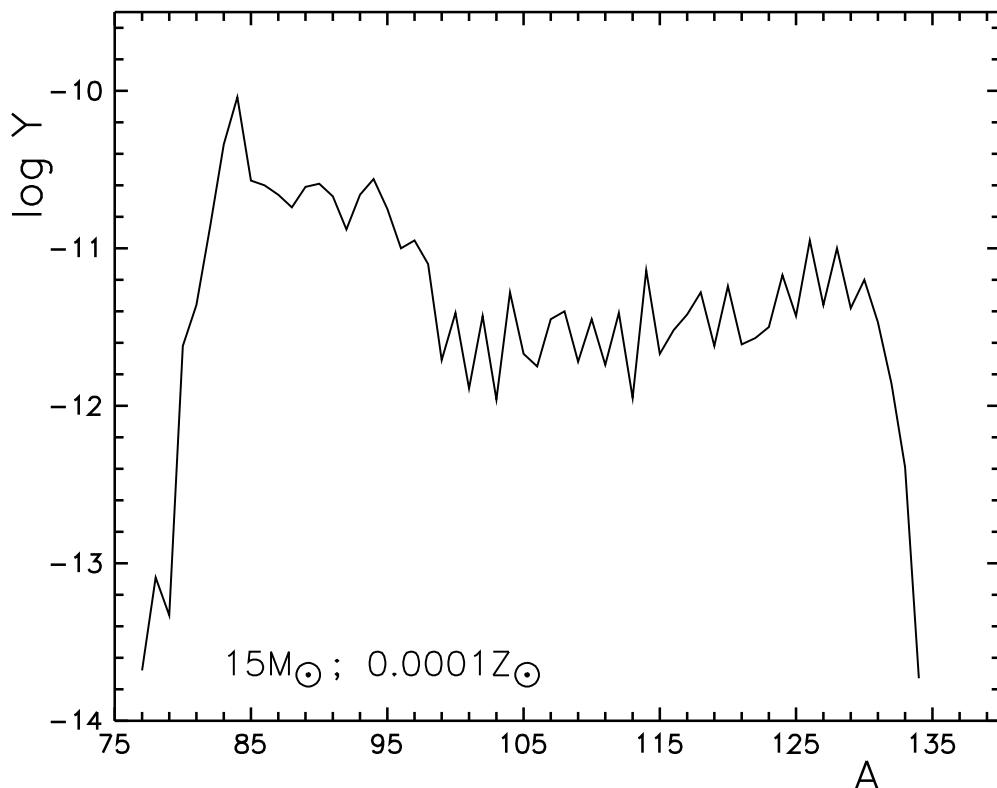


Рис. 85. Выходы тяжелых изотопов в зависимости от массового числа A для предсверхновой звезды $15 M_\odot$; $E_{\text{exp}} = 1 \times 10^{51} \text{ эрг}$). В среднем около 50 нейтронов было захвачено каждым исходным ядром “Fe”.

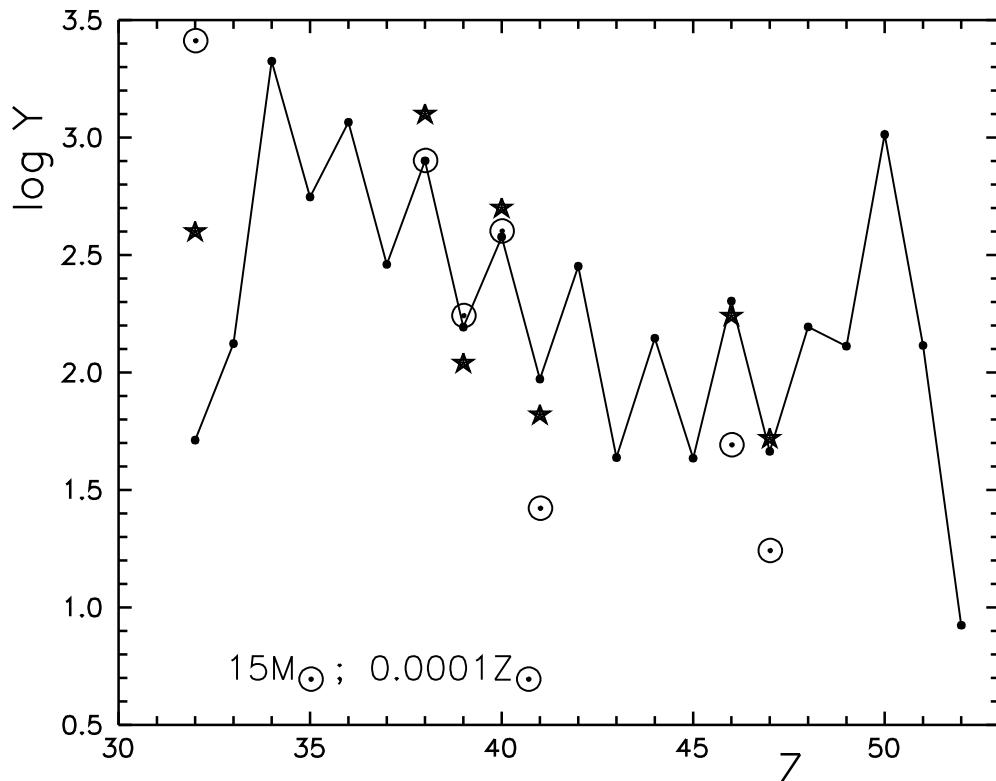


Рис. 86. Выходы тяжелых элементов в зависимости от атомного номера Z для предсверхновой $15 M_{\odot}$; $E_{\text{exp}} = 1 \times 10^{51}$ эрг). Звездочки соответствуют наблюдениям бедной металлом звезды BD +17°3248 (Коуэн и др., 2002). Показаны также солнечные распространенности некоторых элементов. Все данные произвольно смещены вдоль вертикальной оси, а значения Y умножены на один и тот же масштабный множитель.

дов. Можно констатировать хорошее совпадение с данными наблюдений звезды низкой металличности BD +17°3248 (Коуэн и др., 2002), а также с солнечными распространеностями.

На рис. 87 показан результат расчета в случае удержания отброшенных выше концентраций изотопов. Эти изотопы перехватывают заметное количество нейтронов. В результате лишь в среднем около 14 нейтронов захватываются каждым исходным ядром железа, и г-процесс доходит только до $A \approx 80$ (сплошная зигзагообразная линия). На этом же рисунке пунктиром показан результат расчета для предсверхновой $75 M_{\odot}$, который был выполнен для массовой зоны $m = 32.9 M_{\odot}$ и энергии взрыва $E_{\text{exp}} = 1 \times 10^{52}$ эрг. При этом массовая концентрация изотопа ^{12}C , равная в исходной модели 2.9×10^{-4} (рис. 84), была уменьшена до значения 2×10^{-8} , соответствующего содержанию ^{16}O в этом же месте. В результате одно ядро “Fe” захватывает в среднем около 17 нейтронов.

Если содержание ^{12}C оставить без изменения, то г-процесс получается весьма огра-

ниченным. В этом случае элементы группы успевают захватить всего лишь несколько нейтронов на ядро. Остальные нейтроны поглощаются в основном изотопом ^{12}C , исходная концентрация которого на четыре порядка превышает исходную концентрацию “Fe”. Такой избыток ^{12}C связан с процессами частичного перемешивания и диффузии в слое $32.8 < m < 33.8 M_{\odot}$ предсверхновой $75 M_{\odot}$, в результате которых в этот слой попадает значительное количество ^{12}C синтезированного при горении гелия в конвективном ядре. На рис. 83 и 84 видно, что внутренняя часть гелиевого слоя предсверхновых хорошо обогащена продуктами этого горения (в основном ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne).

Заканчивая изложение результатов, заметим, что они слабо зависят от энергии взрыва сверхновой. Мы повторили расчеты для звезды $15 M_{\odot}$ при $E_{\text{exp}} = 0.3 \times 10^{51}$ эрг (ударная волна приходит через 43 сек после начала коллапса) и $E_{\text{exp}} = 3 \times 10^{51}$ эрг (18 сек) и получили практически те же выходы тяжелых элементов в г-процессе, что и описанные выше для $E_{\text{exp}} = 1 \times 10^{51}$ эрг (27 сек).

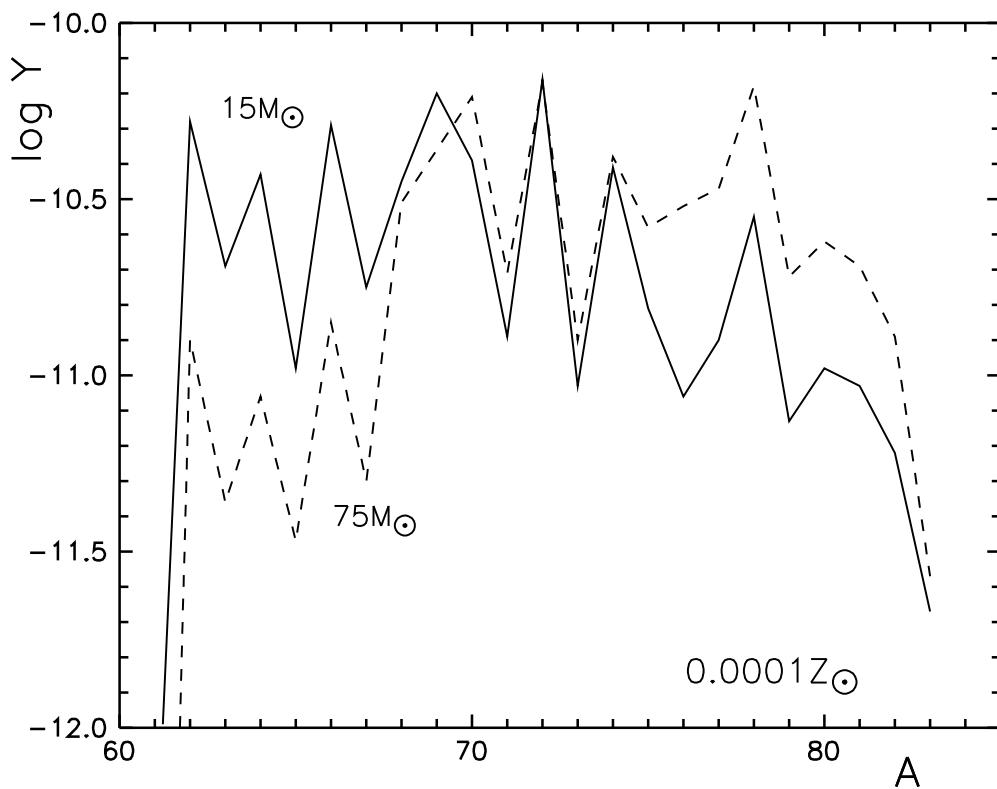


Рис. 87. Выходы тяжелых изотопов в зависимости от массового числа A для предсверхновых $15 M_{\odot}$ ($E_{\text{exp}} = 1 \times 10^{51}$ эрг) и $75 M_{\odot}$ ($E_{\text{exp}} = 1 \times 10^{52}$ эрг). Соответственно около 14 и 17 нейтронов было захвачено на одно исходное ядро “Fe”.

6.1.4. Ускорение r -процесса

Как уже мы писали во Введении, начиная с фундаментальной работы Бэрбидж и др. (1957), (на которую обычно ссылаются как B²FH), в изучении r -процесса (Хиллебрандт, 1978; Коуэн и др., 1991) был достигнут значительный прогресс. Однако, некоторые трудности в моделировании условий r -процесса остаются. Самая важная проблема — как и при каких условиях достигается необходимая плотность нейtronов — не решена до сих пор.

В оболочках сверхновых звезд источниками нейtronов являются реакции α -захвата, такие как $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ и возможно некоторые другие. Ряд динамических моделей приводит к большому количеству свободных нейtronов в результате выброса вещества из внешних слоев коллапсирующих ядер сверхновых звезд (Хиллебрандт, 1978; Коуэн и др., 1991). К таким моделям можно отнести модель взрыва сверхновой, основанную на ротационной фрагментации коллапсирующего ядра звезды, сопровождающегося взрывом маломассивной нейtronной звезды (Имшенник, Надёжин, 1992; Имшенник, 1992) или модель высокоэнтропийного ветра от молодой нейtronной звезды (Майер и др., 1992; Вусли и Хоффман, 1992). Свободные нейtronы для r -процесса могут появиться также в результате разрушения некоторых ядер (особенно ^4He - Эпштейн и др., 1988) в результате неупругого взаимодействия с нейтрино разных типов. Испарение нейtronов, протонов и в некоторых случаях α -частиц ядрами, возбужденными μ - и τ -нейтрино и антинейтрино без сомнения очень важно для индуцированного потоком нейтрино нуклеосинтеза.

Однако, сильный эффект может быть связан с новым каналом реакции (в дополнение к бета-распаду) изменения заряда нейtronоизбыточных ядер, происходящего в результате изменения заряда при захвате электронных нейтрино ν_e ^{13,14} (Домогацкий и Надёжин, 1978; Лютостанский, Шульгина, 1991). В результате такой реакции при достаточно большой величине нейтринного потока выходы тяжелых элементов должны расти быстрее. Вклад электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ в процесс изменения ядерного заряда должен быть незначительным, поскольку, во-первых, сечение поглощения антинейтрино $\bar{\nu}_e$ ядрами уменьшается при увеличении нейtronного избытка вдали от области стабильности, а во-вторых, для нейtronоизбыточных ядер эта реакция пороговая.

Учет этого эффекта безусловно важен, особенно в сценариях создания условий для

γ -процесса в наиболее глубоких слоях. Не вдаваясь в детали объяснения кривой распределенности, в данном параграфе мы остановим внимание только на эффекте ускорения γ -процесса в результате резонансного захвата нейтрино тяжелыми ядрами.

Мы проанализировали поведение волны нуклеосинтеза в γ -процессе для двух случаев — когда γ -процесс сопровождался (или нет) нейтринным импульсом. Расчеты были сделаны в простой модели точки ожидания при типичном для γ -процесса значении плотности свободных нейтронов (10^{24} см^{-3}) и температуры (10^9 K). Первичное распределение зародышевых ядер было самым простым — только Fe.

Уравнения нуклеосинтеза включали только бета-распад, радиационный захват нейтрино и деление:

$$\frac{dn_z}{dt} = -\lambda_z^\beta n_z + \lambda_{z-1}^\beta n_{z-1} - \lambda_z^{\nu e} n_z + \lambda_{z-1}^{\nu e} n_{z-1} + \text{Fission} , \quad (6.1)$$

где λ_z^β и $\lambda_z^{\nu e}$ усредненная скорость бета-распада и захвата нейтрино ν_e соответственно, которые определяются как

$$\lambda_z^i = \sum_A p(A, Z) \lambda^i(A, Z) , \quad (i = \beta, \nu e) , \quad (6.2)$$

где $p(A, Z)$ — относительная концентрация изотопа (A, Z) рассчитанная в предположении статистического равновесия по (n, γ) и (γ, n) -реакциям. ($\sum_A p(A, Z) = 1$).

Скорости бета-распада λ^β были рассчитаны в рамках квазиклассической модели силовой функции бета-распада, основанной на теории конечных ферми-систем Мигдала (Мигдал, 1983; Лютостанский, Панов, 1986), с атомными массами Хильфа и др. (1976).

Скорости захвата нейтрино атомными ядрами были рассчитаны в рамках той же, что и скорости бета-распада, модели, для спектра нейтрино:

$$dj_{\nu e} = q_{\nu e} \frac{L_{b\nu}(t)}{\langle E_{\nu e} \rangle 4\pi r^2} f_{\nu e}(E_{\nu e}) dE_{\nu e} , \quad (6.3)$$

где $dj_{\nu e}$ — поток электронных нейтрино в энергетическом интервале $yE_{\nu e}, E_{\nu e} + dE_{\nu e}$;

$L_{b\nu}$ — полная (болометрическая) нейтринная светимость (Надёжин, 1978);

$q_{\nu e}$ — определяет долю энергии, уносимую электронными нейтрино;

$f_{\nu e}(E_{\nu e})$ — нормализованный ν_e -спектр ($\int_0^\infty f_{\nu e}(E_{\nu e}) dE_{\nu e} = 1$) (Надёжин, Отрошенко, 1978);

$\langle E_{\nu e} \rangle$ - средняя энергия электронного нейтрино ν_e , а r - расстояние от центра звезды.

Согласно используемой модели силовой функции (Алексанкин и др., 1981) и ее дальнейшему развитию (Лютостанский, Шульгина, 1991) зависящее от энергии сечение захвата нейтрино:

$$\sigma(E_{\nu e}) = \frac{g_A^2}{\pi c^3 h^4} \int_0^{E_{\nu e} - Q} S_\beta(E) E_e p_e F(E_e, Z) dE, \quad (6.4)$$

где $E = E_{\nu e} - E_e - Q + m_e c^2$,

$S_\beta(E)$ - силовая функция β -распада;

$F(E_e, Z)$ - функция Ферми, Z - заряд дочернего ядра.

Эффективность нейтрино-ядерного взаимодействия должна увеличиваться с увеличением избытка нейтронов благодаря усиливающемуся влиянию резонанса Гамова-Теллера (ГТР). Однако, энергия ГТР в дочернем ядре средних и тяжелых ядер порядка 15 МэВ и растет с ростом ($N - Z$), удаляясь от максимума нейтринного спектра от сверхновой ($\simeq 12$ MeV). Следовательно, увеличение сечения ν_e -захвата, усреднённого по спектру нейтрино, $\langle \sigma(E_{\nu e}) \rangle$, растет медленнее по сравнению с величиной матричного элемента M_{GTR}^2 . Это увеличение зависит преимущественно от структуры силовой функции β -распада в низкоэнергетической области. Расчеты усредненного по ν_e -спектру (6.3) сечения (6.4) показали, что величина $\langle \sigma(E_{\nu e}) \rangle$ лежит в пределах $(2-40) \times 10^{-41}$ см² для рассматриваемых A и Z . Для скорости ν_e -захвата получаем:

$$\lambda^{\nu e}(A, Z) = \int_Q^\infty dj_{\nu e} dE_{\nu e} \sigma(E_{\nu e}) dE_{\nu e} = q_{\nu e} L_{b\nu}(t) \langle E_{\nu e} \rangle 4\pi r^2 \langle \sigma(E_{\nu e}) \rangle. \quad (6.5)$$

Расчеты были проведены для двух предельных условий г-процесса:

1. $r = (2-5) \times 10^8$ см, типичном для положения внутренней границы Не-слоя звезды с массой $M = 8-10 M_\odot$ (Вариант 1);

2. $r = (3-5) \times 10^7$ см, что соответствует взрыву сверхновой с образованием нейтронной звезды малой массы и также моделям нейтринного ветра (Вариант 2).

Для обоих сценариев были выбраны одинаковые, характерные для г-процесса значения температуры и плотности: $T_9 = 1$, $n_n = 10^{24}$ см³, не противоречащие ни классическим условиям г-процесса (Мэтьюз и Коуэн, 1990), ни двум моделям, предложенным выше.

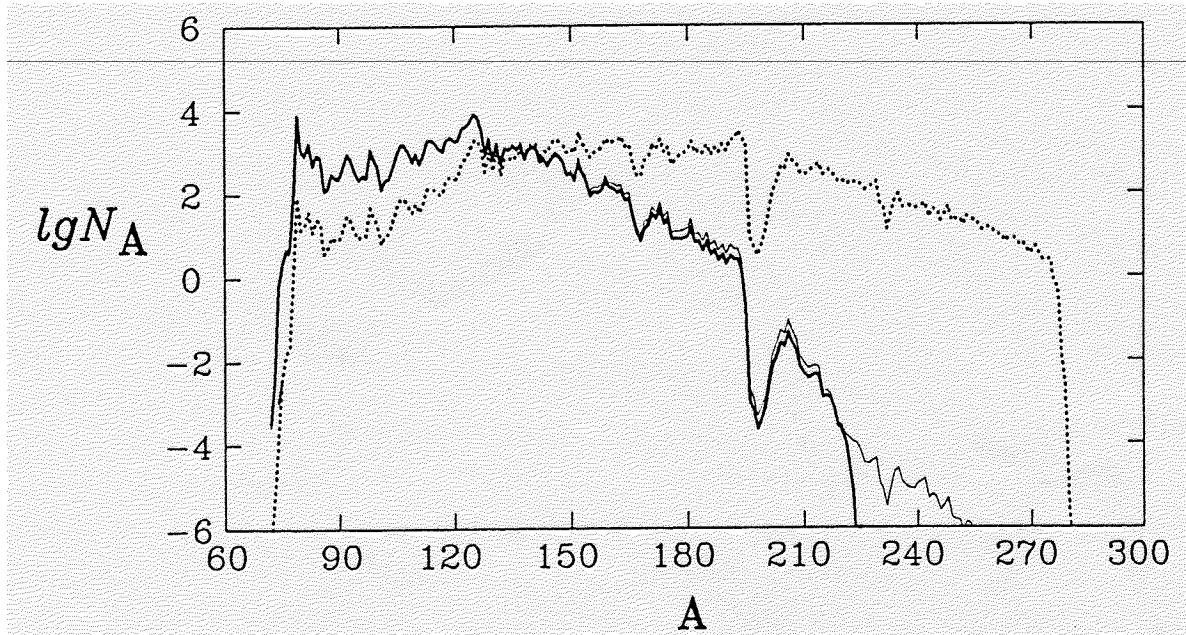


Рис. 88. Сравнение распространенности элементов после короткой экспозиции $\tau=0.3$ с. в отсутствие нейтринного импульса (толстая линия) и при наличии нейтринного захвата на ядрах для варианта 1 (тонкая линия) и варианта 2 (пунктир).

На Рис. 88 проанализировано изменение распространенность с учетом (и без) захвата электронных нейтрино после короткой экспозиции $\tau=0.3$ с. На расстоянии $r = 2 \times 10^8$ см (Вариант 1), ускорение r -процесса невелико, около 10%. При уменьшении расстояния в 5 раз соответственно скорость нейтринного захвата увеличивается в 25 раз ($r = 4 \times 10^7$ см (Вариант 2), а скорость нуклеосинтеза увеличивается более, чем вдвое. (ускорение определяем как отношение длительностей нуклеосинтеза $t(n)$ и $t(n + \nu)$, необходимых для синтеза примерно такого же состава элементов, образующихся как с учетом захвата нейтрино, так и без него. На Рис. 89 для варианта 2 ускорение достаточно велико: $t(n)/t(n + \nu) \approx 2.4$.

Болометрическая нейтринная светимость $L_{b\nu}$ (Надёжин, 1978), достигает максимума очень быстро (через примерно 2×10^{-2} с), затем спадает примерно в 5 раз в течение $\simeq 0.5$ с, уменьшаясь экспоненциально с характерным временем 10–20 с. Такое поведение $L_{b\nu}$ способствует вполне нуклеосинтеза быстрее преодолеть бутылочные горлышки в районе пиков A_2 ($A \simeq 130$) и A_3 ($A \simeq 196$), приводя к увеличению пика A_2 и уменьшению пика A_3 , принимая во внимание обратную связь за счет деления и установление квазиравновесия относительной величины выходов тяжелых элементов. В результате, выход элементов в области пика A_2 становится больше, чем в области пика A_3 , что наблюдается и в

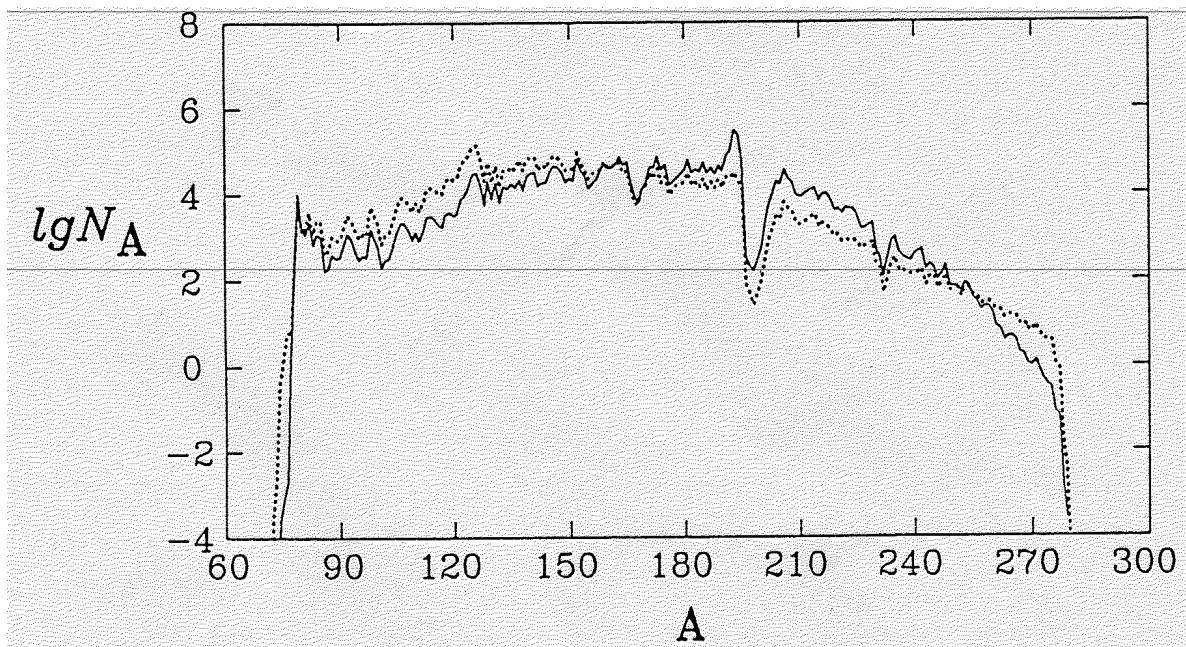


Рис. 89. Распространенность элементов в классическом τ -процессе при экспозиции $\tau=0.6$ с. в отсутствие нейтринного импульса (линия) и при наличии нейтринного захвата на ядрах для варианта 2 и экспозиции $\tau=0.25$ с (пунктир).

природе (Рис. 89).

Для длительных экспозиций ($t \geq 2$ с), когда устанавливается квазиравновесие, электронные нейтрино явно влияют на выходы тяжелых элементов в интервале атомных масс $A \approx 130-196$ (между пиками A_2 и A_3 на кривой распространенности). Как правило, распространенность изотопов с $A < 196$ (вблизи пика A_3) имеет тенденцию к увеличению, в то время как выход изотопов с $A > 196$ уменьшается, особенно заметно для варианта 2 (Рис. 88, 89, 90).

Более того, происходит изменения в выходах большинства изотопов примерно в 2 раза, приводя к сглаживанию распространенности образующихся тяжелых ядер, тем самым уменьшая разницу между расчетами и наблюдениями.

6.1.5. Сечения поглощения нейтрино нейтроноизбыточными ядрами.

Как было отмечено выше, важную роль в процессе быстрого нуклеосинтеза в оболочке сверхновой могут играть нейтрино, образующиеся при коллапсе центральных областей звезды. В частности, как показали Эпштейн и др. (1988), рассеяние нейтрино на ядрах Не с последующим их развалом может приводить к возникновению источника

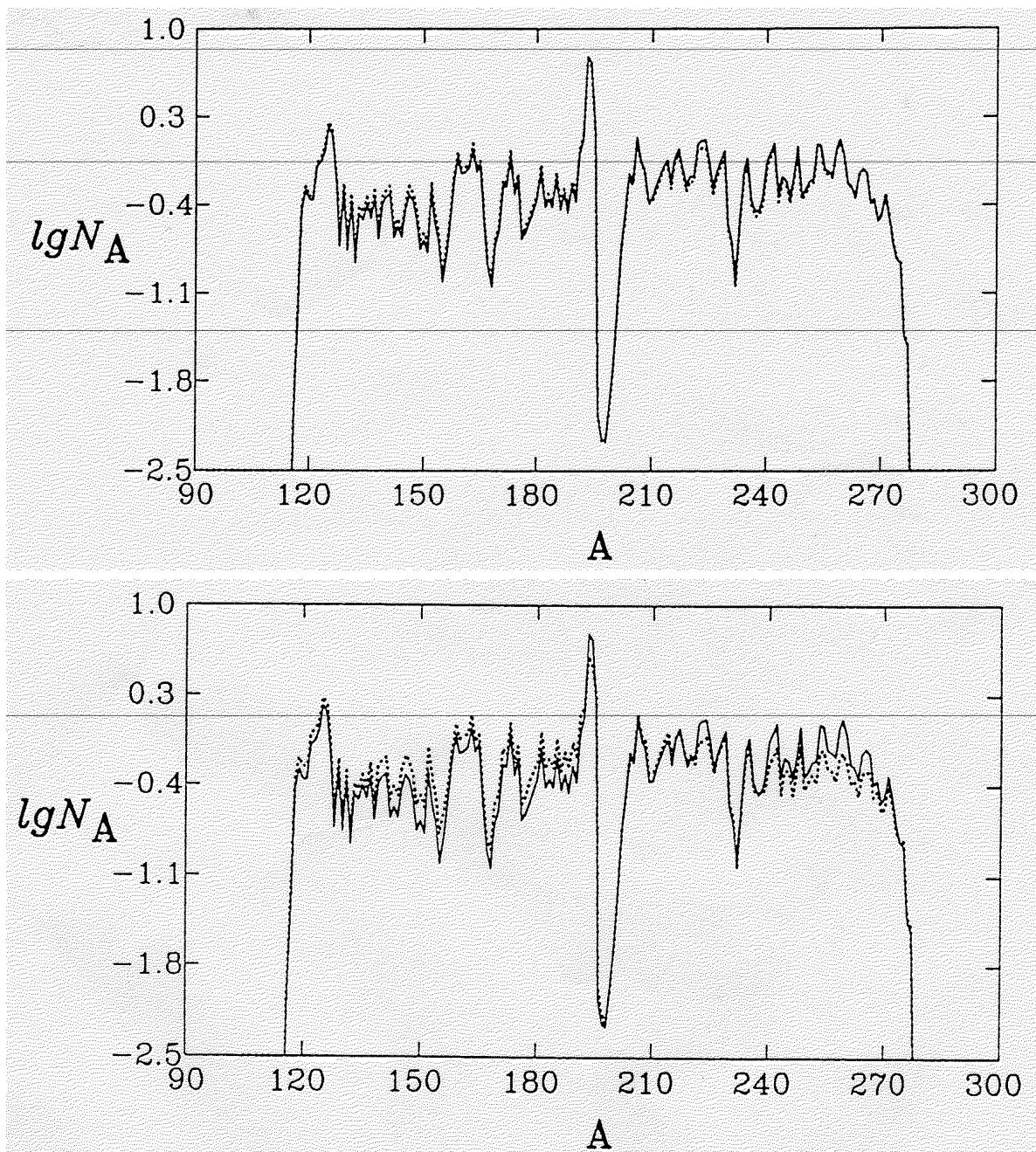


Рис. 90. Вверху: Распространенность элементов после длительной экспозиции $\tau=2\text{с}$ в отсутствие нейтринного импульса (линия) и при наличии нейтринного захвата на ядрах для варианта 1 (пунктир). Внизу - то же, но для варианта 2.

необходимых для γ -процесса нейтронов. Но поскольку характерное время γ -процесса \sim времени нейтринной экспозиции (Лютостанский и Панов, 1986), нейтринный импульс может приводить за счет прямого захвата нейтрино ядрами, как показали оценки (Надежин и Панов; 1993), к ускорению γ -процесса.

В данном параграфе для прогнозирования сечений захвата нейтрино ядрами $\sigma_\nu(E)$

был использован предложенный ранее подход (Боровой и др., 1987), основанный на представлении силовой функции бета-распада. Этот подход позволяет учитывать переходы в высоковозбужденные состояния, что увеличивает расчетную величину полного сечения. Величина сечения рассчитывалась по следующей формуле:

$$\sigma(E_{\nu_e}) = \frac{g_A^2}{\pi c^3 \hbar^4} \int_0^{E_{\nu_e}-Q} S_\beta(E) E_e p_e F(E_e, Z) dE, \quad (6.6)$$

где $E = E_{\nu_e} - E_e - Q + m_e c^2$;

$S_\beta(E)$, [МэВ⁻¹] – силовая функция β -распада, определяемая (Хансен, 1973) как средняя приведенная вероятность перехода на единичный энергетический интервал;

Z – заряд дочернего ядра; $F(E_e, Z)$ – кулоновский поправочный множитель, часто называемый функцией Ферми (Айзенберг и Грайнер, 1973), – учитывает влияние кулоновского поля ядра на вылетающий электрон.

Для изучения в явном виде зависимости вероятности бета-переходов от волновых функций, характеризующих ядерные состояния, пользуются сравнительным периодом полу-распада ft , где функция f учитывает влияние энергии электрона и кулоновского поля на период полураспада t и определяется путем интегрирования электронного спектра:

$$f = \int_1^{E_0} F(Z, E) E (E^2 - 1)^{1/2} (E_0 - E)^2 dE, \quad (6.7)$$

где E_0 – максимальная энергия бета-распада и энергия электрона E выражены в единицах $m_e c^2$, а p_e – в единицах $m_e c$. Для разрешенных переходов:

$$ft = D \left(M_V^2 + \left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 M_A^2 \right)^{-1} [c], \quad (6.8)$$

где $D = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_e^5 c^4 g_V^2}$ [с], $g_A/g_V = 1.24$;

константа взаимодействия Ферми $g_A = 1.41 \cdot 10^{-49}$ эрг · см³ (Ленг; 1978).

Усредненное сечение (6.6) по нормализованному энергетическому спектру нейтрино (Надежин и Отрошенко; 1980):

$$f_{\nu_e}(E_{\nu_e}) \cong \frac{\pi}{c^2 h^3} \cdot \frac{\text{Exp}[-\alpha(E_{\nu_e}/kT_0)^2]}{1 + \exp(E_{\nu_e}/kT_0)} \cdot E_{\nu_e}^2, \quad (6.9)$$

получаем значения $\langle \sigma_{\nu_e} \rangle$ для каждого ядра. α and T_0 – параметры аппроксимации ν_e -спектра.

Зная $\langle \sigma_{\nu_e} \rangle$, можно вычислить скорость реакции захвата нейтрино:

$$\lambda_\nu = N_i \langle \sigma_{\nu_e} \rangle q_{\nu_e} \frac{L_{b_\nu}(t)}{\langle E_{\nu_e} \rangle 4\pi r^2}, \quad (6.10)$$

где L_{b_ν} – полная (болометрическая) нейтринная светимость (Надежин; 1978); q_{ν_e} определяет долю энергии, унесенную электронными нейтрино; $\langle E_{\nu_e} \rangle$ – средняя энергия электронных нейтрино, а r – расстояние от центра звезды до облучаемого вещества.

Для рассматриваемой области ядер расчетные значения $\langle \sigma_{\nu_e} \rangle$, в основном, лежат в следующем диапазоне: $(0.2\text{--}20) \times 10^{-40} \text{ cm}^2$.

Чтобы решить количественно вопрос о зависимости сечений σ_ν от (N-Z), а также определить влияние модели силовой функции бета-рапада на величину сечения, в расчетах были использованы две модели силовой функции бета-рапада, основанные на теории конечных Ферми-систем (Мигдал, 1982). В ТКФС для построения силовой функции бета-рапада $S_\beta(E)$ необходимо решить уравнение для эффективного поля в ядре:

$$V_\beta(r) = V_0(r) + \sum F^\omega(r, r_1) L(r_1, r_2, \omega) V(r_2), \quad (6.11)$$

где внешнее поле $V_0 = e_q \frac{g_A}{g_V} \sigma \tau$, F^ω – эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие.

В рамках квази-классического подхода к описанию коллективных изобарических состояний (Гапонов, Лютостанский, 1981; Алексанкин, Лютостанский, Панов, 1981) уравнение для эффективного поля 6.9 преобразуется в:

$$V(r) = V^\omega(r) + \frac{g'_0 4\pi d\rho}{d\mu \sum R_{\lambda_1}^+(r) R_{\lambda_2}(r) \beta_{\lambda_1 \lambda_2} A_{\lambda_1 \lambda_2} V_{\lambda_2 \lambda_1(r)}} \quad (6.12)$$

и было решено в пренебрежении l-запрещенными членами и усреднении по угловым частям, а M^2 определялись через вычеты $\chi_{\lambda_1 \lambda_2}$ поля $V_{\lambda_1 \lambda_2}^\omega|_{\omega=\omega_s}$ (Модель-I):

$$M_s^2 = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \chi_{\lambda_1 \lambda_2} A_{\lambda_1 \lambda_2} V_{\lambda_2 \lambda_1}(\omega). \quad (6.13)$$

Расчеты по Модели I были сделаны с параметризацией резонансов по Брейту-Вигнеру: $M^2 \sim \Gamma / [(E_i - E)^2 + \Gamma^2]$, с учетом разной зависимости ширины от энергии: $\Gamma = \alpha E^2$ и $\Gamma = \alpha E_i^2$ (рис. 93, 94), где $\alpha \sim 1/\epsilon_F$.

Для сравнения значения σ_ν были рассчитаны для нескольких изотопов рубидия (Rb) по Модели II (Борзов, Фаянс, 1981), в которой уравнения (6.11) были решены численно, но пропагатор $L(r_1, r_2, \omega)$ (Борзов, Трыков, Фаянс, 1990) рассчитывался без учетов

эффекта спаривания, что незначительно повлияло на величину рассчитываемых интегральных характеристик бета-распада рассматриваемых ядер.

Силовая функция бета-распада, выражающая отклик ядра на зарядово-обменное внешнее поле V_0 , определяется следующим образом:

$$S_{GT}(\omega) = \frac{2J+1}{4\pi} \left(\int e_q V_0(r) \rho_{tr}(r; \omega) dr \right)^2, \quad (6.14)$$

где переходная плотность ядерного возбуждения с частотой ω_s определяется в ТКФС как

$$\rho_{tr}(r; \omega_s) = C \cdot \text{Im} \int L(r, r'; \omega_s) V(r'; \omega_s) dr, \quad (6.15)$$

а нормировочная константа C определяется через величину матричного элемента перехода из основного в возбужденное состояние:

$$M_{0 \rightarrow s}^2 = (2J+1) \left(\int dr e_q V_0(r) \rho_{tr}(r, \omega_s) \right)^2 = \int_{\Delta\omega} S(\omega) d\omega, \quad (6.16)$$

$\Delta\omega$ – интервал, в котором конкретный $S(\omega)$ резонанс полностью исчерпывается.

Все расчеты были проведены с учетом правила сумм: $\int_0^{E_m} S_\beta(E) dE = e_q^2 \cdot 3(N - Z)$, где $E_m = 30$ МэВ, $e_q = 0.8$.

Для тестирования расчетов σ_ν было рассчитано сечение захвата ν_e в реакции ${}^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge}$. Для реакторного спектра σ_ν на ${}^{71}\text{Ga}$ зависит от величины недобора стандартного правила сумм ("quenching") и от типа энергетической зависимости резонансных ширин, $\approx 40 \div 100 \cdot 10^{-45}$ см 2 и находится в хорошем согласии с результатами предыдущих расчетов (Боровой и др., 1987). Для реакторных нейтрино основное состояние и низколежащие возбуждения дают основной вклад в величину сечения захвата σ_ν (Рис. 91). Для жесткого нейтринного спектра от сверхновых (Надежин и Отрошенко, 1980) гигантский гамов–теллеровский резонанс практически полностью определяет величину сечений захвата и $\sigma_\nu({}^{71}\text{Ga}) \cong 6 \cdot 10^{-41}$ см 2 .

Поскольку $M_{gt}^2 \sim (N - Z)$, было естественным предположить, что σ_ν должно возрастать с увеличением нейтронного избытка ($N - Z$). Но в действительности это не совсем так (что подтвердили настоящие расчеты). Во-первых, вклад от низколежащих резонансов, особенно в области $5 \div 10$ МэВ может делать зависимость σ_ν от $N - Z$ более сложной. На Рис.91 представлены приведенные вероятности перехода для различных изотопов Rb.

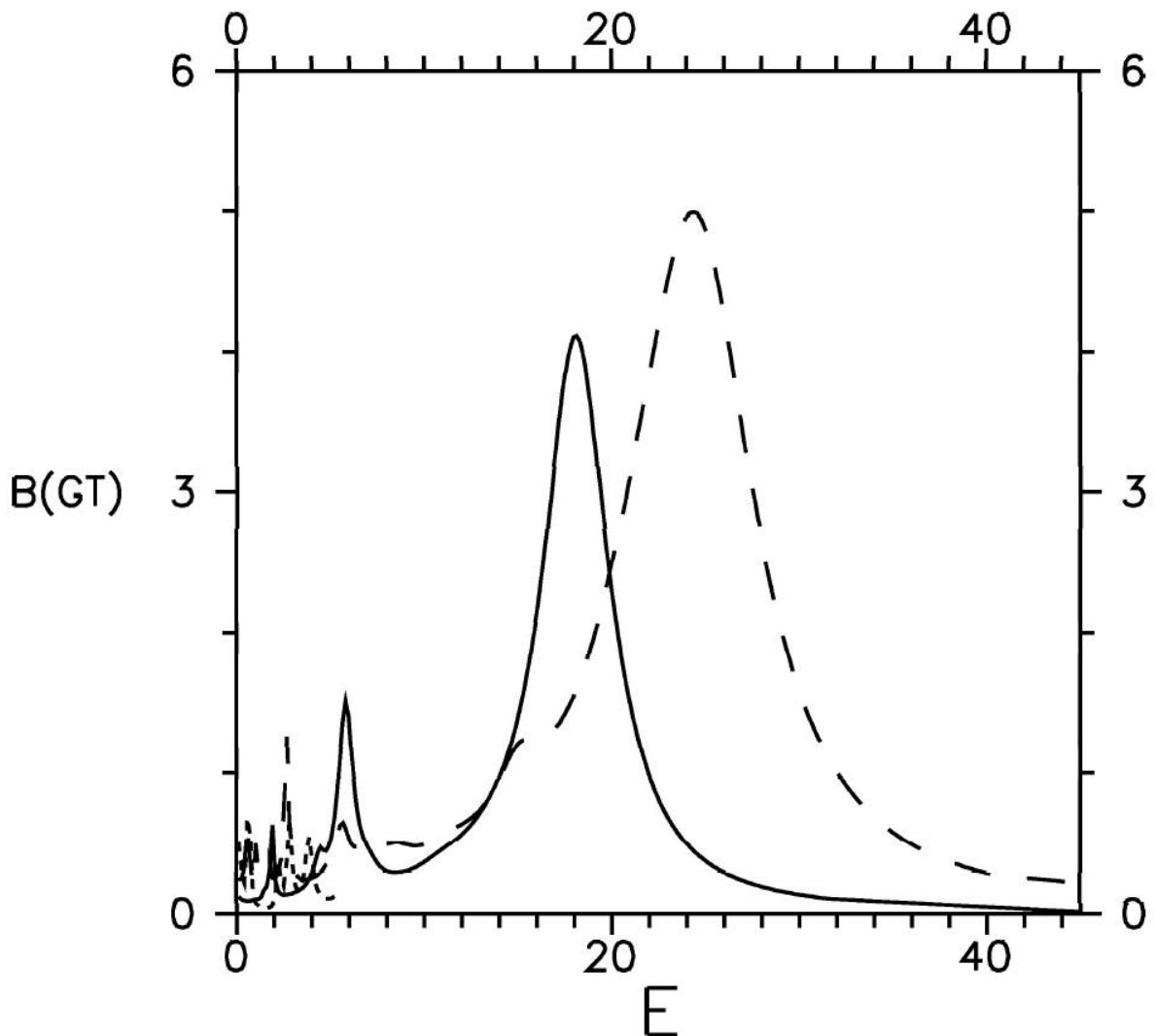


Рис. 91. Зависимость вероятности перехода бета-распада M_{gt}^2 от энергии возбуждения дочернего ядра E для изотопов рубидия с $A=89$ - линия, $A=105$ - штриховая линия.

Во-вторых, поскольку положение ГТР также растет по энергии с увеличением ($N - Z$), расстояние между максимумом нейтринного спектра и ГТР также увеличивается. Поэтому величина σ_ν будет слабее зависеть от ($N - Z$), чем от параметров ГТР и наличия и величины низколежащих резонансов.

На Рис.92 представлена зависимость ν -спектра от параметров α и T_0 . Небольшое варьирование этих параметров приводит к существенному изменению значений σ_ν (Рис. 93).

Зависимость σ_ν от ($N - Z$) и влияние модели силовой функции бета-распада, параметризации резонансов и формы нейтринного спектра на σ_ν для изотопов Rb представлены на Рис. 94.

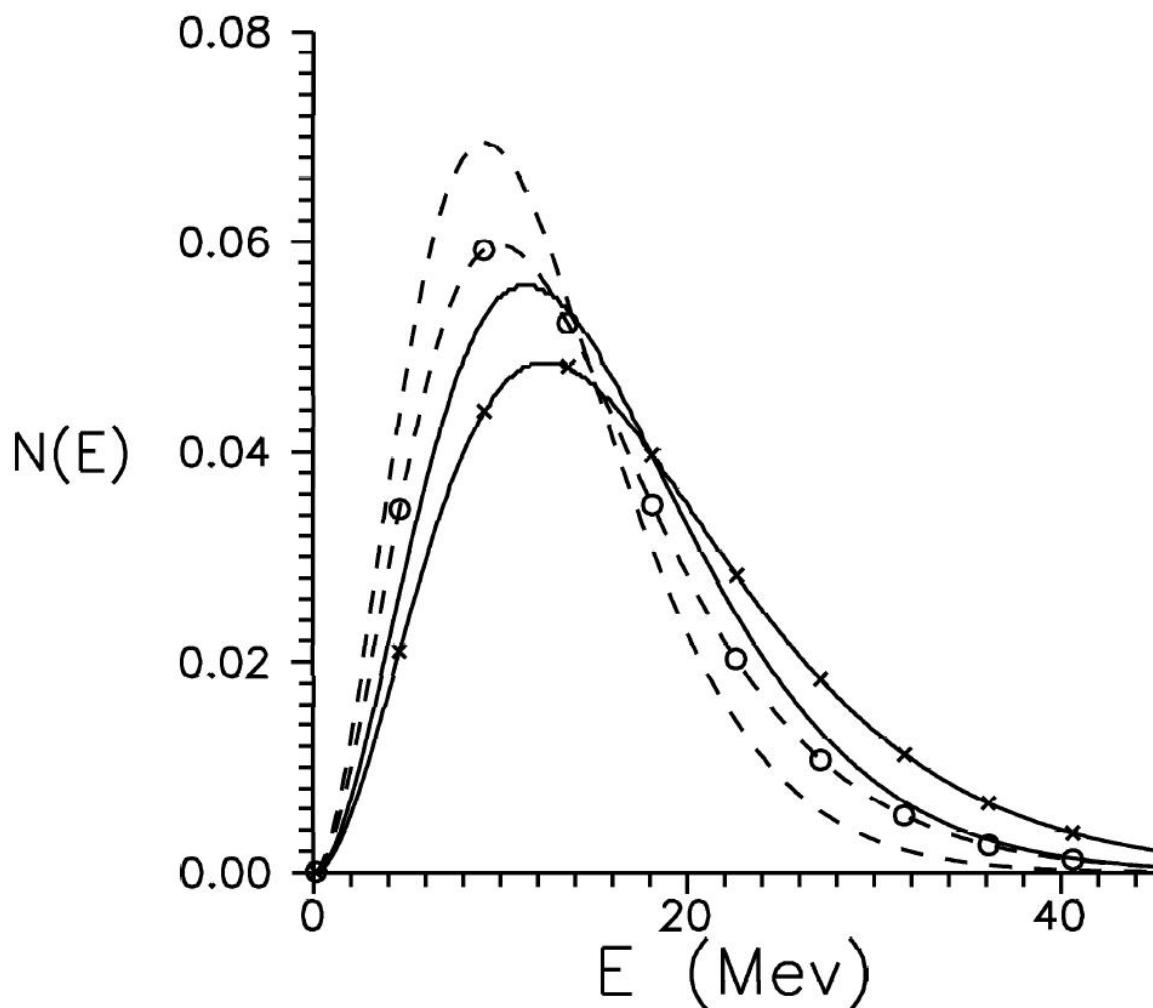


Рис. 92. Зависимость нормализованного спектра нейтрино от параметров T_0 (в единицах $10^{10} K$) и α : $T_0=5.6$ и $\alpha=0.024$ - сплошная линия; $T_0=4.5$ и $\alpha=0.024$ - штриховая линия; $T_0=4.5$ и $\alpha=0$ - штриховая линия с кружками; $T_0=5.6$ и $\alpha=0$ - сплошная линия с крестиками.

На основе проведенных расчетов можно сделать вывод о том, что вид параметризации резонансов и выбор модели силовой функции бета-распада достаточно слабо влияют на величину σ_ν . Значительно сильнее значения сечений захвата нейтрино зависят от вида аппроксимации спектра нейтрино.

Настоящие расчеты значений σ_ν , полученные в результате свертки сечения (6.6) по спектру, оказались вдвое выше оценок σ_ν , использовавшихся Надежиным и Пановым (1993). Это означает, что влияние нейтринного импульса от сверхновой на выход тяжелых элементов в r-процессе должно быть еще заметнее. Дальнейшие расчеты в рамках кинетической модели позволяют в деталях исследовать влияние прямого захвата нейтрино на образование тяжелых элементов.

Надо отметить, что поток антинейтрино от сверхновой должен слабо влиять на вы-

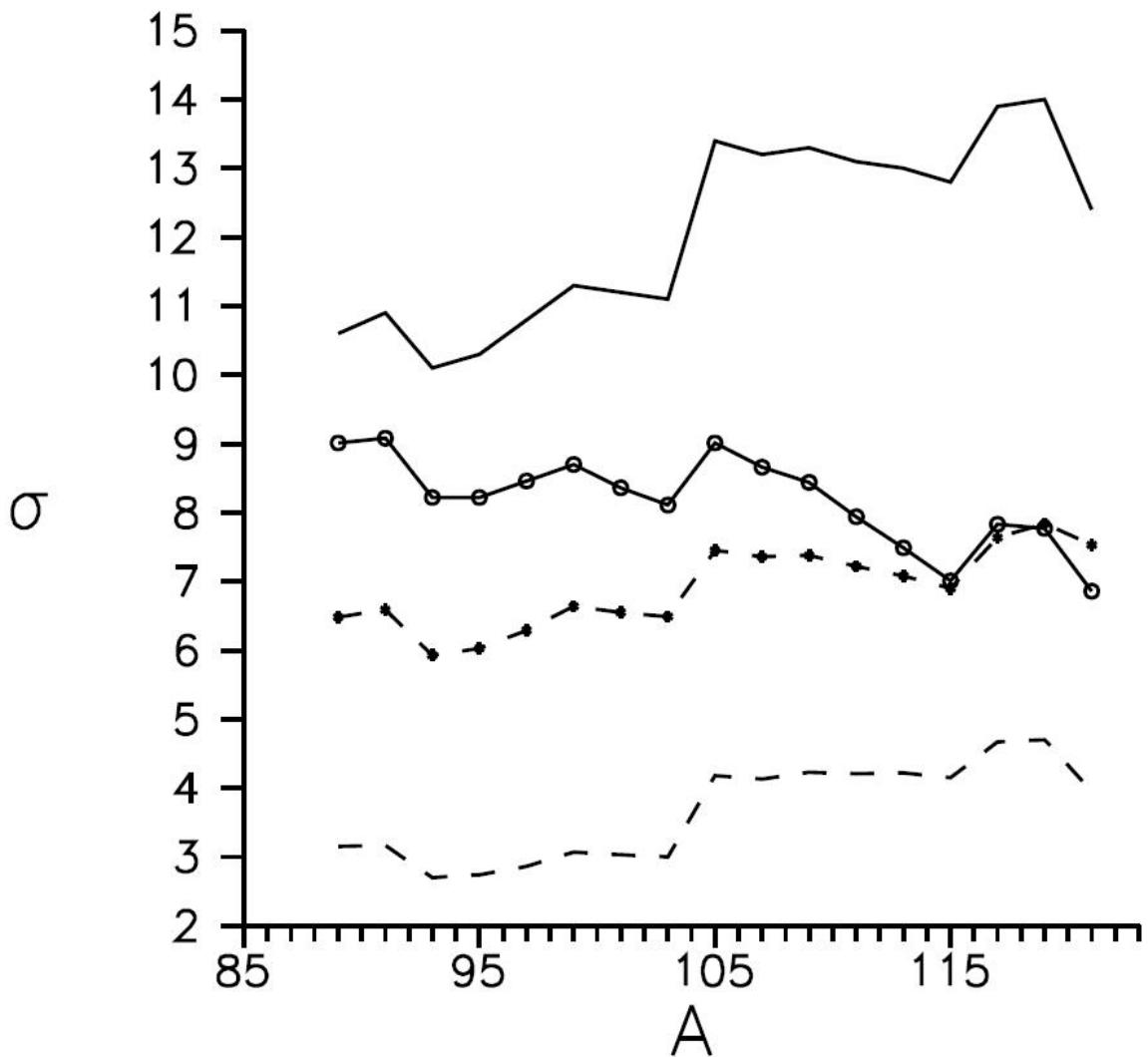


Рис. 93. Зависимость сечения поглощения нейтрино (в единицах 10^{-41} см^2) от параметров T_0 (в единицах $10^{10} K$, α и вида зависимости ширины резонансов Γ для нечетных изотопов рубидия: $T_0 = 5.6, \alpha = 0.024, \Gamma = f(E_i)$ - сплошная линия; $T_0 = 5.6, \alpha = 0, \Gamma = f(E_i)$ - штриховая линия; $T_0 = 5.6, \alpha = 0, \Gamma = f(E)$ - штриховая линия с кружками; $T_0 = 4.5, \alpha = 0.024, \Gamma = f(E_i)$ - сплошная линия с крестиками).

ход рассматриваемых элементов – по оценкам, сечения $\sigma_{\bar{\nu}_e}$ должны быть на 1 - 1.5 порядка меньше, чем σ_{ν_e} из-за различий в структуре β^- и β^+ силовых функций и энергетического порога для $\sigma_{\bar{\nu}_e}$ в нейтроно-избыточных ядрах.

6.2. *r*-процесс при взрыве термоядерной сверхновой

Кроме рассмотренного выше сценария слабого *r*-процесса в звездах низкой металличности, образование элементов с массами $60 < A < 120$ может происходить при взрыве маломассивной сверхновой не только под действием (n, γ) -реакций, но и за счет других

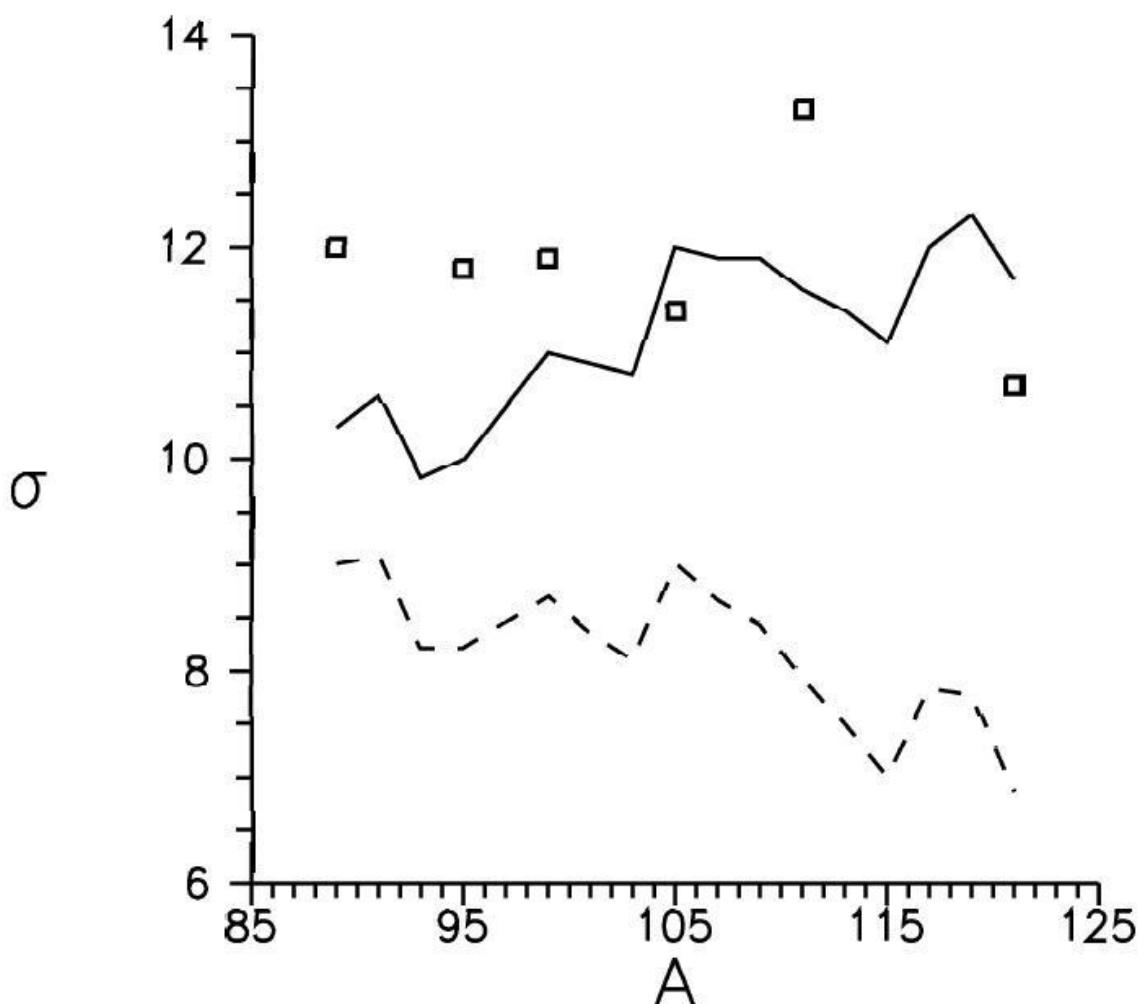


Рис. 94. Значения сечений σ_{ν_e} для нечетных изотопов рубидия (в 10^{-41} cm^2), рассчитанные по Модели I с $\Gamma = f(E)$ — сплошная линия; с $\Gamma = f(E_i)$ — пунктир и по Модели II — квадратики; $T_0 = 5.6$, $\alpha = 0$.

реакций с протонами и α -частицами (по крайней мере на начальной стадии), поэтому правильнее использовать термин "быстрый нуклеосинтез", а не *r*-процесс (Панов, Надёжин, 1999). В реальных условиях начальной стадии рассматриваемого сценария (при высоких температуре и плотности) в сбрасываемых слоях сверхновой нуклеосинтез идет в основном за счет реакций с заряженными частицами. С падением температуры и плотности и уменьшением роли реакций с заряженными частицами такой нуклеосинтез при наличии достаточного количества свободных нейтронов постепенно переходит в хорошо известный динамический *r*-процесс. Процесс формирования части тяжелых ядер ($Z > 26$) до начала *r*-процесса значительно уменьшает требования как к нейтронному источнику (требуется меньшее количество свободных нейтронов), так

и к зародышевым ядрам (они образуются в реакциях с заряженными частицами). В развивающихся в последние годы сценариях γ -процесса быстрый нуклеосинтез начинается сразу после образования зародышевых ядер в α -процессе, детально рассмотренном в работе Вусли и Хоффманна (1992) при взрыве массивной сверхновой, или при слиянии нейтронных звезд (Россвог и др., 1999). В упомянутых работах α -процесс и γ -процесс моделируются раздельно, в рамках различных математических моделей и кодов, что налагает определенные ограничения на физические модели в области параметров спивки решений. Так, в частности, при моделировании γ -процесса в рамках единой модели нуклеосинтеза может возникнуть проблема правильного учета поглощения нейtronов легкими элементами - "отравителями", имеющими большое сечение захвата нейtronов.

Поскольку разные сценарии процесса быстрого нуклеосинтеза (Фрайер и др., 2006; Панов и Надёжин, 1999) указывают на значительную роль заряженных частиц в образовании тяжелых элементов, процесс быстрого нуклеосинтеза невозможно надежно анализировать в приближениях "точки ожидания" или ядерного статистического равновесия. Для последовательного исследования быстрого нуклеосинтеза необходима кинетическая модель, позволяющая учесть, кроме реакций с нейtronами, также и реакции с заряженными частицами и определить влияние заряженных частиц на процесс быстрого нуклеосинтеза при любых условиях, получающихся в эволюционных моделях в тех случаях, когда это влияние будет существенным, и определить эти условия. Кроме того, рассмотрение быстрого нуклеосинтеза в рамках одной модели в широком диапазоне изменения температуры и с автоматическими включением и выключением различных каналов ядерных реакций позволяет избежать упрощения физики явления при решении данной задачи.

Развитая нами модель (см. главу 1) отвечает этим условиям и была использована для моделирования быстрого нуклеосинтеза в сценарии взрыва маломассивной сверхновой Ia.

6.2.1. Условия для образования химических элементов от железа до ксенона при взрыве термоядерных сверхновых.

Условия, создающиеся при взрыве маломассивных термоядерных сверхновых звезд, могут быть подходящими для образования элементов между первым и вторым пиками

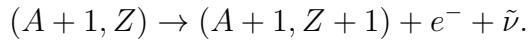
на кривой распространенности за счет реакций с заряженными частицами, а в ряде случаев достаточными и для образования более тяжелых элементов вплоть до $A \sim 196$. В начале взрыва значительная доля вещества состоит из находящихся в равновесии ядер железного пика. По мере разлета оболочек термоядерной сверхновой, подробно рассмотренного Ивановой и др. (1983), и остывания вещества ниже температуры $\sim 6 \times 10^9$ К, условия равновесия нарушаются и при наличии достаточного количества нейтронов могут быть реализованы условия для синтеза элементов тяжелее железа с $A > 80$.

Для оценки этих условий Пановым и др. (1995) и Блинниковым и др. (1995) была разработана модель γ -процесса, учитывающая (γ, p) – и (p, γ) –реакции, в которой необходимые для начала γ -процесса условия формируются в сбрасываемых оболочках сверхновых звезд типа Ia. Когда температура достаточно высока ($T > 2 \times 10^9$ К), пренебрегать (p, n) – и (n, p) –реакциями и реакциями с участием α –частич нельзя. Поэтому результаты работ Панова и др., (1995) и Блинникова и др. (1995), где, как и в работе Птицына и Чечеткина (1982), учитывались кроме реакций с нейтронами и β -распада только (p, γ) – и (γ, p) –реакции, были лишь предварительными: роль реакций с α –частичами, как было показано недавно (Панов, Надёжин, 1999), также может быть заметна, особенно в случае достаточного количества свободных α –частич, например в гелиевой оболочке.

Как известно, для самосогласованного решения проблемы нуклеосинтеза в астрофизических условиях необходимо, чтобы сценарии γ -процесса, приводящие к образованию тяжелых элементов в реакциях быстрого захвата нейтронов ядрами, соответствовали эволюционным моделям звезд, определяющим условия протекания γ -процесса. В частности, одно из слабых мест существующих моделей образования тяжелых элементов – отсутствие условий, при которых одновременно достигается высокая концентрация нейтронов и зародышевых ядер. Обычно в рассматриваемых моделях либо зародышевых ядер слишком мало и они быстро исчерпываются, либо количество нейтронов на одно зародышевое ядро недостаточно для синтеза тяжелых элементов. Таким образом, кроме необходимых для протекания γ -процесса условий (температуры, плотности, концентрации нейтронов) необходимо найти источники образования нейтронов и зародышевых ядер.

На одну из возможностей решения указанной проблемы, по крайней мере для ядер, расположенных в области первого и второго пиков на кривой распространенности эле-

ментов, и было указано в работе Птицына и Чечеткина (1982). В качестве возможных начальных условий *r*-процесса были предложены условия, близкие к равновесным, но с повышенной степенью нейтронизации вещества (*r*-процесс в таких условиях был назван *rbc*-процессом). При физических условиях, характерных для *rbc*-процесса, могут существовать (Птицын, Чечеткин, 1982) две группы ядер. Первая, с $Z < Z^*$ (когда $\lambda_{\gamma p} \sim \lambda_{p\gamma}$ и $\lambda_{\gamma n} \sim \lambda_{n\gamma}$) – это наиболее обильная группа ядер, сформированная в *e*-процессе и образующая максимум равновесного распределения. Для другой, менее обильной группы ядер с $Z > Z^*$ (где $\lambda_{\gamma p} \sim \lambda_\beta$), для нейтроноизбыточных ядер уже не выполняется условие детального равновесия по реакциям с нейтронами, протонами и α -частицами (при $\lambda_\beta \geq \lambda_{n\gamma}$). Равновесные концентрации $n(A, Z)$ нарушаются, и в результате происходит образование новых ядер с большим Z :



Более детальная постановка задачи была сделана Пановым и др. (1995), а Блинниковым и др. (1995) было начато изучение этой задачи в рамках развитой для решения задач нуклеосинтеза последовательной кинетической модели (Блинников, Панов, 1996). Однако и в этих работах не были учтены многие реакции с α -частицами, которые должны играть существенную роль в рассматриваемом сценарии взрыва звезды и образования новых ядер.

В данном параграфе изучена зависимость результатов нуклеосинтеза от степени нейтронизации исходной среды, с учетом реакций с протонами и α -частицами на стадии расширения вещества, предшествующей стадии замораживания реакций с заряженными частицами (см. уравнения 1.2в главе 1), а для определенных условий ($T \sim 5 \times 10^9$, $\rho \sim 10^9$ г/см $^{-3}$) определен механизм формирования химических элементов в области $80 < A < 130$.

Результаты расчетов, включенные в этот параграф (Панов и Чечеткин, 2002), отличаются от предыдущих расчетов (Блинников и др., 1995; Панов и др., 1995), в частности, и более полными и точными ядерными данными. А именно, для расчета нейтронных сечений использовался единый подход, объединяющий экспериментальные данные (где возможно) с последовательным теоретическим расчетом скоростей реакций (см. работы Кована и др., (1991) для парных реакций и Кратца и др. (1993) для β -распада). (Подробные ссылки по ядерным данным см., например, в Панов и др., 2001б). Главное

отличие результатов данных расчетов от предыдущих состоит в том, что выход элементов с $A > 130$ значительно меньше, чем в расчетах Панова и др. (1995) и Блинникова и др. (1995), и объясняется, в основном как учетом всех основных ядерных реакций, так и новыми ядерными данными, включающими скорости реакций с заряженными частицами для всех участвующих в рассмотрении ядер.

Кроме того, в настоящей работе проанализирован краевой эффект, не учитывавшийся в более ранних работах (Панов и др., 1995; Блинников и др., 1995), в которых из-за неполного банка данных скоростей реакций с заряженными частицами (только для $Z < 45$) (p, X)-реакции создавали утечку вещества из равновесной области ($Z < 45$) в область, где учитывались только реакции с нейтронами и β -распад ($Z > 45$).

6.2.2. нуклеосинтез в термоядерной сверхновой

В серии расчетов, проведенных на основе описанной выше кинетической модели, исследовался процесс нуклеосинтеза в области железного пика с учетом реакций с нейтронами, протонами и β -распада при значениях температуры $T_9 = 5$, $\rho = 10^9$ г/см³, характерных для сверхновых типа Ia.

В качестве начальных условий для нуклеосинтеза выбиралось или распределение ядер по A и Z , полученное в приближении ядерного статистического равновесия (Панов и др., 2001б), или одно самое обильное ядро (что практически не отражалось на конечных результатах) с соответствующим нейтронным избытком η_0 .

Для начала было проверено влияние неполноты ядерных данных (в данном случае скоростей реакций) на выход элементов в нуклеосинтезе. Проведены расчеты как с использовавшейся ранее неполной библиотекой скоростей ядерных реакций (Рис. 95, левая панель), так и с полностью согласованной библиотекой ядерных данных (Рис. 95, правая панель). На Рис. 96, слева, показано влияние краевого эффекта при пренебрежении скоростями реакций с заряженными частицами для ядер с $Z > 45$ при $\eta_0 = 0.26$. Для $\eta_0 < 0.22$ результаты отличаются незначительно. Но как видно из сравнения левых графиков на Рис. 95, 96, при начальном нейтронном избытке $\eta_0 \geq 0.24$ новые изотопы в области $A \geq 130$ образуются благодаря краевому эффекту,енному неполнотой банка скоростей реакций с заряженными частицами, приводящему к искусственному

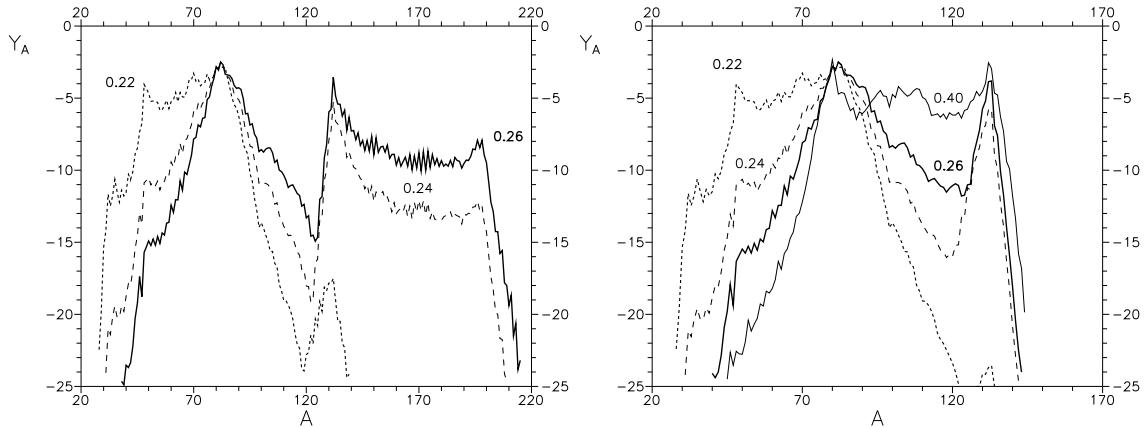


Рис. 95. Слева: Расчеты концентраций химических элементов, образующихся при $T_9=5.0$, $\rho = 2 \cdot 10^9$ г/см³ в зависимости от величины начального нейтронного избытка: $\eta_0 = 0.26$ – сплошная линия; $\eta_0 = 0.24$ – штриховая линия; $\eta_0 = 0.22$ – пунктир. Исходный состав – "Fe" и нейтроны; реакции с заряженными частицами учитывались для всех ядер с $Z < 45$ (Тилеманн и др., 1987). Продолжительность расчета $\tau = 2$ с. Справа: То же, что слева, но реакции с заряженными частицами учитывались вплоть до ядер с $Z < 74$ (Раушер, Тилеманн, 2000). Около кривых указаны начальные значения η_0 .

образованию двух областей: в одной установлено равновесие, нарушающее слабой утечкой вещества за счет β -распада в область с $Z > 45$, а в другой области с $Z > 45$ реакции с заряженными частицами заморожены и идет *r*-процесс. Поэтому при заметном избытке нейронов ($\eta_0 \geq 0.24$) проявление краевого эффекта очевидно и расчеты нуклеосинтеза при температурах $T_9 > 1.5$ необходимо проводить (как это отмечалось в работе Панова, Надёжина (1999) с учетом реакций заряженных частиц со всеми изотопами, участвующими в нуклеосинтезе.

Расчеты распределения химических элементов по массе в зависимости от величины нейтронного избытка приведены на Рис. 95 (правая панель). В них использовались ядерные данные как для изотопов с $Z < 46$ (Тилеманн и др., 1987), так и для изотопов с $Z \geq 46$ (Раушер, Тилеманн, 2000). Из рисунка ясно видно, что с увеличением начального нейтронного избытка в равновесном распределении увеличивается выход тяжелых элементов и уменьшается концентрация легких, и при $\eta_0 \geq 0.25$ образуется достаточно высокая концентрация ядер с массами ~ 130 , т.е. значительное количество нуклидов с массами $\sim 80, 130$ могут быть образованы еще до начала быстрого нуклеосинтеза. Хорошо видно, что даже при достаточно длительной экспозиции ($\tau = 2$ с), когда величина η становится меньше 0.2, выход элементов с $A \approx 100 - 130$ остается высоким. Что же происходит на самом деле при учете β -распада (Рис. 96, правая панель), если рассматриваемые условия (температура и плотность) сохраняются посто-

янными в течение продолжительного времени: $\tau_{NSE} \gg \tau_\beta$, где τ_β - характерное время β -распада наиболее обильных ядер? Со временем, в результате β -распада уменьшается величина нейтронного избытка, а с захватом нейtronов успешно конкурируют другие реакции, такие как (n,α) , (n,p) и фотоядерные реакции, препятствующие образованию новых ядер с массами более 130. В результате со временем по мере исчерпания нейтронов и уменьшения нейтронного избытка концентрации ядер с $A \sim 80, 130$ остаются того же порядка, выход ядер с массами $80 < A < 130$ уменьшается на порядки, а выход ядер с $A < 80$ растет. Таким образом, выходы изотопов при рассматриваемых условиях определяются в основном равновесным нуклеосинтезом, однако при заметной продолжительности нуклеосинтеза при высокой температуре (в данном случае при $T_9 \approx 5$) $\tau \geq 0.5$ с, пик обилия из положения $A \sim 120$ за счет изменения в результате β -распада величины нейтронного избытка среды η (Рис. 97, левая панель) и, как следствие, равновесия смещается в область $A \sim 130$.

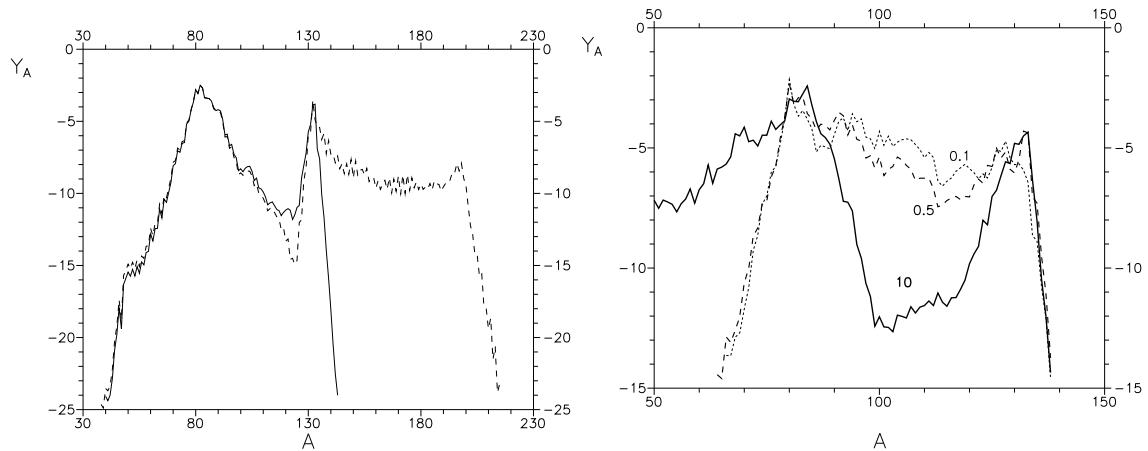


Рис. 96. Слева: Зависимость результатов расчета выходов элементов для $\eta_0 = 0.26$ от величины области, в которой учитываются реакции с заряженными частицами. Штриховая линия – расчет скоростей с заряженными частицами на основе данных Тилеманна и др. (1987), сплошная линия – скорости для элементов с $Z > 45$ брались из работы Раушера и Тилеманна (2000). Начальные условия такие же, что и в предыдущих расчетах (рис. 95). Справа: Зависимость массового распределения изотопов от длительности протекания нуклеосинтеза τ при начальной величине нейтронного избытка $\eta_0 = 0.26$. Около кривых указано время нуклеосинтеза в секундах. Пунктир – $\tau=0.1$ с, штриховая линия – $\tau=0.5$ с, сплошная линия – $\tau=10$ с.

При $\eta_0 < 0.25$ β -распад приводит при достаточно длительном поддержании процесса ($t \gg \tau_\beta$) к уменьшению нейтронного избытка η и соответственно происходят плавные (во времени) изменения в изотопном составе с уменьшением выходов изотопов с $90 < A < 120$ и увеличением концентраций Y_A в области $A < 70$.

Если же температура упадет в несколько раз, а плотность нейтронов будет еще до-

столько велика ($N_n > 10^{24}$), возможен успешный γ -процесс на основе уже сформированных пиков с $A \sim 80, 130$, требующий значительно меньшего количества нейтронов, чем при классическом γ -процессе, начинающимся в области элементов железного пика. Это хорошо видно на рис. 1 из работы Лютостанского и Панова (1988) и рис. 2,3 в работе Лютостанского и др. (1985), иллюстрирующих скорость движения волны нуклеосинтеза, из которых ясно, что время формирования третьего пика на кривой распространности значительно меньше времени образования второго пика.

Отметим, что для образования ядер с $A \sim 130$ очень важна величина начальной нейтронизации вещества. Так, при $\eta_0 < 0.25$ при уменьшении нейтронного избытка по мере разлета и остывания вещества, исчезает и пик при $A \sim 130$. А при $\eta_0 > 0.25$ пик сохраняется (см. рис. 97б). Что касается процессов деления, то они в ряде случаев тоже могут вносить вклад в образование второго пика (Панов и др., 2001а), хотя этот вклад, по-видимому, не будет основным, за исключением случаев, когда время движения волны нуклеосинтеза от второго пика до области деления значительно меньше времени протекания γ -процесса (Лютостанский и др., 1986).

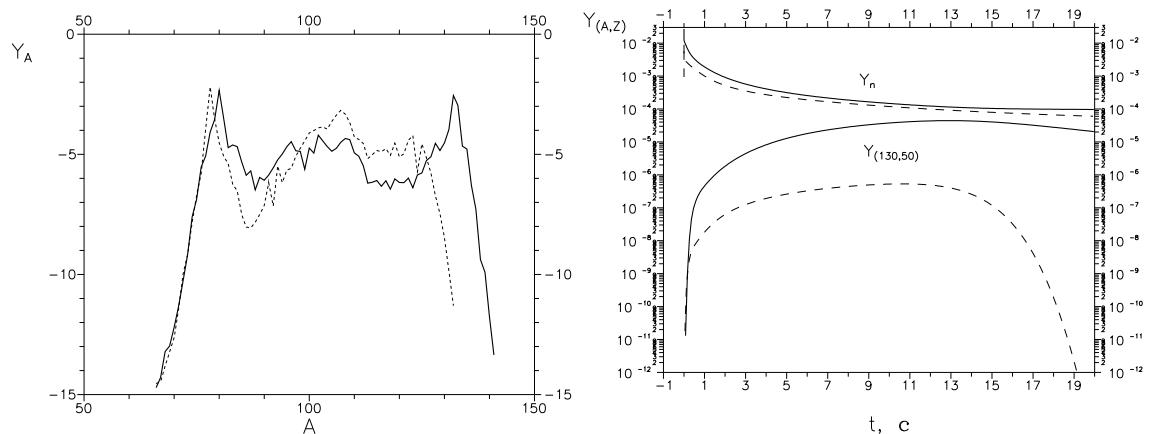


Рис. 97. Слева: Зависимость выходов элементов разных масс от β -распада при расчете нуклеосинтеза в среде с начальным значением нейтронного избытка $\eta_0 = 0.26$. Пунктир – расчет без учета β -распада, сплошная линия – с учетом β -распада. Справа: Динамика образования нуклидов с массами $A \approx 130$ и изменение концентрации свободных нейтронов при разных значениях начальной величины нейтронного избытка. Штриховые линии – $\eta_0 = 0.24$, сплошные линии – $\eta_0 = 0.26$

Рассмотрим приближенную качественную модель изменения температуры: при $\tau \leq 0.1$ с $T_9=5$, затем при $\tau > 0.1$ с температура скачком падает до $T_9=1$ и остается постоянной в течение $\tau = 10$ с. Если $\eta_0 = 0.26$, то нейтронов для успешного γ -процесса недостаточно (рис. 98а). Если же $\eta_0 = 0.40$, нейтронов вполне достаточно для образования более тяжелых элементов (рис. 98б).

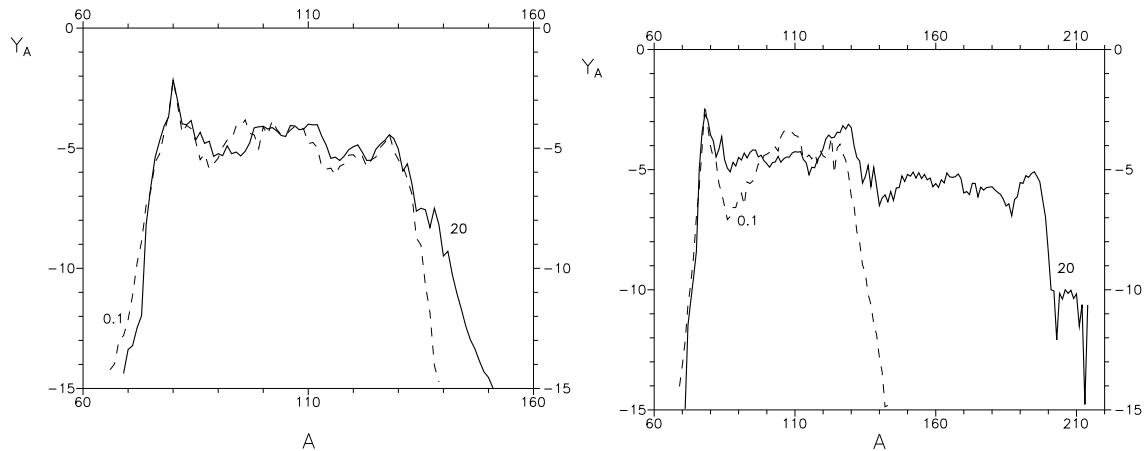


Рис. 98. Слева: r_{bc} -процесс при начальном значении нейтронного избытка $\eta_0 = 0.26$. Описание модели изменения условий смотри в тексте. Около кривых указана продолжительность нуклеосинтеза. Справа: То же, что и слева, но для $\eta_0 = 0.40$.

6.3. Обсуждение

В § 6.1 данной главы была продемонстрирована возможность реализации индуцированного нейтринным излучением r -процесса в гелиевом слое звезд с низкой металличностью. Было показано, что хорошим местом для развития r -процесса является часть гелиевого слоя, свободная от примесей ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne , синтезированных в реакциях горения гелия в конвективном ядре предсверхновой. Эффективность r -процесса сильно зависит от примесей этих изотопов, а также поглотителя нейтронов ^{14}N — основного продукта CNO-цикла. Эти последние примеси могут зависеть от пока еще не до конца изученных процессов диффузии и перемешивания вещества на заключительных стадиях эволюции звезды (полуконвекция, меридиональная циркуляция). Не исключено, что в действительности физические условия в гелиевом слое могут оказаться более благоприятными для развития r -процесса, чем это следует из современных эволюционных моделей предсверхновых. Существенное значение также имеет расстояние гелиевого слоя от центра звезды — будь оно в два-три раза меньше, можно было бы говорить о развитии не только слабого, но и основного компонента r -процесса.

Кроме того, слабый индуцированный нейтрином r -процесс может ускоряться за счет реакций заряженного тока (Надёжин и Панов, 2001) на ядрах тяжелых элементов, образующихся в r -процессе в результате захвата ядрами электронных нейтрин от сколапсированного ядра звезды, приводящего, также как и бета-распад, к увеличению зарядового числа.

Полученные в § 6.2 результаты в схематической модели взрыва термоядерной сверх-

новой можно сформулировать следующим образом:

1. Расчеты нуклеосинтеза с учетом реакций не только с нейтронами и β -распадов, но и с заряженными частицами, а также с последовательным подходом к определению всех ядерных данных показали, что, по крайней мере, при рассматриваемых условиях ($T_9 \approx 5$, $\rho = 10^9$ г/см⁻³, $\eta_0 > 0.25$) образуются химические элементы вплоть до пика $A \sim 130$ и не образуются более тяжелые изотопы, несмотря на учет β -распада и высокую первоначальную плотность свободных нейтронов.

2. С увеличением нейтронного избытка в веществе значительно вырастает выход элементов с $A > 80$, однако при падении температуры и замораживании реакций с заряженными частицами нейтронный избыток в результате β -распада уменьшается, плотность свободных нейтронов падает и нуклеосинтез заканчивается, причем образовавшиеся изотопы с массой A из нейтронноизбыточной области переходят в область долгоживущих изотопов с большим Z . И если начальное значение $\eta_0 < 0.25$, элементы с $A > 100$ выгорают по мере уменьшения нейтронного избытка, если же начальное значение $\eta_0 > 0.25$, высокий выход элементов с $A \sim 130$ сохраняется.

3. Как и предполагалось в работах Птицына и Чечеткина (1982) Панова и др. (1995) и Панова и Чечеткина (2002), повышенная нейтронизация разлетающегося вещества может приводить к образованию в r -процессе новых ядер, причем изотопы вплоть до масс $A \approx 120 - 130$ образуются с участием протонов и альфа-частиц, а пик $A \sim 130$ формируется позднее, после установления равновесия по реакциям с заряженными частицами, на масштабах времени $t > 0.01$ с и падении температуры в результате β -распада, приводящего к уменьшению нейтронного избытка и смещению равновесия в область долгоживущих и стабильных ядер. При высоких температурах ($T_9 \leq 5$) r -процесс не идет даже в условиях большого нейтронного избытка.

4. В случае большого количества свободных нейтронов ($\eta_0 \geq 0.3$) r -процесс может реализоваться даже при большом количестве зародышевых ядер, таком что отношение n/Fe мало (меньше 1). То есть при взрыве и разрушении термоядерной сверхновой могут возникать такие же условия, как, например, при слиянии нейтронных звезд (Россвог и др., 1999), когда часть переобогащенного нейтронами плотного и горячего вещества выбрасывается в окружающую среду. Если время охлаждения от $T_9 \sim 5$ до $T_9 \sim 1.5$ невелико (<0.1 с), то при остывании до характерных для r -процесса температур стартовые условия для быстрого нуклеосинтеза могут быть близки к идеальным:

имеется большое количество зародышевых ядер с массами от 80 до 130 и число свободных нейтронов еще достаточно велико, чтобы часть ядер в результате множественных нейтронных захватов и β -распада трансформировалась в более тяжелые ядра вплоть до $A \sim 196$ и тяжелее.

5. На основании численных расчетов нуклеосинтеза мы уточнили модель г-процесса (Птицын, Чечеткин, 1982), приведенное в начале данной главы. При высокой нейтронизации ($\eta_0 \leq 0.3$) и при температурах $T_9 \sim 5$ образуются ядра с массами $80 < A < 130$, причем даже по мере уменьшения концентрации нейтронов в результате β -распада, если плотность и температура меняются незначительно в течение достаточно длительного времени ($\tau \geq 1$ с), распределение ядер Y_A меняется слабо, наиболее обильными остаются элементы с массами $A \sim 80, 130$. При падении температуры и "замораживании" ядерных реакций во всей области тяжелых элементов начинается быстрый нуклеосинтез (Панов, Надёжин, 1999), для успешного протекания которого еще остается достаточное количество свободных нейтронов и протонов, причем свободных нейтронов в данном сценарии, в отличие от г-процесса, требуется значительно меньше, поскольку ядра с массами $80 < A < 130$ уже сформированы.

6.4. Заключение и выводы

Таким образом, в настоящей главе показано, что образование ядер в области $A \approx 80 - 130$ может происходить:

1) в гелиевой оболочке сверхновой за счет источника нейтронов, возникающего при возбуждении ядер гелия нейтрино от коллапсирующего ядра с последующим испарением нейтронов частью ядер. Этот реалистичный механизм будет в дальнейшем исследоваться по мере развития соответствующих сценариев. В соответствии с выводами работы Панова и Надёжина (1999) о сильном влиянии реакций, вызванных протонами (p, γ) , (p, n) на формирование зародышевых ядер, показано, что: а) распределение зародышевых ядер сдвигается в сторону более тяжелых изотопов, увеличивая количество захваченных ядрами железного пика почти в 2 раза, уменьшая тем самым величину одного из самых жестких параметров - отношения свободных нейтронов к зародышевым ядрам; б) приводит к ускорению г-процесса.

2) В сценариях взрыва термоядерных сверхновых вопрос протекания слабого г-

процесса менее изучен, хотя исследовались различные варианты сценариев, развитых группой Хиллебрандта, в том числе М. Рейнеке и Ф.Рёпке, но исследовавшиеся траектории имели слишком низкий избыток нейтронов и искусственные варианты нейтронного источника, типа ^{13}C , не смогли привести к значимому образованию элементов за железным пиком. Однако при повышенном нейтронном избытке тяжелые элементы могут образоваться в следующих случаях: а) если первоначальный избыток нейтронов очень велик и характерное гидродинамическое время мало, могут образоваться все элементы от железа до урана, причем рассмотренный в настоящей работе сценарий образования тяжелых элементов требует значительно меньшего количества свободных нейтронов; б) если нейтронов после остывания вещества недостаточно для синтеза элементов тяжелее ксенона, то этот сценарий образования химических элементов может быть принципиально важен для выяснения вопроса об образовании этих элементов в природе, поскольку существующие модели γ -процесса при взрыве массивных сверхновых II типа или слиянии нейтронных звезд позволяют получить хорошее согласие с наблюдениями только для масс $A > 120$. Поэтому при наличии сценария предоставляющего высокую начальную нейтронизацию вещества - $\eta_0 \geq 0.30$, может быть реализован дополнительный γ -процесс, ответственный за образование ядер с $A < 130$, однако таких сценариев пока нет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе создана и обоснована модель образования элементов тяжелее железа в процессах быстрого нуклеосинтеза в оболочках сверхновых и в условиях высокой плотности нейтронов при слиянии нейтронных звезд. Исследованы процессы образования химических элементов тяжелее железа, определён характер протекания быстрого нуклеосинтеза в области актинидов, объяснена роль различных процессов деления при образовании тяжелых ядер и получен ответ на вопрос: возможен ли синтез сверхтяжелых элементов в природе.

Объединение анализа влияния необходимых для γ -процесса условий с моделированием кинетики нуклеосинтеза даёт мощный метод изучения γ -процесса в различных сценариях и, в частности, на разных стадиях взрыва Сверхновой. Наши последние исследования дополнительно показали, что для основной компоненты γ -процесса, реализуемой в оболочках коллапсирующих сверхновых, в горячих ветрах над поверхностью молодых нейтронных звезд или в сильно нейтронизованном веществе выброса при слиянии нейтронных звезд, обязательно требуется еще и последовательный учет процессов деления для всех актинидов и сверхтяжелых элементов.

Основные результаты, полученные в диссертации, кратко формулируются следующим образом:

1. Создана кинетическая модель образования тяжелых элементов в быстром нуклеосинтезе на основе учета основных парных реакций с нейtronами, протонами, фотонами и альфа-частицами, бета-распада, деления и захвата электронных нейтрино, обеспечивающих естественный переход от условий ядерного статистического равновесия к α -процессу, затем замораживанию реакций с заряженными частицами и γ -процессу.

В этой модели впервые последовательно учтены реакции с заряженными частицами и доказано их заметное влияние на образование тяжелых (тяжелее элементов железного пика) элементов.

2. Создан комплекс программ для расчета обилий химических элементов в условиях долговременной экспозиции и формирования основного компонента γ -процесса, когда в условиях высокой степени нейтронизации среды значительная часть заро-

дышевых ядер быстро выгорает, образуя актиниды, продукты деления которых вновь вовлекаются в нуклеосинтез в качестве новых зародышевых ядер. Учен процесс установления квази-равновесия относительных выходов изотопов между областью деления и областью ядер-продуктов деления, обеспечивая формирование второго и третьего пиков γ -элементов на кривой распространенности. Вычислены распространенности химических элементов в условиях высокой нейтронизации выбрасываемого вещества в сценарии слияния нейтронных звезд, в условиях горячего нейтринного ветра, в нейтрино-индуцированном γ -процессе в оболочках коллапсирующих сверхновых.

3. Развиты модель слабого γ -процесса в гелиевом слое коллапсирующей звезды и двух-кодовая методика расчета обилий химических элементов для формировании слабой компоненты γ -процесса - тяжелых элементов легче элементов кадмievого пика.
4. Сделан вывод о динамическом характере γ -процесса, проходящего в условиях высокой плотности свободных нейtronов вдоль границы нейтронной стабильности и только в конце нуклеосинтеза смещающегося в область ядер, находящихся в области γ -процесса, определяемого статической моделью. Такое изменение пути нуклеосинтеза приводит к торможению γ -процесса в области ядер с числом нейtronов $N=82$ и 126 , что приводит к формированию в одном процессе ядер с массовым числом A от ~ 130 и более, и формированию пиков расчетной кривой распространенности, положение и размер которых хорошо согласуются с наблюдениями.
5. В результате исследования вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления короткоживущих нейтронизбыточных актинидов в сценарии слияния нейтронных звезд и характера влияния этих процессов на формирование средних и тяжелых ядер в астрофизическом нуклеосинтезе показано, что вынужденное деление отвечает в основном за прерывание распространения волны нуклеосинтеза в область сверхтяжелых элементов, запаздывающее деление сильно влияет на окончательную распространенность тяжелых элементов, а выход ядер космохронометров сильно зависит от модели спонтанного деления.

Показана важность процесса деления, препятствующего образованию в γ -процессе наиболее тяжелых актинидов и приводящему к разделению процесса нуклеосин-

теза на две ветви: сильную, возвращающую г-процесс в область ядер-продуктов деления, и слабую - продолжающую синтез новых элементов в области сверхтяжелых ядер.

Для большого числа нестабильных трансурановых ядер рассчитаны скорости запаздывающего и вынужденного деления

6. Сделан вывод об ускорении г-процесса в коллапсирующей сверхновой в результате захвата электронных нейтрино тяжелыми ядрами.
7. Показана слабая зависимость выходов тяжелых элементов в г-процессе в условиях быстро меняющихся параметров горячих ветров в широком диапазоне значений асимптотической температуры, определяемой скоростью замедления разлетающегося вещества при взрыве сверхновых разных масс.
8. В результате моделирования и численного исследования нуклеосинтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов в разных сценариях г-процесса определены оптимальные условия нуклеосинтеза тяжелых элементов в сценарии слияния нейтронных звезд, в которых устанавливается квазистационарный ток ядер между областью актинидов и областью ядер продуктов деления и достигается лучшее согласие с наблюдениями. В такой модели образуются изотопы сверхтяжелых элементов, однако время их жизни невелико. Наиболее долгоживущие сверхтяжелые элементы не образуются, поскольку их образованию препятствует область ядер с короткими временами жизни спонтанного деления.

При всех неоспоримых достижениях теории эволюции предсверхновых и гидродинамики слияния нейтронных звезд - наиболее вероятных сценариях для протекания г-процесса - в ближайшем будущем все же трудно рассчитывать на получение достаточно реалистичной информации как о динамике сброса оболочки сверхновой, скорости истечения вещества с поверхности горячих нейтронных звезд, так и о степени нейтронизации и других параметрах вещества при слиянии нейтронных звезд. Это полностью оправдывает использование неэволюционных и смешанных моделей при физическом моделировании быстрого нуклеосинтеза тяжелых элементов, используемых в диссертации. Сложно ждать и быстрого прогресса в моделировании и прогнозировании ряда ядернофизических параметров нейтроноизбыточных короткоживущих ядер,

участвующих в γ -процессе. Получение надежных данных о массах ядер и барьерах деления затруднено как из-за неполноты современной теории, так и из-за невозможности провести эксперименты для тестирования ядерных моделей, обладающих пока недостаточной точностью в прогнозировании энергий связи, скоростей бета-распада и сечений реакций ядер, удаленных от экспериментально изученной области. Наиболее трудной для прогнозирования областью является группа актинидов и сверхтяжелых элементов, точность определения ядерных данных для которой затрудняется наличием дополнительных параметров, необходимых для прогнозирования. Поэтому моделирование γ -процесса еще долгое время будет незаменимым связующим звеном между наблюдениями распространенности тяжелых элементов, развитием сценариев различных астрофизических объектов, в которых возможна реализация нуклеосинтеза тяжелых элементов и моделями, прогнозирующими характеристики нестабильных ядер.

Представленное в диссертационной работе направление исследований имеет перспективы дальнейшего развития по мере совершенствования самого физического процесса моделирования нуклеосинтеза и дальнейшего прогресса при построении последовательных моделей взрыва сверхновой и слияния нейтронных звезд. Кроме того, развитые подходы и методы могут быть апробированы и в других сценариях, пока еще не ясных или связанных с не рассмотренными в диссертации объектами.

Автор благодарен всем своим коллегам и соавторам за плодотворное и многолетнее сотрудничество, особенно российским: С.И. Блинникову, В.С. Имшеннику, И.Ю. Корнееву, Ю.С. Лютостанскому, В.И. Ляшуку, Д.К. Надёжину, В.П. Утробину, В.М. Чечеткину, А.В. Юдину; и иностранным: К.-Л. Крацу, Мартинец-Пинедо, Т. Раушеру, Ф.-К. Тилеманну, В. Хиллебрандту, Х.-Т. Янка.

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ А: СКОРОСТИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ И ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ: ОПИСАНИЕ РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ, НАХОДЯЩИХСЯ В МЕЖДУНАРОДНОЙ БАЗЕ ОТКРЫТОГО ДОСТУПА CDS.

Приложение содержит разъяснения, как пользоваться данными из Таблиц. Для наглядности приведены примеры расчета скорости прямой и обратной реакции.

Таблица 9 показывает, какая информация содержится в таблицах 3–6, находящихся в открытом доступе базы данных CDS (Таблица 9. В ней приведены несколько строк из Таблицы 3 базы CDS: скорости реакций на основе ETFSI-данных). В Таблицах №№ 3–6 8 колонок. В них приведены: название ядра-мишени, атомный номер A , температура (в единицах T_9), статистические суммы для ядра мишени, скорость вынужденного деления

Таблица 9.

Формат скоростей реакций, приведенных в Таблицах №№ 3–6 , доступных в базе данных CDS: примеры расчета скоростей реакций $N_A \langle \sigma v \rangle$ и статистических сумм. Массы и барьеры деления - из расчетов по модели Томаса-Ферми с поправкой Струтинского (ETFSI).

mother(A,Z)	T_9	p.f.	(n,f)	(n,f)*	(n,g)	(n,g)*
Cf 273	0.10	1.00D+00	5.07D+08	5.90D+08	2.89D+04	3.32D+04
Cf 273	0.15	1.01D+00	6.59D+08	8.13D+08	3.71D+04	4.50D+04
Cf 273	0.20	1.02D+00	7.81D+08	1.01D+09	4.35D+04	5.50D+04
Cf 273	0.30	1.08D+00	9.70D+08	1.33D+09	5.28D+04	6.99D+04
...
Cf 273	7.00	7.86D+04	1.89D+09	1.57D+09	5.70D+04	9.86D+01
Cf 273	8.00	9.13D+05	1.93D+09	1.53D+09	5.41D+04	1.47D+01
Cf 273	9.00	1.04D+07	1.98D+09	1.60D+09	5.14D+04	2.20D+00
Cf 273	10.00	1.03D+08	2.03D+09	1.97D+09	4.89D+04	3.69D-01
...
Cf 274	7.00	3.87E+05	1.75E+08	1.68E+09	4.04E+06	5.85E+02

ния для ядра-мишени в основном состоянии, скорость вынужденного деления с учетом заселения возбужденных состояний, скорость захвата нейтрона ядром в основном состоянии, скорость захвата нейтрона ядром с учетом заселения возбужденных состояний (размерность скоростей реакций: $cm^{-3}mole^{-1}c^{-1}$).

Скорости реакций в Таблицах 3–6 были рассчитаны на основе масс и барьеров деления, прогнозируемых разными моделями ETFSI (№3); TF (№4); FRDM(masses)+TF(barriers) - №5; HFB (№6), соответственно.

в таблице каждые 24 строки соответствуют скоростям реакций для 24 различных значений температуры T_9 .

Обозначения:

mother материнское ядро (мишень),

T_9 звездная температура в 10^9 К,

p.f. ядерные статистические суммы,

(n,g) скорость (n, γ)-реакции, $N_A \langle \sigma_{n\gamma} v \rangle$

(n,g)* скорость (n, γ)-реакции, $N_A \langle \sigma_{n\gamma} v \rangle$, с учетом заселения возбужденных состояний,

(n,f) скорость (n,fission)-реакции, $N_A \langle \sigma_{nf} v \rangle$

(n,f)* скорость (n,fission)-реакции, $N_A \langle \sigma_{nf} v \rangle$, с учетом заселения возбужденных состояний.

Таблица 10 показывает какая информация содержится в таблицах 7-18 базы данных CDS коэффициентов для аппроксимационных формул, доступная в CDS.

mother мишень

Dev точность фита ζ (Уравнение (2.9) (2.9))

$a_0 \dots a_6$ семь параметров для скорости прямой реакции

$a_0^{rev} \dots a_6^{rev}$ семь параметров для скорости обратной реакции (смотри формулу (2.10)).

Таблица 10.

Параметризация

аппроксимаций (n, γ) - , (γ, n) - и (n,f) - скоростей реакций, доступных в CDS Таблицах №№ 7–18.Пример из Таблицы 7 — коэффициенты для (n, γ) -реакции. Массы и барьеры деления - (ETFSI).

mother(A,Z)	i_{fit}	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	Dev
cf 268 98	0	-1.45E+01	0.00E+00	-2.94E+00	3.00E+01	-4.69E+00	1.40E-01	-6.04E+00	3.9E-02
cf 269 98	0	2.05E+01	1.43E-02	-6.95E-01	-3.73E+00	1.60E-01	-3.13E-01	7.64E-01	5.0E-02
cf 270 98	0	-2.03E+01	0.00E+00	-3.86E+00	3.56E+01	-5.02E+00	1.90E-01	-7.77E+00	1.9E-02
cf 271 98	0	-6.15E+00	1.68E-02	-3.20E+00	1.94E+01	-2.75E+00	-3.24E-03	-4.49E+00	1.1E-02
cf 272 98	0	-1.69E+01	0.00E+00	-4.68E+00	4.14E+01	-5.82E+00	1.64E-01	-9.39E+00	3.6E-02
cf 273 98	0	2.62E+00	1.71E-02	-2.67E+00	1.32E+01	-1.60E+00	-1.64E-01	-3.27E+00	2.2E-02
cf 274 98	0	-1.87E+01	0.00E+00	-5.35E+00	4.34E+01	-4.94E+00	2.04E-02	-1.03E+01	4.9E-02

Пример из Таблицы 11 — фитирование (γ, n) -реакции. Массы и барьеры деления - ETFSI.

mother(A,Z)	i_{fit}	a_0^{rev}	a_1^{rev}	a_2^{rev}	a_3^{rev}	a_4^{rev}	a_5^{rev}	a_6^{rev}
cf 269 98	0	1.05E+01	-3.46E+01	-2.94E+00	3.00E+01	-4.69E+00	1.40E-01	-4.54E+00
cf 270 98	0	4.28E+01	-5.82E+01	-6.95E-01	-3.73E+00	1.60E-01	-3.13E-01	2.26E+00
cf 271 98	0	4.72E+00	-4.43E+01	-3.86E+00	3.56E+01	-5.02E+00	1.90E-01	-6.27E+00
cf 272 98	0	1.61E+01	-5.62E+01	-3.20E+00	1.94E+01	-2.75E+00	-3.24E-03	-2.99E+00
cf 273 98	0	8.14E+00	-3.73E+01	-4.68E+00	4.14E+01	-5.82E+00	1.64E-01	-7.89E+00
cf 274 98	0	2.49E+01	-5.28E+01	-2.67E+00	1.32E+01	-1.60E+00	-1.64E-01	-1.77E+00
cf 275 98	0	6.30E+00	-3.57E+01	-5.35E+00	4.34E+01	-4.94E+00	2.04E-02	-8.87E+00

Пример из таблицы 15 — аппроксимация скорости вынужденного деления. ETFSI.

mother(A,Z)	i_{fit}	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	Dev
cf 268 98	0	3.13E+01	-6.04E-02	8.24E+00	-1.81E+01	2.22E-01	7.09E-02	8.65E+00	5.2E-03
cf 269 98	0	3.38E+01	0.00E+00	2.22E+00	-1.59E+01	1.39E+00	-7.64E-02	4.52E+00	4.5E-03
cf 270 98	0	9.75E+00	3.15E-03	-1.49E+00	1.34E+01	-1.77E+00	1.59E-01	-2.78E+00	7.7E-03
cf 271 98	0	3.84E+01	-5.73E-02	8.81E+00	-2.75E+01	1.86E+00	-9.37E-02	1.04E+01	1.5E-03
cf 272 98	0	-1.30E+01	0.00E+00	-4.24E+00	4.22E+01	-5.66E+00	4.90E-01	-9.00E+00	1.7E-02
cf 273 98	0	3.87E+01	-5.66E-02	8.78E+00	-2.78E+01	1.89E+00	-9.66E-02	1.04E+01	1.2E-03
cf 274 98	1	-4.50E+01	0.00E+00	0.00E+00	6.69E+01	-8.82E+00	6.52E-01	-8.66E+00	1.5E-03

Коэффициенты для аппроксимационных формул для реакций (n,γ) - , (γ,n) -, и скоростей вынужденного деления для различных основанных на разных моделях прогнозах ядерных масс и барьеров деления приведены в Таблицах 7–18. В колонках таблиц 7–18 приведены: элемент мишени, атомное число мишени, зарядовый номер мишени Z , числу фитирующих кривых i_{fit} , семь коэффициентов для прямой реакции a_i , и среднеквадратичная ошибка.

Значение $i_{fit}=0$ означает, что скорость реакции описана коэффициентами одной кривой. Значение $i_{fit}>1$ определяет число кривых, которое определяет число слагаемых, дающих вклад в конечное значение скорости реакции , т.е. скорость r рассчитывается как $r = \sum_i r_i$, где каждая r_i рассчитывается на основе i -того набора параметров и Уравнения (2.8).

Примеры Таблиц 3–6 приведены для 1 изотопа и 24 значений T_9 , а для Таблиц 7–18 - для 10 изотопов. Заметим, что точность приведенных в Таблицах CDS чисел - семь значащих цифр.

Ниже приведены два примера расчета скорости реакции для значения температуры $T_9 = 7.0$, значения параметров приведены в образцах таблиц.

Первый пример - реакция $^{273}\text{Cf}(n,f)$. В Таблице 10 находим значения параметров $a_0 = 38.72$, $a_1 = -0.057$, $a_2 = 8.78$, $a_3 = -27.85$, $a_4 = 1.90$, $a_5 = -0.097$, $a_6 = 10.45$. С помощью уравнения (2.8) вычисляем $N_A \langle \sigma v \rangle_{fit}^* = 1.574 \times 10^9 \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mole}^{-1}$ или $\text{Log}_{10}(N_A \langle \sigma v \rangle_{fit}^*) = 9.20$ при $T_9 = 7.0$.

Второй пример - расчет скорости захвата нейтрона изотопом калифорния: reaction $^{273}\text{Cf}(n,\gamma)^{274}\text{Cf}$ и скорости обратной реакции. Аналогично Примеру 1, используя значения параметров из Таблицы А.2. и уравнение (2.8), рассчитываем скорость захвата $N_A \langle \sigma v \rangle_{fit}^* = 120 \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mole}^{-1}$. С помощью параметров для обратной реакции вычисляем промежуточное значение скорости обратной реакции: $\lambda_\gamma' = 5.0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ при $T_9 = 7.0$. Для получения окончательного значения скорости обратной реакции, нужно определить отношения стат. сумм $G_{^{273}\text{Cf}}/G_{^{274}\text{Cf}} = 4.58 \times 10^5 / 3.87 \times 10^5 = 1.18$ (смотри Таблицу 9 и Раздел 2.2.5). Для вычисления скорости фотодиссоциации величину λ' нужно умножить на отношение стат. сумм:

$$\lambda_\gamma = \lambda_\gamma' \frac{G_{^{273}\text{Cf}}}{G_{^{274}\text{Cf}}} = \lambda_\gamma' \times 1.18 = 5.9 \times 10^9 \text{ s}^{-1}.$$

Значение статистических сумм при 24 значениях T_9 также приведены в Таблицах 3–6.

адрес данных: <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=J/A%2BA/513/A61>

ПРИЛОЖЕНИЕ В: ОПИСАНИЕ ФАЙЛОВ В БАЗЕ CDS

J/A+A/vol/page Neutron-induced astrophysical reaction rates... (Panov+, 2009)

Neutron-induced astrophysical reaction rates for translead nuclei

I.V. Panov, I.Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martinez-Pinedo,

A. Kelić-Heil, N.T. Zinner, F.-K. Thielemann (indented)

<Astron. Astrophys. vol, page (year)>

=2009A&A..xxx..xxxZ

Keywords: fission --- nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances

--- Stars: supernovae: general --- Stars: neutron

Description: The organization of Tables 3 - 6 with calculated rates for 24 different values of T_9 is extremely simple - all data are in 8 columns. The columns give, in this order, the target element, the atomic mass number A of the target, the temperature in T_9 , partition function of the target, neutron-induced fission rate for the ground state, neutron-induced fission rate with thermally populated target states, neutron capture rate for the ground state, neutron capture rate with thermally populated target states.

The rates in Tables 3 - 6 were calculated on the basis of different mass and fission barrier predictions: ETFSI, TF and FRDM(masses)+TF(barriers), respectively (see main text of the paper for details).

The fitting coefficients for the (n,g) , (g,n) , and neutron-induced fission rates (n,f) with different mass and fission-barrier predictions are placed in the Tables 7 - 18 (see example on how to use them in Appendix A of the main paper). The columns in Tables 7-18 are organized as follows: target element, atomic mass number A of the target, target charge number Z , the

number of fitting curves $i_{\{fit\}}$, seven coefficients of the forward reaction a_i , and the mean square error for direct reactions.

A value $i_{\{fit\}}=0$ means that there is only one seven-parameter set to fit the rate. Values $i_{\{fit\}}>1$ give the number of parameter sets which have to be added up to yield the final rate, i.e. the rate $r$$ is calculated as $r=\sum_i r_i$, with each r_i computed from the i -th parameter set and using Eq. $r_i=\exp(a_1 + a_2/t9 + a_3/t913 + a_4*t913 + a_5*t9 + a_6*t953 + a_7*\ln(t9))$ (4).

File Summary:

FileName	Lrecl	Records	Explanations
readme.txt	80	200	This file
table3.dat	81	64033	(n,g) and (n,f) rates with ETFSI-predictions
table4.dat	81	71762	(n,g) and (n,f) rates with TF-predictions
table5.dat	81	70058	(n,g) and (n,f) rates with FRDM+TF-predictions
table6.fit	81	31730	(n,g) and (n,f) rates with HFB14-predictions
table7.fit	124	2664	coefficients for (n,g)-rate fit, ETFSI
table8.fit	124	2986	coefficients for (n,g)-rate fit, TF
table9.fit	124	2913	coefficients for (n,g)-rate fit, FRDM+TF
table10.fit	124	1470	coefficients for (n,g)-rate fit, HFB14
table11.fit	116	2416	coefficients for (g,n)-rate fit, ETFSI
table12.fit	116	2950	coefficients for (g,n)-rate fit, TF
table13.fit	116	2913	coefficients for (g,n)-rate fit, FRDM+TF
table14.fit	116	1438	coefficients for (g,n)-rate fit, HFB14
table15.fit	124	3290	coefficients for (n,f)-rate fit, ETFSI
table16.fit	124	3930	coefficients for (n,f)-rate fit, TF
table17.fit	124	2355	coefficients for (n,f)-rate fit, FRDM+TF
table18.fit.	124	1450	coefficients for (n,f)-rate fit, HFB14

Acknowledgements: Igor Panov <Igor.Panov@itep.ru>

References:

Panov, Kolbe, Pfeiffer, Rauscher, Kratz, & Thielemann, 2005NuPhA.747..633P
 Calculations of fission rates for r-process nucleosynthesis

(End) Igor Panov [ITEP, Russia] 06-Jan-2010

ПРИЛОЖЕНИЕ С: ПРИМЕРЫ ФАЙЛОВ ИЗ БАЗЫ CDS

Table 3 ETFSI (n,g) and (n,f) -rates, example for Cf273

#	A	Z	T9	p.f.	(n,f)	(n,f)*	(n,g)	(n,g)*
cf	273	98	0.10	1.00E+00	5.07E+08	5.90E+08	2.89E+04	3.32E+04
cf	273	98	0.15	1.01E+00	6.59E+08	8.13E+08	3.71E+04	4.50E+04
cf	273	98	0.20	1.02E+00	7.81E+08	1.01E+09	4.35E+04	5.50E+04
cf	273	98	0.30	1.08E+00	9.70E+08	1.33E+09	5.28E+04	6.99E+04
cf	273	98	0.40	1.18E+00	1.11E+09	1.56E+09	5.91E+04	7.90E+04
cf	273	98	0.50	1.31E+00	1.21E+09	1.71E+09	6.36E+04	8.39E+04
cf	273	98	0.60	1.47E+00	1.30E+09	1.80E+09	6.67E+04	8.60E+04
cf	273	98	0.70	1.65E+00	1.36E+09	1.86E+09	6.90E+04	8.63E+04
cf	273	98	0.80	1.85E+00	1.42E+09	1.89E+09	7.06E+04	8.56E+04
cf	273	98	0.90	2.07E+00	1.46E+09	1.91E+09	7.18E+04	8.43E+04
cf	273	98	1.00	2.31E+00	1.49E+09	1.92E+09	7.26E+04	8.25E+04
cf	273	98	1.50	3.86E+00	1.61E+09	1.87E+09	7.38E+04	7.22E+04
cf	273	98	2.00	6.29E+00	1.67E+09	1.78E+09	7.30E+04	6.17E+04
cf	273	98	2.50	1.05E+01	1.71E+09	1.69E+09	7.15E+04	5.08E+04
cf	273	98	3.00	1.87E+01	1.73E+09	1.59E+09	6.98E+04	3.87E+04
cf	273	98	3.50	3.81E+01	1.76E+09	1.50E+09	6.81E+04	2.58E+04
cf	273	98	4.00	9.04E+01	1.78E+09	1.45E+09	6.64E+04	1.48E+04
cf	273	98	4.50	2.44E+02	1.80E+09	1.47E+09	6.48E+04	7.42E+03
cf	273	98	5.00	7.19E+02	1.81E+09	1.53E+09	6.31E+04	3.40E+03
cf	273	98	6.00	7.15E+03	1.85E+09	1.60E+09	6.00E+04	6.15E+02
cf	273	98	7.00	7.86E+04	1.89E+09	1.57E+09	5.70E+04	9.86E+01
cf	273	98	8.00	9.13E+05	1.93E+09	1.53E+09	5.41E+04	1.47E+01
cf	273	98	9.00	1.04E+07	1.98E+09	1.60E+09	5.14E+04	2.20E+00
cf	273	98	10.00	1.03E+08	2.03E+09	1.97E+09	4.89E+04	3.69E-01

Table 4 TF (n,g) and (n,f) -rates, example for Cf273

#	A	Z	T9	p.f.	(n,f)	(n,f)*	(n,g)	(n,g)*
cf	273	98	0.10	1.00E+00	5.16E+08	5.77E+08	4.62E+02	5.12E+02
cf	273	98	0.15	1.00E+00	6.75E+08	7.90E+08	6.04E+02	6.97E+02
cf	273	98	0.20	1.02E+00	8.06E+08	9.78E+08	7.20E+02	8.59E+02
cf	273	98	0.30	1.06E+00	1.01E+09	1.28E+09	9.01E+02	1.12E+03
cf	273	98	0.40	1.14E+00	1.16E+09	1.50E+09	1.03E+03	1.30E+03
cf	273	98	0.50	1.25E+00	1.28E+09	1.65E+09	1.14E+03	1.42E+03

cf	273	98	0.60	1.37E+00	1.37E+09	1.76E+09	1.21E+03	1.49E+03
cf	273	98	0.70	1.52E+00	1.44E+09	1.82E+09	1.28E+03	1.54E+03
cf	273	98	0.80	1.68E+00	1.50E+09	1.86E+09	1.32E+03	1.56E+03
cf	273	98	0.90	1.87E+00	1.55E+09	1.88E+09	1.36E+03	1.56E+03
cf	273	98	1.00	2.08E+00	1.59E+09	1.89E+09	1.40E+03	1.56E+03
cf	273	98	1.50	3.56E+00	1.71E+09	1.83E+09	1.48E+03	1.43E+03
cf	273	98	2.00	6.37E+00	1.77E+09	1.72E+09	1.51E+03	1.21E+03
cf	273	98	2.50	1.28E+01	1.80E+09	1.58E+09	1.51E+03	9.07E+02
cf	273	98	3.00	3.03E+01	1.82E+09	1.47E+09	1.49E+03	5.87E+02
cf	273	98	3.50	8.43E+01	1.84E+09	1.42E+09	1.47E+03	3.30E+02
cf	273	98	4.00	2.61E+02	1.86E+09	1.43E+09	1.44E+03	1.69E+02
cf	273	98	4.50	8.58E+02	1.88E+09	1.51E+09	1.41E+03	8.25E+01
cf	273	98	5.00	2.91E+03	1.89E+09	1.58E+09	1.38E+03	3.89E+01
cf	273	98	6.00	3.56E+04	1.92E+09	1.64E+09	1.32E+03	7.96E+00
cf	273	98	7.00	4.58E+05	1.96E+09	1.59E+09	1.25E+03	1.47E+00
cf	273	98	8.00	6.03E+06	2.00E+09	1.56E+09	1.19E+03	2.49E-01
cf	273	98	9.00	7.47E+07	2.04E+09	1.67E+09	1.13E+03	4.28E-02
cf	273	98	10.00	7.82E+08	2.09E+09	2.12E+09	1.08E+03	8.25E-03

Table 5 FRDM+TF (n,g) and (n,f) -rates, example for Cf273

#	A	Z	T9	p.f.	(n,f)	(n,f)*	(n,g)	(n,g)*
cf	273	98	0.10	1.00E+00	5.15E+08	5.75E+08	4.78E+02	5.29E+02
cf	273	98	0.15	1.00E+00	6.74E+08	7.89E+08	6.26E+02	7.22E+02
cf	273	98	0.20	1.02E+00	8.05E+08	9.77E+08	7.48E+02	8.90E+02
cf	273	98	0.30	1.06E+00	1.01E+09	1.28E+09	9.36E+02	1.16E+03
cf	273	98	0.40	1.14E+00	1.16E+09	1.50E+09	1.07E+03	1.34E+03
cf	273	98	0.50	1.25E+00	1.28E+09	1.66E+09	1.18E+03	1.46E+03
cf	273	98	0.60	1.37E+00	1.37E+09	1.76E+09	1.26E+03	1.54E+03
cf	273	98	0.70	1.52E+00	1.44E+09	1.82E+09	1.32E+03	1.58E+03
cf	273	98	0.80	1.68E+00	1.50E+09	1.86E+09	1.37E+03	1.61E+03
cf	273	98	0.90	1.87E+00	1.55E+09	1.88E+09	1.41E+03	1.61E+03
cf	273	98	1.00	2.08E+00	1.59E+09	1.89E+09	1.45E+03	1.60E+03
cf	273	98	1.50	3.56E+00	1.71E+09	1.84E+09	1.54E+03	1.48E+03
cf	273	98	2.00	6.37E+00	1.77E+09	1.73E+09	1.56E+03	1.25E+03
cf	273	98	2.50	1.28E+01	1.80E+09	1.60E+09	1.56E+03	9.44E+02
cf	273	98	3.00	3.03E+01	1.82E+09	1.48E+09	1.55E+03	6.08E+02
cf	273	98	3.50	8.43E+01	1.84E+09	1.41E+09	1.53E+03	3.38E+02
cf	273	98	4.00	2.61E+02	1.86E+09	1.41E+09	1.50E+03	1.71E+02
cf	273	98	4.50	8.58E+02	1.87E+09	1.46E+09	1.47E+03	8.20E+01
cf	273	98	5.00	2.91E+03	1.89E+09	1.55E+09	1.44E+03	3.81E+01
cf	273	98	6.00	3.56E+04	1.92E+09	1.65E+09	1.38E+03	7.65E+00
cf	273	98	7.00	4.58E+05	1.96E+09	1.61E+09	1.31E+03	1.40E+00
cf	273	98	8.00	6.03E+06	2.00E+09	1.56E+09	1.24E+03	2.37E-01
cf	273	98	9.00	7.47E+07	2.04E+09	1.65E+09	1.18E+03	4.03E-02
cf	273	98	10.00	7.82E+08	2.09E+09	2.05E+09	1.12E+03	7.63E-03

Table 6 HFB (n,g) and (n,f) -rates, example for Cf273

#	A	Z	T9	p.f.	(n,f)	(n,f)*	(n,g)	(n,g)*
cf	273	98	0.10	1.00D+00	3.81D+05	4.61D+05	3.29D+06	4.86D+06
cf	273	98	0.15	1.01D+00	3.72D+05	5.78D+05	2.96D+06	6.04D+06
cf	273	98	0.20	1.02D+00	3.63D+05	7.20D+05	2.73D+06	7.20D+06
cf	273	98	0.30	1.08D+00	3.50D+05	9.92D+05	2.44D+06	8.75D+06
cf	273	98	0.40	1.18D+00	3.42D+05	1.19D+06	2.24D+06	9.30D+06
cf	273	98	0.50	1.31D+00	3.39D+05	1.32D+06	2.10D+06	9.22D+06
cf	273	98	0.60	1.47D+00	3.39D+05	1.39D+06	1.99D+06	8.81D+06
cf	273	98	0.70	1.65D+00	3.42D+05	1.44D+06	1.90D+06	8.25D+06
cf	273	98	0.80	1.85D+00	3.47D+05	1.47D+06	1.83D+06	7.65D+06
cf	273	98	0.90	2.07D+00	3.54D+05	1.50D+06	1.77D+06	7.06D+06
cf	273	98	1.00	2.31D+00	3.64D+05	1.53D+06	1.71D+06	6.51D+06
cf	273	98	1.50	3.86D+00	4.56D+05	2.11D+06	1.53D+06	4.37D+06
cf	273	98	2.00	6.29D+00	6.57D+05	5.24D+06	1.43D+06	3.02D+06
cf	273	98	2.50	1.05D+01	1.06D+06	1.63D+07	1.36D+06	2.09D+06
cf	273	98	3.00	1.87D+01	1.79D+06	4.15D+07	1.31D+06	1.37D+06
cf	273	98	3.50	3.81D+01	2.99D+06	8.11D+07	1.27D+06	8.03D+05
cf	273	98	4.00	9.04D+01	4.73D+06	1.32D+08	1.23D+06	4.09D+05
cf	273	98	4.50	2.44D+02	7.09D+06	1.94D+08	1.20D+06	1.85D+05
cf	273	98	5.00	7.19D+02	1.01D+07	2.71D+08	1.17D+06	7.71D+04
cf	273	98	6.00	7.15D+03	1.78D+07	4.50D+08	1.11D+06	1.18D+04
cf	273	98	7.00	7.86D+04	2.78D+07	6.26D+08	1.05D+06	1.63D+03
cf	273	98	8.00	9.13D+05	3.96D+07	7.72D+08	1.00D+06	2.12D+02
cf	273	98	9.00	1.04D+07	5.32D+07	9.17D+08	9.52D+05	2.80D+01
cf	273	98	10.00	1.03D+08	6.82D+07	1.16D+09	9.05D+05	4.21D+00

Table 7 (n, gamma)-rate fits on the basis of ETFSI mass-model predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6	Dev
cf	268	98	0	-1.4522E+01	0.0000E+00	-2.9484E+00	3.0044E+01	-4.6971E+00	1.4037E-01	-6.0431E+00	3.9E-02
cf	269	98	0	2.0551E+01	1.4314E-02	-6.9524E-01	-3.7371E+00	1.6025E-01	-3.1322E-01	7.6473E-01	5.0E-02
cf	270	98	0	-2.0356E+01	0.0000E+00	-3.8697E+00	3.5617E+01	-5.0233E+00	1.9042E-01	-7.7794E+00	1.9E-02
cf	271	98	0	-6.1592E+00	1.6898E-02	-3.2063E+00	1.9495E+01	-2.7543E+00	-3.2485E-03	-4.4929E+00	1.1E-02
cf	272	98	0	-1.6937E+01	0.0000E+00	-4.6844E+00	4.1444E+01	-5.8248E+00	1.6469E-01	-9.3910E+00	3.6E-02
cf	273	98	0	2.6278E+00	1.7106E-02	-2.6786E+00	1.3258E+01	-1.6022E+00	-1.6458E-01	-3.2748E+00	2.2E-02
cf	274	98	0	-1.8782E+01	0.0000E+00	-5.3560E+00	4.3430E+01	-4.9429E+00	2.0468E-02	-1.0379E+01	4.9E-02
cf	275	98	0	2.4311E+00	0.0000E+00	-1.7464E+00	1.6151E+01	-2.1959E+00	-1.2485E-01	-3.4545E+00	1.9E-02
cf	276	98	0	-1.5019E+01	0.0000E+00	-4.7254E+00	3.7978E+01	-4.1562E+00	-3.0410E-02	-9.1290E+00	3.8E-02
cf	277	98	0	-5.4225E+00	0.0000E+00	-3.4912E+00	2.6471E+01	-2.7772E+00	-1.1221E-01	-6.6495E+00	3.1E-02

Table 8 (n, gamma)-rate fits on the basis of Thomas-Fermi mass-model predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6	Dev
cf	268	98	0	-2.0883E+00	1.3553E-03	-7.1076E-01	9.4488E+00	-1.7265E+00	-7.9845E-02	-1.4098E+00	5.7E-03
cf	269	98	0	7.7438E+00	0.0000E+00	-3.3482E-01	1.0112E+01	-2.5752E+00	-3.5055E-02	-8.8376E-01	1.9E-02

cf	270	98	0	-2.5196E+01	0.0000E+00	-4.5329E+00	4.0668E+01	-5.6881E+00	2.2695E-01	-9.0259E+00	3.6E-02
cf	271	98	0	8.1269E-02	0.0000E+00	-3.6371E-01	7.9627E+00	-1.6529E+00	-8.3865E-02	-8.8603E-01	6.5E-03
cf	272	98	0	-1.2105E+01	0.0000E+00	-2.5638E+00	2.7004E+01	-4.7874E+00	1.9852E-01	-5.2859E+00	2.2E-02
cf	273	98	0	-6.2654E+00	1.4298E-02	-2.9353E+00	1.9746E+01	-3.1129E+00	2.6465E-02	-4.3211E+00	7.7E-03
cf	274	98	0	-2.1841E+01	0.0000E+00	-4.5893E+00	4.3034E+01	-6.8228E+00	3.3192E-01	-9.2517E+00	4.2E-02
cf	275	98	0	-1.3918E+01	0.0000E+00	-2.9055E+00	2.8301E+01	-3.9799E+00	6.3552E-02	-5.9026E+00	1.6E-02
cf	276	98	0	-2.4064E+01	0.0000E+00	-5.2174E+00	4.7550E+01	-7.6008E+00	3.8853E-01	-1.0426E+01	5.2E-02
cf	277	98	0	-8.3214E+00	4.7916E-03	-2.2343E+00	2.3157E+01	-4.0619E+00	1.1779E-01	-4.3071E+00	1.7E-03

Table 9 (n , gamma)-rate fits on the basis of FRDM mass-model and Thomas-Fermi fission barrier predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6	Dev
cf	268	98	0	-3.3115E+00	3.2179E-03	-1.0692E+00	1.1285E+01	-1.9893E+00	-5.8302E-02	-1.9120E+00	5.6E-03
cf	269	98	0	1.0886E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	6.0425E+00	-2.0031E+00	-9.0562E-02	0.0000E+00	1.9E-02
cf	270	98	0	-2.5825E+01	0.0000E+00	-4.6432E+00	4.1703E+01	-5.9025E+00	2.5099E-01	-9.2490E+00	3.7E-02
cf	271	98	0	-9.8735E-02	0.0000E+00	-3.8932E-01	8.2766E+00	-1.7353E+00	-7.4781E-02	-9.4275E-01	5.8E-03
cf	272	98	0	-1.4026E+01	0.0000E+00	-2.8905E+00	2.9782E+01	-5.2084E+00	2.3162E-01	-5.9308E+00	2.6E-02
cf	273	98	0	-7.5516E+00	1.7479E-02	-3.4522E+00	2.1794E+01	-3.3434E+00	4.4190E-02	-4.9620E+00	8.2E-03
cf	274	98	0	-2.0899E+01	0.0000E+00	-4.5572E+00	4.2590E+01	-6.8647E+00	3.3134E-01	-9.1722E+00	4.2E-02
cf	275	98	0	-1.4250E+01	0.0000E+00	-2.9604E+00	2.8818E+01	-4.0680E+00	6.9089E-02	-6.0104E+00	1.7E-02
cf	276	98	0	-2.2235E+01	0.0000E+00	-5.1003E+00	4.5181E+01	-7.1206E+00	3.3480E-01	-1.0116E+01	5.2E-02
cf	277	98	0	-9.1548E+00	7.7647E-03	-2.6918E+00	2.4812E+01	-4.2689E+00	1.3021E-01	-4.8511E+00	2.0E-03

Table 10 (n , gamma)-rate fits on the basis of HFB mass-model and fission barrier predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6	Dev
cf	268	98	0	-4.9020E+00	0.0000E+00	-2.5808E+00	2.6001E+01	-4.4213E+00	1.1230E-01	-5.2507E+00	4.2E-02
cf	269	98	0	2.3640E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	-6.5797E+00	6.6690E-01	-3.5084E-01	1.0416E+00	5.3E-02
cf	270	98	0	-1.5978E+01	0.0000E+00	-4.9984E+00	4.2872E+01	-6.2787E+00	2.4185E-01	-9.8596E+00	3.9E-02
cf	271	98	0	2.0003E+00	0.0000E+00	-1.8028E+00	1.9181E+01	-3.3321E+00	1.1595E-02	-3.8122E+00	1.8E-02
cf	272	98	0	-2.1266E+01	0.0000E+00	-5.0692E+00	5.0135E+01	-7.0749E+00	2.6090E-01	-1.0766E+01	2.6E-02
cf	273	98	0	1.3704E+01	6.7341E-03	-7.1780E-01	4.0331E+00	-9.9905E-01	-2.0146E-01	-6.6817E-01	2.3E-02
cf	274	98	0	-1.8111E+01	0.0000E+00	-5.4004E+00	4.3301E+01	-4.7947E+00	3.6579E-03	-1.0424E+01	5.2E-02
cf	275	98	0	6.8608E+00	9.7246E-03	-1.9079E+00	1.2795E+01	-1.8465E+00	-1.3957E-01	-2.8713E+00	1.6E-02
cf	276	98	0	-1.4944E+01	0.0000E+00	-4.7857E+00	3.8372E+01	-4.1731E+00	-2.4124E-02	-9.2419E+00	3.8E-02
cf	277	98	0	-6.6672E+00	0.0000E+00	-3.5008E+00	2.6724E+01	-2.7673E+00	-1.0592E-01	-6.6874E+00	3.2E-02

Table 11 (gamma, n)-rate fits on the basis of ETFSI mass-model predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6
cf	269	98	0	1.056443E+01	-3.469745E+01	-2.948405E+00	3.004439E+01	-4.697170E+00	1.403717E-01	-4.543124E+00
cf	270	98	0	4.286497E+01	-5.824027E+01	-6.952468E-01	-3.737123E+00	1.602530E-01	-3.132239E-01	2.264736E+00
cf	271	98	0	4.729671E+00	-4.432919E+01	-3.869726E+00	3.561766E+01	-5.023313E+00	1.904244E-01	-6.279465E+00
cf	272	98	0	1.615467E+01	-5.626493E+01	-3.206351E+00	1.949556E+01	-2.754308E+00	-3.248553E-03	-2.992966E+00

cf	273	98	0	8.148616E+00	-3.736649E+01	-4.684418E+00	4.144492E+01	-5.824846E+00	1.646998E-01	-7.891069E+00
cf	274	98	0	2.494183E+01	-5.289941E+01	-2.678646E+00	1.325843E+01	-1.602298E+00	-1.645844E-01	-1.774805E+00
cf	275	98	0	6.304003E+00	-3.574186E+01	-5.356049E+00	4.343021E+01	-4.942923E+00	2.046848E-02	-8.879727E+00
cf	276	98	0	2.474513E+01	-5.013144E+01	-1.746408E+00	1.615184E+01	-2.195924E+00	-1.248592E-01	-1.954545E+00
cf	277	98	0	1.006671E+01	-3.667022E+01	-4.725478E+00	3.797846E+01	-4.156234E+00	-3.041015E-02	-7.629032E+00
cf	278	98	0	1.689151E+01	-5.024748E+01	-3.491201E+00	2.647107E+01	-2.777284E+00	-1.122165E-01	-5.149560E+00

Table 12 (γ ,n)-rate fits on the basis of Thomas-Fermi mass-model predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6
cf	269	98	0	2.299815E+01	-4.026626E+01	-7.107646E-01	9.448896E+00	-1.726589E+00	-7.984516E-02	9.013212E-02
cf	270	98	0	3.005778E+01	-5.964713E+01	-3.348246E-01	1.011221E+01	-2.575235E+00	-3.505580E-02	6.162339E-01
cf	271	98	0	-1.101465E-01	-3.748253E+01	-4.532905E+00	4.066898E+01	-5.688115E+00	2.269516E-01	-7.525922E+00
cf	272	98	0	2.239521E+01	-5.396092E+01	-3.637126E-01	7.962739E+00	-1.652934E+00	-8.386593E-02	6.139682E-01
cf	273	98	0	1.298108E+01	-3.794671E+01	-2.563864E+00	2.700415E+01	-4.787456E+00	1.985227E-01	-3.785948E+00
cf	274	98	0	1.604849E+01	-5.371454E+01	-2.935319E+00	1.974681E+01	-3.112969E+00	2.646587E-02	-2.821108E+00
cf	275	98	0	3.245106E+00	-3.608999E+01	-4.589331E+00	4.303494E+01	-6.822839E+00	3.319233E-01	-7.751765E+00
cf	276	98	0	8.395666E+00	-4.873890E+01	-2.905586E+00	2.830124E+01	-3.979976E+00	6.355237E-02	-4.402637E+00
cf	277	98	0	1.021678E+00	-2.993961E+01	-5.217492E+00	4.755094E+01	-7.600861E+00	3.885323E-01	-8.926087E+00
cf	278	98	0	1.399262E+01	-4.710948E+01	-2.234316E+00	2.315709E+01	-4.061986E+00	1.177988E-01	-2.807143E+00

Table 13 (γ ,n)-rate fits on the basis of FRDM mass-model and Thomas-Fermi fission barrier predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6
cf	269	98	0	2.177489E+01	-3.817559E+01	-1.069207E+00	1.128503E+01	-1.989388E+00	-5.830213E-02	-4.120184E-01
cf	270	98	0	3.319997E+01	-5.732623E+01	0.000000E+00	6.042534E+00	-2.003152E+00	-9.056258E-02	1.500000E+00
cf	271	98	0	-7.386039E-01	-3.516163E+01	-4.643242E+00	4.170333E+01	-5.902506E+00	2.509961E-01	-7.749087E+00
cf	272	98	0	2.221521E+01	-5.164002E+01	-3.893210E-01	8.276687E+00	-1.735387E+00	-7.478127E-02	5.572410E-01
cf	273	98	0	1.106004E+01	-3.539372E+01	-2.890575E+00	2.978229E+01	-5.208420E+00	2.316249E-01	-4.430861E+00
cf	274	98	0	1.476238E+01	-5.104232E+01	-3.452296E+00	2.179449E+01	-3.343468E+00	4.419008E-02	-3.462047E+00
cf	275	98	0	4.186704E+00	-3.365305E+01	-4.557281E+00	4.259081E+01	-6.864745E+00	3.313483E-01	-7.672226E+00
cf	276	98	0	8.063183E+00	-4.595382E+01	-2.960401E+00	2.881857E+01	-4.068047E+00	6.908922E-02	-4.510456E+00
cf	277	98	0	2.851583E+00	-2.703848E+01	-5.100318E+00	4.518162E+01	-7.120668E+00	3.348002E-01	-8.616594E+00
cf	278	98	0	1.315924E+01	-4.432142E+01	-2.691815E+00	2.481263E+01	-4.268981E+00	1.302127E-01	-3.351172E+00

Table 14 (γ ,n)-rate fits on the basis of HFB mass-model and fission barrier predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6
cf	269	98	0	2.018442E+01	-4.862285E+01	-2.580867E+00	2.600115E+01	-4.421329E+00	1.123037E-01	-3.750734E+00
cf	270	98	0	4.595401E+01	-5.430906E+01	0.000000E+00	-6.579795E+00	6.669020E-01	-3.508409E-01	2.541640E+00
cf	271	98	0	9.107566E+00	-4.653404E+01	-4.998495E+00	4.287267E+01	-6.278738E+00	2.418508E-01	-8.359620E+00
cf	272	98	0	2.431429E+01	-4.943517E+01	-1.802889E+00	1.918174E+01	-3.332119E+00	1.159592E-02	-2.312211E+00
cf	273	98	0	3.819601E+00	-4.328478E+01	-5.069268E+00	5.013518E+01	-7.074915E+00	2.609032E-01	-9.266507E+00
cf	274	98	0	3.601799E+01	-4.861612E+01	-7.178007E-01	4.033111E+00	-9.990537E-01	-2.014635E-01	8.318260E-01
cf	275	98	0	6.975577E+00	-3.887507E+01	-5.400458E+00	4.330181E+01	-4.794733E+00	3.657917E-03	-8.924771E+00
cf	276	98	0	2.917486E+01	-4.907731E+01	-1.907952E+00	1.279540E+01	-1.846516E+00	-1.395734E-01	-1.371382E+00
cf	277	98	0	1.014231E+01	-3.864298E+01	-4.785736E+00	3.837205E+01	-4.173185E+00	-2.412414E-02	-7.741953E+00

cf 278 98 0 1.564684E+01 -4.502546E+01 -3.500817E+00 2.672426E+01 -2.767338E+00 -1.059260E-01 -5.187497E+00

Table 15 (n,fission)-rate fits on the basis of ETFSI mass-model predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6	Dev
cf	268	98	0	3.1312E+01	-6.0458E-02	8.2472E+00	-1.8112E+01	2.2283E-01	7.0957E-02	8.6598E+00	5.2E-03
cf	269	98	0	3.3866E+01	0.0000E+00	2.2298E+00	-1.5937E+01	1.3901E+00	-7.6403E-02	4.5268E+00	4.5E-03
cf	270	98	0	9.7580E+00	3.1529E-03	-1.4959E+00	1.3488E+01	-1.7706E+00	1.5980E-01	-2.7801E+00	7.7E-03
cf	271	98	0	3.8459E+01	-5.7314E-02	8.8128E+00	-2.7582E+01	1.8643E+00	-9.3771E-02	1.0419E+01	1.5E-03
cf	272	98	0	-1.3015E+01	0.0000E+00	-4.2461E+00	4.2269E+01	-5.6636E+00	4.9085E-01	-9.0025E+00	1.7E-02
cf	273	98	0	3.8717E+01	-5.6671E-02	8.7803E+00	-2.7849E+01	1.8971E+00	-9.6607E-02	1.0447E+01	1.2E-03
cf	274	98	1	-4.5029E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	6.6969E+01	-8.8211E+00	6.5235E-01	-8.6625E+00	1.5E-03
cf	274	98	0	3.4591E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	-3.9794E+01	3.1339E+01	-1.6011E+01	3.5351E+00	1.5E-03
cf	275	98	0	8.3492E+00	1.1332E-02	-2.4873E+00	1.5007E+01	-1.3548E+00	8.3093E-02	-3.6746E+00	1.1E-03
cf	276	98	1	-3.7434E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	5.3992E+01	-8.7414E+00	6.3881E-01	0.0000E+00	1.5E-02
cf	276	98	0	8.1856E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	-2.8899E+00	6.7765E+00	-2.6816E+00	0.0000E+00	1.5E-02
cf	277	98	1	8.7451E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	-7.6341E+01	3.0373E+00	-7.2812E-02	3.1005E+01	1.2E-03
cf	277	98	0	1.8729E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	-4.8687E+00	4.2360E+00	-1.6603E+00	4.1540E-01	1.2E-03

Table 16 (n,fission)-rate fits on the basis of Thomas-Fermi mass-model predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6	Dev
cf	268	98	0	3.6542E+01	-4.9263E-02	7.6626E+00	-2.4653E+01	1.8292E+00	-1.0508E-01	9.1530E+00	2.6E-03
cf	269	98	0	4.5071E+01	-6.3367E-02	1.0314E+01	-3.6507E+01	2.8655E+00	-1.7112E-01	1.2786E+01	2.8E-03
cf	270	98	0	7.2660E+00	9.5007E-03	-2.4984E+00	1.7375E+01	-2.2075E+00	1.9995E-01	-4.0091E+00	6.5E-03
cf	271	98	0	4.1216E+01	-6.2132E-02	9.6992E+00	-3.1577E+01	2.2777E+00	-1.2464E-01	1.1615E+01	1.9E-03
cf	272	98	0	3.3064E+01	-4.3318E-02	6.5724E+00	-1.9648E+01	1.2441E+00	-5.3708E-02	7.6863E+00	1.8E-03
cf	273	98	0	4.0068E+01	-6.0568E-02	9.3800E+00	-3.0037E+01	2.1225E+00	-1.1272E-01	1.1159E+01	1.9E-03
cf	274	98	0	9.1748E+00	-2.6426E-06	-1.1743E+00	1.4469E+01	-2.1170E+00	1.9297E-01	-2.5986E+00	6.9E-03
cf	275	98	0	2.2444E+01	-2.4872E-02	3.2433E+00	-5.4188E+00	2.2165E-01	-1.0345E-02	3.2538E+00	1.2E-03
cf	276	98	0	2.4378E+00	0.0000E+00	-2.3854E+00	2.2862E+01	-2.8807E+00	2.3462E-01	-4.8287E+00	1.6E-02
cf	277	98	0	3.2278E+01	-5.4426E-02	7.7713E+00	-1.9695E+01	1.0246E+00	-3.9260E-02	8.5652E+00	1.6E-03

Table 17 (n,fission)-rate fits on the basis of FRDM mass-model and Thomas-Fermi fission barrier predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6	Dev
cf	268	98	0	3.6929E+01	-5.0032E-02	7.7953E+00	-2.5237E+01	1.8959E+00	-1.1087E-01	9.3282E+00	2.4E-03
cf	269	98	0	4.5049E+01	-6.3601E-02	1.0334E+01	-3.6510E+01	2.8468E+00	-1.6803E-01	1.2797E+01	2.3E-03
cf	270	98	0	6.8969E+00	9.4334E-03	-2.5445E+00	1.7882E+01	-2.2933E+00	2.0789E-01	-4.1106E+00	8.2E-03
cf	271	98	0	4.1717E+01	-6.3632E-02	9.9256E+00	-3.2370E+01	2.3531E+00	-1.3084E-01	1.1884E+01	1.7E-03
cf	272	98	0	3.2442E+01	-4.2436E-02	6.3934E+00	-1.8736E+01	1.1263E+00	-4.3298E-02	7.4339E+00	1.3E-03
cf	273	98	0	4.0603E+01	-6.2088E-02	9.6130E+00	-3.0879E+01	2.2064E+00	-1.1994E-01	1.1439E+01	1.6E-03
cf	274	98	0	4.3231E+00	1.2356E-02	-3.1581E+00	2.1764E+01	-2.7537E+00	2.3522E-01	-5.0179E+00	8.3E-03
cf	275	98	0	2.2565E+01	-2.5409E-02	3.3167E+00	-5.6283E+00	2.3934E-01	-1.2510E-02	3.3338E+00	1.1E-03
cf	276	98	0	2.4777E-01	0.0000E+00	-2.9709E+00	2.4149E+01	-2.2080E+00	1.2179E-01	-5.6858E+00	2.3E-02
cf	277	98	0	3.1855E+01	-5.3349E-02	7.5963E+00	-1.9057E+01	9.7273E-01	-3.7119E-02	8.3514E+00	1.3E-03

Table 18 (n ,fission)-rate fits on the basis of HFB-14 mass-model and fission barrier predictions.

#Name	A	Z	i-fit	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6	Dev
cf 268	98	0	2.7155E+01	-4.8472E-02	6.3905E+00	-1.1690E+01	-3.2730E-01	1.1017E-01	6.4488E+00	4.5E-03	
cf 269	98	0	4.5599E+01	0.0000E+00	3.3104E+00	-3.8256E+01	6.6259E+00	-6.1076E-01	7.5527E+00	1.7E-02	
cf 270	98	0	-1.9024E+01	0.0000E+00	-5.7387E+00	4.8216E+01	-5.3692E+00	4.0414E-01	-1.1261E+01	7.6E-02	
cf 271	98	0	1.0934E+01	8.2998E-03	-1.3956E+00	6.8518E+00	6.3428E-01	-1.3656E-01	-1.8115E+00	1.9E-02	
cf 272	98	0	-2.8049E+01	0.0000E+00	-5.7096E+00	5.6646E+01	-6.2927E+00	4.5071E-01	-1.2168E+01	6.6E-03	
cf 273	98	1	2.6040E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	-1.4542E+01	-1.1151E+00	1.2534E-01	1.3670E+01	1.5E-03	
cf 273	98	0	6.5046E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	1.0852E+01	-3.4204E+00	2.5072E-01	-8.3744E-01	1.5E-03	
cf 274	98	1	-2.0598E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	3.8993E+01	-6.4624E+00	4.8498E-01	0.0000E+00	3.3E-03	
cf 274	98	0	9.6410E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	-1.8807E+00	5.3631E+00	-2.8218E+00	0.0000E+00	3.3E-03	
cf 275	98	1	4.5363E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	-3.9492E+01	3.6619E-01	2.0506E-02	2.4241E+01	9.2E-04	
cf 275	98	0	1.0753E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	-1.6570E+00	4.3485E+00	-1.8193E+00	1.0446E-01	9.2E-04	
cf 276	98	1	-5.3718E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	6.7736E+01	-1.0652E+01	7.5749E-01	0.0000E+00	2.2E-02	
cf 276	98	0	4.6940E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	-2.9435E+00	6.1084E+00	-1.8857E+00	0.0000E+00	2.2E-02	
cf 277	98	1	-3.2504E+01	0.0000E+00	0.0000E+00	3.9205E+01	-3.7957E+00	1.3006E-01	0.0000E+00	1.2E-02	
cf 277	98	0	5.2819E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	-6.2796E-01	1.5945E+00	-5.5643E-01	0.0000E+00	1.2E-02	

ПРИЛОЖЕНИЕ: СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

СНЗ, NSM (Neutron star merger) - слияние нейтронных звезд

СТЭ, SHE (Superheavy elements) - сверхтяжелые элементы

TF, ТФ - модель Томас-Ферми

FRDM - Finite Range Droplet Model,

ETFSI- Extended Thomas-Fermi and Strutinsky Integral, обобщенная модель Томаса-Ферми с поправкой Струтинского

ХФБ, HFB - Хартри-Фока-Боголюбова

ss - solar system abundances (observations), распространенность элементов, определенная по наблюдениям в Солнечной системе (метеориты, земная кора, солнечная корона)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абуссир и др. (Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, F. Tondeur) Nuclear Mass Formula via an Approximation to the Hartree-Fock Method // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1995. Vol. 61. P. 127-176.
2. Аикава и др. (M. Aikawa, M. Arnould, S. Goriely, A. Jorissen, K. Takahashi) BRUSLIB and NETGEN: the Brussels nuclear reaction rate library and nuclear network generator for astrophysics // Astronomy and Astrophysics. 2005. Vol. 441. P. 1195-1203.
3. Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействия / М.: Атомиздат. 1973 г., 348 с.
4. Алеклет и др. (K. Aleklett, G. Nyman, and G. Rudstam), Beta-decay properties of strongly neutron-rich nuclei // Nucl. Phys. A. 1975. Vol. 246. P. 425-444.
5. Александров и др. (A.B. Aleksandrov, A.V. Bagulya, L.A. Goncharova, et al.) Tracks in Olivine Crystals from the Marjalahti and Eagle Station Pallasites: Identification of the Transuranic Nuclei in Galactic Cosmic Rays // Meteoritics and Planetary Science Supplement. 2013. id.5265.
6. Алексанкин В.Г., Лютостанский Ю.С., Панов И.В. Периоды полураспада ядер, удаленных от линии стабильности, и структура силовой функции β -распада // Ядерная Физика. 1981 Т. 34. С. 1451.
7. Ангуло и др. (C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet et al.) A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates // Nucl. Phys. 1999. Vol. A656. P. 3-183.
8. Андерс, Гривессе (E. Anders, N. Grevesse) Abundances of the elements - Meteoritic and solar // Geochim. Cosmochim. Acta. 1989. Vol. 53. P. 197-214.
9. Арима (A. Arima) History of giant resonances and quenching // Nucl. Phys. A. 1999. Vol. 649. P. 260-270.
10. Аргаст и др. (D. Argast, M. Samland, F.-K. Thielemann, Y.-Z. Qian) Neutron star mergers versus core-collapse supernovae as dominant r-process sites in the early Galaxy // Astronomy and Astrophysics. 2004. Vol. 416. P. 997-1011.
11. Арконес и др. (A. Arcones, H.-Th. Janka, L. Scheck) Nucleosynthesis-relevant conditions in neutrino-driven supernova outflows // Astronomy Astrophysics. 2007. Vol. 467. P. 1227-1248.
12. Арконес, Мартинез-Пинедо (A. Arcones, G. Martinez-Pinedo) Dynamical r-process studies

- within the neutrino-driven wind scenario and its sensitivity to the nuclear physics input // Phys. Rev. C. 2011 Vol. 83(4). P. id. 045809 (pp.18).
13. Армбастер (P. Armbruster) On the Production of Superheavy Elements // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2000. Vol. 50. P. 411-479.
14. Арландини (C. Arlandini, F. Kappeler, K. Wissak, et al.) Neutron Capture in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars: Cross Sections and Abundance Signatures // The Astrophysical Journal. 1999. Vol. 525. P. 886-900.
15. Арну и др. (M. Arnould, S. Goriely, K. Takahashi) The r-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries // Physics Reports. 2007. Vol. 450. P. 97-213.
16. Афдерхайде и др. (M.B. Aufderheide, I. Fushiki, S.E. Woosley, D.H. Hartmann) Search for important weak interaction nuclei in presupernova evolution // Astrophysical Journal Supplement Series. 1994. Vol. 91. P. 389-417.
17. Базан, Арнетт (G. Bazan, D. Arnett) Convection, nucleosynthesis, and core collapse // Astrophysical Journal Letters. 1994. Vol. 433. P. L41-L43.
18. Банержи и др. (P. Banerjee, W. Haxton, Y. Qian) Long, Cold, Early r-Process? Neutrino-Induced Nucleosynthesis in He Shells Revisited // Physical Review Letters. 2011. Vol. 106. P. 201104-201107.
19. Барроуз и др., (A. Burrows, R. Walder, C.D. Ott, E. Livne) Rotating Core Collapse and Bipolar Supernova Explosions // ASP Conference Series. Edited by R. Humphreys and K. Stanek. San Francisco. 2005. Vol. 332. P. 358-373.
20. Беккер (S.A. Becker) Approximating the r-Process on Earth with Thermonuclear Explosions: Lessons Learned and Unanswered Questions // in Origin and Evolution of the Elements, Carnegie Observatories Astrophysics Series, edited by A. McWilliam, M. Rauch. 2004. Vol. 4. P. 1-10.
21. Белл (G.I. Bell) Production of Heavy Nuclei in the Par and Barbel Devices // Rhys. Rev. 1965. Vol. 139. P. 1207-1216.
22. Белл (G.I. Bell) Cross Sections for Nucleosynthesis in Stars and Bombs // Rev. of Mod. Phys. 1967. Vol. 39. P. 59-68.
23. Белчински и др. (K. Belczynski, T. Bulik, W. Kluz'niak) Population Synthesis of Neutron Stars, Strange (Quark) Stars, and Black Holes // The Astrophysical Journal. 2002. Vol. 567.

- P. L63-L66.
24. Бендер и др. (M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, W. Greiner) Shell structure of superheavy nuclei in self-consistent mean-field models // Phys. Rev. C 1999. Vol. 60. P. id. 034304. (pp.22).
 25. Бендер и др. (M. Bender, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard) Shell stabilization of super- and hyperheavy nuclei without magic gaps // Phys. Lett. B. 2001. Vol. 515. P. 42-47.
 26. Бенлюэ и др. (J. Benlliure, A. Grewe, M. de Jong, K.-H. Schmidt, S. Zhdanov) Calculated nuclide production yields in relativistic collisions of fissile nuclei. // Nuclear Physics A. 1998. Vol. 628(3). P. 458-478.
 27. Берлович, Новиков (Berlovich, E. Ye.; Novikov, Yu. N.) Delayed Nuclear Fission // Physics Letters B. Vol. 29(3) P. 155-156.
 28. Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В. и др. Исследование нейтронной оболочечной структуры четно-четных ядер 40-56Ca в рамках дисперсионной оптической модели // Ядерная физика. 2005. Т. 68. С. 216-232.
 29. Бете и Браун (H.A. Bethe, G.E. Brown) Evolution of Binary Compact Objects That Merge // The Astrophysical Journal. Vol. 506(2). P. 780-789.
 30. Бисноватый-Коган (G.S. Bisnovatyi-Kogan) Limiting mass of hot superdense stable configurations // Astrophysics. 1968. Vol. 4(2), p.79-86.
 31. Бисноватый-Коган (G. S. Bisnovatyi-Kogan) The Explosion of a Rotating Star As a Supernova Mechanism. // Astrophys. J. 1970. Vol. 47. P. 813.
 32. Бисноватый-Коган (Bisnovatyi-Kogan, G. S.; Popov, Iu. P.; Samokhin, A. A.) The magnetohydrodynamic rotational model of supernova explosion // Astrophysics and Space Science, vol. 41, June 1976, p. 287-320.
 33. Бисноватый-Коган (G.S. Bisnovatyi-Kogan) Magnetorotational model of supernovae explosions // Ann. NY Acad. Sci. 1980. Vol. 336. P. 389-394.
 34. Бисноватый-Коган Г.С., Чечеткин В.М. Неравновесные оболочки нейтронных звезд и их роль в поддержании рентгеновского излучения и нуклеосинтезе // Успехи физических наук. 1979. Т. 127. вып. 2. С. 263-296.
 35. Блинников и др. (Blinnikov S. I., Novikov I. D., Perevodchikova T.V., Polnarev, A. G.) Exploding neutron stars in close binaries // Astronomy Letters. 1984. Vol. 10. P. 422-428.
 36. Блинников и Бартунов (S.I. Blinnikov, O.S. Bartunov) Non-Equilibrium Radiative Transfer

- in Supernova Theory - Models of Linear Type-II Supernovae // Astron. Astrophys. 1993. Vol. 273. P. 106-122.
37. Блинников и Дунина-Барковская (S.I. Blinnikov, N.V. Dunina-Barkovskaya) The Cooling of Hot White Dwarfs - a Theory with Non-Standard Weak Interactions and a Comparison with Observations // MNRAS. 1994. Vol. 266. P. 289-304.
38. Блинников С.И., Панов И.В., Птицын Д.А., Чечеткин В.М. Физическое обоснование процесса образования элементов за железным ником // Письма в Астрон. журн. 1995. Т. 21(6). С. 872-875.
39. Блинников С.И., Панов И.В. Кинетическая модель r-процесса // Письма в Астрон. журн. 1996. Т. 22. С. 45-54.
40. Блинников и др. (Blinnikov S.I., Dunina-Barkovskaya N.G., Nadyozhin D.K.) Equation of State of a Fermi Gas: Approximations for Various Degrees of Relativism and Degeneracy // ApJS. 1996. Vol. 106. P. 171-203.
41. Блэйк, Шрамм (J.B. Blake, D.N. Schramm) A Possible Alternative to the R-Process // Astrophys. J. 1976. Vol. 209. P. 846-849.
42. Болё (R. Boleu, S.G. Nilsson, R.K. Sheline, K. Takahashi) On the termination of the r-process and the synthesis of superheavy elements // Phys. Lett. B. 1972. Vol. 40. P. 517-521.
43. Боданский и др. (D. Bodansky, D. D. Clayton, W. A. Fowler) Nuclear Quasi-Equilibrium during Silicon Burning // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1968. Vol. 16. P. 299-371.
44. Бор О., Моттельсон Б. Деформация ядер. Мир. Москва, 1977. Т. 2, С. 664.
45. Борзов, Фаянс (I.N. Borzov, S.A. Fajans) Particle-hole propagator in continuum. // Preprint FEI-1128. Obninsk 1981. P. 1-28.
46. Борзов и др. (I.N. Borzov, S.A. Fajans, E.L. Trykov) Gamow-Teller strength functions of stable and neutron deficient nuclei // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. Vol. 52. P. 985-996.
47. Борзов и др. (I.N. Borzov, S.A. Fayans and E.L. Trykov) Gamow-Teller strength functions of superfluid odd- A nuclei and neutrino capture reactions // Nucl. Phys. A. 1995. Vol. 584. P. 335-361.
48. Борзов и др. 1997 (I.N. Borzov, S. Goriely, J.M. Pearson) Microscopic calculations of ?-decay characteristics near the A=130 r-process peak // Nuclear Physics A. Vol. 621. P. 307-310.
49. Борзов (I.N. Borzov) Beta-decay rates // Nuclear Physics A. 2006. Vol. 777. P. 645-675.
50. Боровой А.А., Ю.С. Лютостанский, И.В. Панов и др. Силовая функция Ge-71 и проблема

- $\nu_e - \nu_e$ осцилляций // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 521-524.
51. Брак (M. Brack, J. Dangaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky) Funny Hills: The Shell-Correction Approach to Nuclear Shell Effects and Its Applications to the Fission Process // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. P. 320-405.
52. Брюкнер (K.A. Brueckner, J.H. Chirico, H.W. Meldner) Mass Formula Consistent with Nuclear-Matter Calculations vs Conventional Mass-Law Extrapolations // Phys. Rev. C. 1971. Vol. 4. P. 732-740.
53. Брюкнер (K.A. Brueckner, J.H. Chirico, S. Jona, H.W. Meldner, D.N. Schramm, P.A. Seeger) Superheavy Elements from r-Process Calculations with an Energy-Density Mass Formula // Phys. Rev. C. 1973. Vol. 7(5). С. 2123-2128.
54. Брэйтон и др. (R.K. Brayton, F.G. Gustavson, G.D. Hachtel) A New EfficientAlgorithm for Solving Differential-Algebraic Systems Using Implicit Backward Differentiation Formulas // Proc. IEEE. 1972. Vol. 60. P. 98.
55. Брюкнер (K.A. Brueckner, J.H. Chirico, H.W. Meldner) Mass Formula Consistent with Nuclear-Matter Calculations vs Conventional Mass-Law Extrapolations // Phys. Rev. C. 1971. Vol. 4(3), P. 732-740.
56. Бурас и др. (R. Buras, H.-Th. Janka, M. Rampp, K. Kifonidis) Two-dimensional hydrodynamic core-collapse supernova simulations with spectral neutrino transport. II. Models for different progenitor stars // A&A. 2006. Vol. 457. P. 281-308.
57. Бьёргхольм, Линн (S. Bjornholm. & J.E. Lynn) The double-humped fission barrier // Rev. of Mod. Phys. 1980. Vol. 52. P.725-931.
58. Бьюн и др. (J. Beun, G.C. McLaughlin, R. Surman, W.R. Hix) Fission cycling in a supernova r process // Physical Review C. 2008. Vol. 77(3). id. 035804.(pp.10).
59. Бэрбидж и др. (G.R. Burbidge, E.M. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle) Synthesis of the Elements in Stars // Rev. Mod. Phys. 1957. V. 29. P. 547-650.
60. Ванайо и др. (Sh. Wanajo, T. Kajino, G.J. Mathews and K. Otsuki) The r-Process in Neutrino-driven Winds from Nascent “Compact” Neutron Stars of Core-Collapse Supernovae // The Astrophysical Journal. 2001. Vol. 554(1). P. 578-586.
61. Ванайо и др. (Sh. Wanajo, N. Itoh, Yu. Ishimaru, S. Nozawa and T.C. Beers) The r-Process in the Neutrino Winds of Core-Collapse Supernovae and U-Th Cosmochronology // ApJ. 2002. Vol. 577(2). P. 853-865.

62. Ванайо и др. (Sh. Wanajo, M. Tamamura, N. Itoh, K. Nomoto, Y. Ishimaru, T.C. Beers, S. Nozawa) The r-Process in Supernova Explosions from the Collapse of O-Ne-Mg Cores // The Astrophysical Journal. 2003. Vol. 593(2). P. 968-979.
63. Ванайо и др. (Sh. Wanajo, Shinya, Y. Ishimaru, Yuhri) r-process calculations and Galactic chemical evolution // Nuclear Physics. 2006. Vol. 777. P. 676-699.
64. Ванайо (Sh. Wanajo) Cold r-Process in Neutrino-driven Winds // ApJ. 2007. Vol. 666. P. L77-L80.
65. Ванайо и др. (S. Wanajo, K. Nomoto, H.-T. Janka, F.S. Kitaura, B. Muller) Nucleosynthesis in Electron Capture Supernovae of Asymptotic Giant Branch Stars // The Astrophysical Journal. 2009. Vol.695(1). P. 208-220.
66. Ванайо и др. (Sh. Wanajo, H.-T. Janka and B. Muller) Electron-capture supernovae as the origin of elements beyond iron // The Astrophysical Journal Letter. 2011. Vol. 726(2). id. L15. (pp.4).
67. Ванайо и др. (S. Wanajo, H.-T. Janka, S. Kubono) Uncertainties in the ?p-process: Supernova Dynamics Versus Nuclear Physics // Astrophys. J. 2011. Vol. 29. P. 46-64.
68. Ванайо, Янка (Sh. Wanajo and H.-T. Janka) The r-process in the neutrino=driven wind from a black-hole torus. // The Astrophysical Journal, 2012. Vol. 746(2). id. 180. (pp.15).
69. Бассербург и др. (G.J. Wasserburg, M. Busso, R. Gallino) Abundances of Actinides and Short-lived Nonactinides in the Interstellar Medium: Diverse Supernova Sources for the r-Processes // Astrophys. J. Lett. 1996. Vol. 466. P. L109-L113.
70. Бассербург, Киан ((G.J. Wasserburg and Y.-Z. Qian) Prompt Iron Enrichment, Two r-Process Components, and Abundances in Very Metal-Poor Stars // Astrophys. J. 2000. Vol. 529. P. L21-L24.
71. Вольфенштайн (L. Wolfenstein) Conservation of Angular Momentum in the Statistical Theory of Nuclear Reactions // Phys. Rev. 1951. Vol. 82. P. 690-696.
72. Витти и др. (J. Witt, H.-Th. Janka, K. Takahashi and W. Hillebrandt) Nucleosynthesis in neutrino driven type-II supernovae. In Nuclei in the Cosmos-IX (Karlsruhe, Germany, 6-10 July 1992): proceedings / Edited by F. Kaeppeler and K. Wissak. Bristol: IOP Publishing. 1993. P. 601.
73. Витти и др. (J. Witt, H.-Th. Janka, K. Takahashi) Nucleosynthesis in neutrino-driven winds from protoneutron stars I. The α -process // Astron.Astrophys. 1994. Vol.296. P. 841-856.

74. Воробьев А. А., Грачев И. Т., Кондуроев И. А., Никитин А. М., Селивестров Д.М. Образование легких ядер в реакции деления изотопов урана тепловыми нейтронами // ЭЧАЯ. 1972. Vol. 26. C. 939.
75. Вусли и др. (S.E. Woosley, W.A. Fowler, J.A. Holms and B.A. Zimmerman) Semiempirical Thermonuclear Reaction-Rate Data for Intermediate-Mass Nuclei // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1978. Vol. 22. P. 371-441.
76. Вусли, Вивер (S.E. Woosley, T.A. Weaver) The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis // Astrophys. J. Suppl. 1995. Vol. 101. P. 181-235.
bibitemwoshhh90 Вусли и др. (S.E. Woosley, D.H. Hartmann, R.D. Hoffman, W.C. Haxton) The nu-process // Astrophys. J. 1990. Vol. 356. P. 272-301.
77. Вусли и Хоффман (S.E. Woosley, R.D. Hoffman) The alpha-process and the r-process // Astrophys. J. 1992. Vol. 395. P. 202-239.
78. Вусли и др. (S.E. Woosley, J.R. Wilson, G.J. Mathews et al.) The r-process and neutrino-heated supernova ejecta // Astrophys. J. 1994. Vol. 433. P. 229-246.
79. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. Гамов-Теллеровский изобарический 1+ резонанс // ЯФ. 1974. Vol. 19. P. 62-73.
80. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. Микроскопическое описание гамов – теллеровского резонанса и коллективных изобарических 1+ состояний сферических ядер // ЭЧАЯ. 1981. Vol. 12. P. 1324-1363.
81. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. Гигантский Гамов-Теллеровский резонанс в нейтронно-избыточных ядрах // ЯФ. 2010. Vol. 73. P. 1403-1417.
82. Гир (C. W. Gear) Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations // Englewood Cliffs. Prentice-Hall. NJ: 1971.
83. Гончаров (G.N. Goncharov) Fission recycling in the r-process and formation of the second peak with A 130. In Int. Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in the Cosmos - IX"(CERN. Geneva. June 25-30. 2006): proceedings / PoS (NIC IX) 2006. id. 104. (pp. 8).
Горильт и Арну (S. Goriely, M. Arnould), Astron.Astrophys. Waiting point approximation and canonical multi-event r-process revisited. // Astronomy and Astrophysics. 1996. Vol. 312. P. 327-337.
84. Горильт, Клербю (S. Goriely, B. Clerbaux) Uncertainties in the Th cosmochronometry //

- Astron. Astrophys. 1999. Vol. 346. P. 798-804.
85. Горильт (S. Goriely) Nuclear inputs for astrophysics applications. in: AIP Conference Proceedings of 10th Int. Symp. Capture gamma-ray spectroscopy and related topics (AIP) // 2000. Vol. 529. 10th Int. Symp. P. 287-294.
86. Горильт и др. (S. Goriely, M. Samyn, P.-H. Heenen, J.M. Pearson, F. Tondeur) Hartree-Fock mass formulas and extrapolation to new mass data // Phys. Rev. C. 2002. Vol. 66 P. 024326.
87. Горильт и др. (S. Goriely, P. Demetriou, H.-Th. Janka, J.M. Pearson, M. Samyn), The r-process nucleosynthesis: a continued challenge for nuclear physics and astrophysics // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 758 P. 587c-594c.
88. Горильт и др. (S. Goriely, M. Samyn and J.M. Pearson) Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. VII. Simultaneous fits to masses and fission barriers // Phys. Rev. C. 2007. Vol. 75. id. 064312. (pp.7).
89. Горильт и др. (Goriely, S.; Hilaire, S.; Koning, A. J.) Improved predictions of nuclear reaction rates with the TALYS reaction code for astrophysical applications // Astronomy and Astrophysics. 2008. Vol. 487. P. 767-774.
90. Горильт и др. (S. Goriely, S. Hilaire, A.J. Koning, M. Sin, R. Capote) Towards a prediction of fission cross sections on the basis of microscopic nuclear inputs // Phys. Rev. C. 2009. Vol. 79(2). id. 024612. (pp.13).
91. Горильт и др. (S. Goriely, A. Bauswein, H.-T. Janka) r-process nucleosynthesis in dynamical ejected matter of neutron star mergers // The Astrophysical Journal Letters. 2011. Vol. 738. P. L32-L37.
92. Грут и др. (H.V. von Groote, E.R. Hilf, K. Takahashi) A New Semiempirical Shell Correction to the Droplet Model, Gross Theory of Nuclear Magics. // ADNDT 1976. Vol. 17(5). P. 418-427.
93. Де Дондер, Ванбеверен (De Donder, Vanbeveren) The influence of binaries on galactic chemical evolution / New Astronomy Reviews. 2004. Vol. 48(10). p. 861-975.
94. Дессарт и др. (L. Dessart C.D. Ott, A. Burrows, S. Rosswog, E. Livne) Neutrino signatures and the neutrino-driven wind in binary neutron star mergers // The Astrophysical Journal. 2009. Vol. 690. P. 1681-1705.
95. Дильт, Грайнер (H. Diehl, W. Greiner) Theory of ternary fission in the liquid drop model // Nucl. Phys. A. 1974. Vol. 229(1). P. 29-46.

96. Дин и др. (D.J. Dean, S.E. Koonin, K. Langanke, et al.) Thermal Properties of 54Fe // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74(15). P. 2909-2912.
97. Домогацкий и Надёжин (G.V. Domogatsky, D.K. Nadyozhin) Neutrino induced production of bypassed elements // MNRAS. 1977. Vol. 178. P. 33-36.
98. Домогацкий и Надёжин (G.V. Domogatsky, D.K. Nadyozhin) Neutrino production of bypassed isotopes, and the possible role of neutrinos in nucleosynthesis // AZh - Sov. Astron. 1978. Vol. 22. P. 297-305.
99. Домогацкий и др. (G.V. Domogatsky, R.A. Eramzhyan, D.K. Nadyozhin) In Int. Conf. Neutrino Phys. and Astrophysics (Neutrino'77): proceedings / Eds. Markov M.A. et al. Nauka. Moscow. 1978a. P. 115.
100. Домогацкий и др. (G.V. Domogatsky, R.A. Eramzhyan, D.K. Nadyozhin) Production of the light elements due to neutrinos emitted by collapsing stellar cores // Ap. Sp. Sci. 1978b. Vol. 58. P. 273-299.
101. Домогацкий и Надёжин (G.V. Domogatsky, D. K. Nadyozhin D.K.) Neutrino-induced production of isotope B-11 in the carbon layer of a star // Ap. Sp. Sci. 1980. Vol. 70. P. 33-53.
102. Домогацкий и Имшенник (G.V. Domogatsky, S. V. Imshennik) Production of the Be-9 isotope induced by neutrinos generated through gravitational stellar collapse // Pis'ma AZh - Sov. Astron. Lett. 1982. Vol. 8. P. 190-193.
103. Дорн (D. W. Dorn) Mike Results-Implications for Spontaneous Fission // Rhys. Rev. 1962. Vol. 126(2). P. 693-697.
104. Дорн, Хофф (D. W. Dorn and R. W. Hoff) Spontaneous Fission in Very Neutron-Rich Isotopes // Rhys. Rev. Lett. 1965 Vol. 14(12). P. 440-441.
105. Дымов и др. (S. N. Dymov, V. S. Kurbatov, I. N. Silin, S. V. Yaschenko) // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2000. Vol. 440. P. 43.
106. Дэвис и др. (M. B. Davies, W. Benz, T. Piran, F. K. Thielemann) Merging neutron stars. 1. Initial results for coalescence of noncorotating systems // The Astrophysical Journal. 1994. Vol. 431(2). Pt. 1. P. 742-753.
107. Загребаев и др. (V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin et al.) Production of heavy and superheavy neutron-rich nuclei in neutron capture processes // Phys. Rev. C. 2011. Vol. 84. id. 044617. P. 1-8.

108. Засакуи и др. (T. Sasaqui, K. Otsuki, T. Kajino, G.J. Mathews) Light-Element Reaction Flow and the Conditions for r-Process Nucleosynthesis // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 645(2). P. 1345-1351.
109. Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Чечеткин В.М. // Препринт. 1983. М.: ИТЭФ. №. 109.
110. Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Чечеткин В.М. // Астрон. журн. 1977. Vol. 54. P. 354.
111. Игли (J.S. Igley) // *Nucl. Phys. A.* 1969. Vol. 124. P. 130.
112. Изосимов, Наумов (I.N. Izosimov, Yu.V. Naumov) // *Bull. of the Acad. of Sci. USSR. Phys. Ser.* 1978. V. 42(11). P. 25
113. Изосимов И. Н., Калинников В. Г., Солнышкин А. А. FINE STRUCTURE OF STRENGTH FUNCTION for β^+ /EC decay OF ^{160g}Ho (25.6 min) // Письма в ЭЧАЯ. 2008. Vol. 147. P. 720-727.
114. Икеда и др. (K. Ikeda, S. Fujii, and J. Fujita) The (p,n) reactions and beta decays // *Phys. Lett.* 1963. Vol. 3(6). P. 271-272.
115. Имшенник В.С., Надёжин Д. К., Пинаев В.С. Neutrino Energy Radiation in the β Interaction of Electrons and Positrons with Nuclei // Астрон. журн. 1967. Т. 44. С. 768.
116. Имшенник В.С., Филиппов С.С., Хохлов А.М. The Conditions for Establishment of Nuclear Statistical Equilibrium in Stellar Interiors // Письма в Астрон. Журн. 1981. Т. 7. С. 219.
117. Имшенник В.С., Хохлов А.М. // Препринт ИТЭФ. 1983. №177.
118. Имшенник В.С., Надёжин Д.К. Сверхновая 1987А // Успехи физических наук. 1988. Т. 156. С. 561.
119. Имшенник В.С., Надёжин Д.К. Сверхновая 1987А и образование вращающихся нейтронных звезд // Письма в Астрон. журн. 1992. Vol. 18. P. 195-216.
120. Имшенник В.С. Возможный сценарий взрыва Сверхновой как результат гравитационного коллапса ядра массивной звезды // Письма в Астрон. журн. 1992. Vol. 18. P. 489.
121. Имшенник В.С., Кальянова Н.Л., Колдоба А.В., Чечеткин В.М. Возможно ли детонационное горение в вырожденном CO-ядре предсверхновой? // Письма в Астрон. журн. 1999. Т. 25. С. 250-258.
122. Имшенник В.С., Литвинова И.Ю. Нейтринная корона протоннейтронной звезды и анализ ее конвективной неустойчивости ЯФ. 2006. Т. 69. С. 636-657.
123. Иткис и др. (M.G. Itkis, V.N. Okolovich, G.N. Smirenkin) Symmetric and asymmetric fission of nuclei lighter than radium // *Nucl. Phys. A.* 1989. Vol. 502. P. 243-260.

124. Камерон (A.G.W. Cameron) The heavy element yields of neutron capture nucleosynthesis // *Astroph. and Sp. Sci.* 1982. Vol. 82. P. 123-131.
125. Камерон и др. (A.G.W. Cameron, J.J. Cowan, H.V. Klapdor, J. Metzinger, T. Oda, J.W. Truran) Steady Flow Approximations to the Helium R-Process // *Astrophysics and Space Science*. 1983a. Vol. 91(2). P. 221-234.
126. Камерон и др. (A.G.W. Cameron, J.J. Cowan, J.W. Truran) The waiting point approximation in R-process calculations // *Astrophysics and Space Science*. 1983б. Vol. 91. P. 235-243.
127. Камерон (A.G.W. Cameron) Some Properties of r-Process Accretion Disks and Jets // *Astrophys. J.* 2001. Vol. 562(1). P. 456-469.
128. Камерон (A.G.W. Cameron) Some Nucleosynthesis Effects Associated with r-Process Jets // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 587 P. 327-340.
129. Капоте и др. (R. Capote M. Herman, P. Obloz(insky', P.G. Young et al.) RIPL - Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations // *Nucl. Data Sheets*. 2009. Vol. 110(12). P. 3107-3214. <http://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>.
130. Кардал (C. Y. Cardall, G. M. Fuller) General Relativistic Effects in the Neutrino-driven Wind and r-Process Nucleosynthesis // *Astrophysical Journal Lett.* 1997. Vol. 486. P. L111-L114.
131. Кёппелер и др. (F. Käppeler, H. Beer, K. Wissak) s-process nucleosynthesis-nuclear physics and the classical model // *Rep. Prog. Phys.* 1989. Vol. 52(8). P. 945-1013.
132. Кепеллер и др. (F. Käppeler, W. Schatz, K. Wissak, G. Reffo) In: 6-th Workshop on Nucl. Astroph. (Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, May 17-22, 1993): proceedings / Eds. Hillebrandt W., Müller E. MPA. 1993. P. 92.
133. Кёппелер и др. (F. Käppeler, F.-K. Thielemann, M. Wiescher) Current Quests in Nuclear Astrophysics and Experimental Approaches // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1998. Vol. 48. P. 175-251.
134. Кеппели и др. (R. Kappeli, S.C. Whitehouse, S. Scheidegger, U.-L. Pen, M. Liebendorfer, A. Fish) FISH: A Three-dimensional Parallel Magnetohydrodynamics Code for Astrophysical Applications // *The Astrophysical Journal Supplement*. 2011. Vol. 195(2). id. 20. (pp.16).
135. Келич и др. (A. Kelic, N. Zinner, E. Kolbe, K. Langanke, K.-H. Schmidt) Cross sections and fragment distributions from neutrino-induced fission on r-process nuclei // *Physics Letters B*. 2005. Vol. 616(1-2). P. 48-58.
136. Кибурт, Дэвис (R. H. Cyburt, & B. Davids) Evaluation of modern He3(α , γ)Be7 data //

- Phys. Rev. C. 2008. Vol. 78(6). id. 064614. P. 1-7.
137. Кибурт и др. (R. H. Cyburt, A.M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, K. Smith, S. Warren, A. Heger, R.D. Hoffman, T. Rauscher, A. Sakharuk, H. Schatz, F.K. Thielemann and M. Wiescher) The JINA REACLIB Database: Its Recent Updates and Impact on Type-I X-ray Bursts // ApJS. 2010. Vol. 189(1). P. 240-252.
138. Клапдор и др. (H.V. Klapdor, T. Oda, J. Metzinger, W. Hillebrandt, F.-K. Thielemann) The beta Strength function and the astrophysical site of the r-process // Phys. A. 1981. Vol. 299. P. 213-229.
139. Клэйтон (D.D. Clayton) Origin of heavy xenon in meteoritic diamonds // ApJ. 1989. Vol. 340. P. 613-229.
140. Кодама и Такахashi (T. Kodama, K. Takahashi) R-process nucleosynthesis and nuclei far from the region of β -stability // Nucl. Phys. A. 1975. Vol. 239(3). P. 489-510.
141. Колан, Фаулер (G. Caughlan and W. Fowler) Thermonuclear Reaction Rates V // Atomic Data Nucl. Data Tables. 1988. Vol. 40. P. 283-334.
142. Колгейт (S. Colgate) Neutron-Star Formation, Thermonuclear Supernovae, and Heavy-Element Reimplosion // Astrophysical Journal. 1971. Vol. 163. P. 221-230.
143. Копач и др. (Yu.N. Kopatch, M. Mutterer, D. Schwalm, P. Thirolf, F. Gennenwein) ${}^5\text{He}$, ${}^7\text{He}$, and ${}^8\text{Li}$ ($E^*=2.26\text{MeV}$) intermediate ternary particles in the spontaneous fission of ${}^{252}\text{Cf}$ // Phys. Rev. C. 2002. Vol. 65(4). id. 04461. P. 1-16.
144. Колгейт (S. Colgate) Supernova Calculations and the Hot Bubble. In: Supernovae. The Tenth Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics (July 9-21, 1989, Lick Observatory): proceedings / ed. S.E. Woosley (Springer Verlag: New York). 1991. P. 352.
145. Корнеев И.Ю., Панов И.В. Вклад деления в нуклеосинтез тяжелых элементов в астрофизическом г-процессе // Письма Астрон. журн. 2011. Т. 37. С. 930-939.
146. Корнилов и др. (N.V. Kornilov, A.B. Kagalenko, B.M. Maslov, and Yu.V. Porodzinskij) Neutron multiplicity for incident neutron energy from zero to 150 Mev // IPPE-2978. 2003. Obninsk
147. Коробкин и др. (O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, C. Winteler.) On the astrophysical robustness of neutron star merger r-process // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2012. Vol. 426(3) P. 1940-1949.
148. Коуэн и др. (J.J. Cowan, F.-K. Thielemann, J.W. Truran) The R-process and

- nucleochronology // Phys. Reports. 1991. Vol. 208. P. 267-394.
149. Коуэн и др. (J.J. Cowan, F.-K. Thielemann, J.W. Truran) Nuclear CHRONOMETERS from the r-PROCESS and the age of the galaxy // Astrophysical Journal. Part 1. 1987. Vol. 323. P. 543-552.
150. Коуэн и др. (J.J. Cowan, J.W. Truran, D.L. Burris) First Detection of Platinum, Osmium, and Lead in a Metal-Poor Halo Star: HD 126238 // Astrophysical Journal Lett. 1996a. Vol. 460. P. L115-L118.
151. Коуэн и др. (J.J. Cowan, C. Sneden, J.W. Truran et al.) R- and S-Process Signatures in Metal-Poor Halo Stars // Nuclear Phys. A. 1996b. Vol. 621. P. 41-44.
152. Коуэн и др. (J.J. Cowan, B. Pfeiffer, K.-L. Kratz, F.-K. Thielemann, C. Sneden, S. Burles, D. Tytler, T.C. Beers) r-process abundances and chronometers in metal-poor stars // Astrophys. J. 1999. Vol. 521. P. 194-205.
153. Коуэн и др. (J.J. Cowan, C. Sneden, S. Burles et al.) The Chemical Composition and Age of the Metal-poor Halo Star BD +17°3248 // Astrophys. J. 2002. Vol. 572. P. 861-879.
154. Коуэн, Снеден (J.J. Cowan and C. Sneden) Advances in r-process nucleosynthesis. Carnegie Observatories Astrophysics Series. Vol. 4: *Origin and Evolution of the Elements* / eds. A. McWilliam and M. Rauch (Cambridge: Cambridge Univ. Press). 2003. P. 4-43.
155. Коуэн и др. (J.J. Cowan, F.-K. Thielemann). R-Process Nucleosynthesis in Supernovae // Physics Today. 2004. Vol. 57(10). P. 47-53.
156. Коуэн и др. (J.J. Cowan, C. Sneden). Heavy element synthesis in the oldest stars and the early Universe // Nature. 2006. Vol. 440. Issue 7088. P. 1151-1156.
157. Краппа и др. (A.T. Kruppa et al.) Shell corrections of superheavy nuclei in self-consistent calculations // Phys. Rev. C. 2000. Vol. 61(3). id. 034313. P. 1-13.
158. Кратц и др. (K.-L. Kratz, J.-P. Bitouzet, F.-K. Thielemann, P. Möller, B. Pfeiffer) Isotopic R-process abundances and nuclear structure far from stability: implications for the r-process mechanism // Astrophys. J. 1993. Vol. 403. P. 216-238.
159. Крац и др. (K.-L. Kratz, W. Rudolph, H. Ohm) Investigation of beta strength functions by neutron and gamma-ray spectroscopy. // Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 317(2). P. 335-362.
160. Кратц и др. (K.-L. Kratz, K. Farouqi, B. Pfeiffer) Nuclear physics far from stability and r-process nucleosynthesis // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2007. Vol. 59. P. 147-155.
161. Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов

- при нейтронном облучении. М.: Атомиздат. 1970.
162. Крумлинде, Мёллер (J. Krumlinde and P. Möller) Calculation of Gamow-Teller ?-strength functions in the rubidium region in the RPA approximation with Nilsson-model wave functions // Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 417(3). P. 419-446.
163. Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И. и Хрячков В.А. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов для нептуния и изотопов америция // Нейтронные константы и параметры. 2001. Vol. 2. P. 2.
164. Курада и др. (T. Kuroda, S. Wanajo, K. Nomoto) The r-Process in Supersonic Neutrino-driven Winds: The Role of the Wind Termination Shock // ApJ. 2008. Vol. 672(2). P. 1068-1078.
165. Латтимер и Шрамм (J.M. Lattimer, D.N. Schramm) Black-hole-neutron-star collisions // Astrophys. J. Lett. 1974. Vol. 192. P. L145-L147.
166. Латтимер и Шрамм (J.M. Lattimer, D.N. Schramm) The tidal disruption of neutron stars by black holes in close binaries // Astrophys. J. 1976. Vol. 210. P. 549-567.
167. Латтимер и др. (J. M.Lattimer, F. Mackie, D. G. Ravenhall, D. N. Schramm) The decompression of cold neutron star matter // Astrophys. J. 1977. Vol. 213. P. 225-233.
168. Лебланк, Вильсон (J.M. LeBlanc, J.R. Wilson) A Numerical Example of the Collapse of a Rotating Magnetized Star // ApJ. 1970. Vol. 161. P. 541-550.
169. Ленг К., Астрофизические формулы. М.: Мир. 1978.
170. Либендорфер и др. (M. Liebendorfer, A. Mezzacappa, F.-K. Thielemann) Conservative general relativistic radiation hydrodynamics in spherical symmetry and comoving coordinates // 2001. Physical Review D. Vol. 63(10) id. 104003. P. 1-20.
171. Людвиг и др. (P. Ludwig, T. Faestermann, G. Korschinek, et al.) Search for superheavy elements with $292 \leq A \leq 310$ in nature with accelerator mass spectrometry // Phys. Rev. C. 2012. Vol. 85(2). id. 024315. P. 1-8.
172. Лютостанский Ю.С., Панов И.В. (Yu.S. Lyutostansky, I.V. Panov) The estimation of beta-delayed two-neutron emission probability in the $A = 50$ region // Zt.Phys. 1983. Vol. 313 (3). P. 235-238.
173. Лютостанский Ю.С., Панов И.В. (Yu.S. Lyutostansky, I.V. Panov and V.K. Sirotkin) The beta-Delayed Multy-Neutron Emission // Phys. Lett. 1985. Vol. 161(1-3). P. 9-12.
174. Лютостанский Ю.С., Птицын Д.А., Синюкова О.Н., Филиппов С.С., Чечеткин В.М. // Ядерная физика. 1985. Т. 42. С. 215-226.

175. Лютостанский Ю.С., Панов И.В. (Yu.S. Lyutostansky, I.V. Panov) Half-lives periods of neutron-rich nuclei and evaluation of astrophysical r-process duration time // Preprint ITEP. 1986. No. 32.
176. Лютостанский Ю.С., Панов И.В., Синюкова О.Н. и др. Role of delayed neutrons in the production of elements in the r-process // Ядерная Физика. 1986. Т. 44. С. 66-76.
177. Лютостанский Ю.С. и Панов И.В. Nuclear-physical evaluation of the minimum duration time of the r-process in star explosions // Письма в Астрон. журн. 1988. Т. 14. С. 168-174.
178. Лютостанский Ю.С., Малеванный С.В., Панов И.В., Чечеткин В.М. Возможность определения возраста галактики методом уран-ториевых изотопных соотношений // Ядерная физика. 1988. Т. 47. С. 1226-1237.
179. Лютостанский Ю.С., Ляцук В.И., Панов И.В. Влияние запаздывающего деления на образование трансурановых элементов // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 2197-2208
180. Лютостанский, Шульгина (Yu.S. Lutostansky and N.B. Shulgina) Strength function of Xe-127 and iodine-xenon neutrino detector // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 430-432.
181. Лютостанский (Yu. Lutostansky) Giant Gamow-Teller resonance: 40 Years after the prediction // PAN. 2011. Vol. 74(8). P. 1176-1188.
182. Лютостанский, Тихонов (Yu.S. Lutostansky, V.N. Tikhonov) Resonance structure of the beta-strength function // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2012. Vol. 76(4). P. 476-480.
183. Майерс и Святецкий (W.D. Myers, W.J. Swiatecki) Nuclear masses and deformations // Nucl. Phys. 1966. Vol. 81(2). P. 1-58.
184. Майерс, Святецкий (W.D. Myers, W.D. Swiatecki) Nuclear properties according to the Thomas-Fermi model // Nuclear Physics A. 1996. Vol. 601(2). P. 141-167.
185. Майерс, Святецкий (W.D. Myers, W.J. Swiatecki) Thomas-Fermi fission barriers // Phys. Rev. C. 1999. Vol. 60. id. 014606. P. 1-4.
186. Marinov и др. (A. Marinov, D. Kolb, J. Weil) Response to "Discovery of the element with atomic number 112" by Robert C. Barber, Heinz W. Gaggeler, Paul J. Karol, et al. // eprint arXiv:0909.1057 2009. P. 1-21.
187. Marinov и др. (A. Marinov, I. Rodushkin, D. Kolb, A. Pape, Y. Kashiv, R. Brandt, R. V. Gentry, H. W. Miller) Evidence for the Possible Existence of a Long-Lived Superheavy Nucleus with Atomic Mass Number $a = 292$ and Atomic Number $Z \sim 122$ IN Natural Th //

- International Journal of Modern Physics E. 2010. Vol. 19(01). P. 131-140.
188. Мартинец-Пинедо, Ланганке (G. Marti'nez-Pinedo, K. Langanke) Shell-Model Half-Lives for $N = 82$ Nuclei and Their Implications for the r Process // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 4502–4505.
189. Мартинец-Пинедо и др. (G. Marti'nez-Pinedo, D. Mocelj, N. T. Zinner et al.) The role of fission in the r-process. // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2007. Vol. 59(1). P. 199-205.
190. Мейер (B.S. Meyer) Decompression of initially cold neutron star matter - A mechanism for the r-process? // Astrophysical J. 1989. Vol. 343(1). P. 254-276.
191. Мейер и др. (B.S. Meyer, W.M. Howard, G.J. Mathews, K. Takahashi, P. Moller, G.A. Leander) Beta-delayed fission and neutron emission calculations for the actinide cosmochronometers // Phys. Rev. C. 1989. Vol. 39(5). P. 1876-1882.
192. Мейер и др. (B.S. Meyer, G.J. Mathews, W.M. Howard, S.E. Woosley, R.D. Hoffman) R-process nucleosynthesis in the high-entropy supernova bubble // ApJ. 1992. Vol. 399. P. 656-664.
193. Мелднер (H.W. Meldner) Realistic Nuclear Single-Particle Hamiltonians and the Proton Shell 114 // Phys. Rev. C. 1969. Vol. 17(4). P. 1815-1826.
194. Мелднер (H.W. Meldner) Superheavy Element Synthesis // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28(15). P. 975-978.
- bibitemMoRand90 Меллер и др. (P. Möller, J. Randrup) New developments in the calculation of β -strength functions // Nucl. Phys. A. 1990. Vol. 514(1). P. 1-48.
195. Меллер, Никс (P. Möller, J.R. Nix) Stability of heavy and superheavy elements // J. Phys. G. 1994. Vol. 20(11). P. 1681-1747.
196. Меллер и др. (P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W. J. Swiatecki) Nuclear Ground-State Masses and Deformations // ADNDT 1995. Vol. 59. P. 185-381.
197. Меллер и др. (P. Möller, J.R. Nix, and K.-L. Kratz) Nuclear properties for astrophysical and radioactive-ion-beam // Atomic Data Nucl. Data Tables. 1997. Vol. 66. P. 131.
198. Меллер и др. (P. Möller, B. Pfeiffer, K.-L. Kratz) New calculations of gross β -decay properties for astrophysical applications: Speeding-up the classical r process // Phys. Rev. C. 2003. Vol. 67(5). id. 055802. P. 1-17.
199. Меллер и др. (P. Moller, A.J. Sierk, T. Ichikawa, A. Iwamoto, R. Bengtsson, H. Uhrenholt,

- S. Aringberg) Heavy-element fission barriers // Phys. Rev. C. 2009. Vol. 79(6). id. 064304. P. 1-38.
200. Меллер (P. Moller) My Journey to the Superheavy Island with Szymanski, Nilsson, Nix, and Swiatecki from Lysekil to the Present // Int. J. Mod. Phys. E. 2010. Vol. 19(4). P. 575-589.
201. Метцгер и др. (B.D. Metzger, T.A. Thompson, E. Quataert) On the Conditions for Neutron-rich Gamma-Ray Burst Outflows // The Astrophysical Journal. 2008. Vol. 676(2). P. 1130-1150.
202. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Москва: Наука, 1983.
203. Моисеенко, Бисноватый-Коган (S. Moiseenko, G. Bisnovatyi-Kogan) Outflows from Magnetorotational Supernovae // International Journal of Modern Physics D. 2008. Vol. 17(09). P. 1411-1417.
204. Мюллер, Хиллебрандт (E. Mueller, W. Hillebrandt) A magnetohydrodynamical supernova model // Astronomy and Astrophysics. 1979. Vol. 80(2) P. 147-154.
205. Муди и др. (K. Moody and Dubna-Livermore Collaboration) Superheavy element isotopes, decay properties // Nucl. Phys. 2004. Vol. 73. P. 188-191.
206. Мунтян и др. (I. Muntian, Z. Patyk and A. Sobiczewski) Calculated masses of heaviest nuclei // Phys. Atom. Nucl. 2003. Vol. 66. P. 1015-1019.
207. Мэмдох и др. (A. Mamdouh, J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur) Fission barriers of neutron-rich and superheavy nuclei calculated with the ETFSI method // Nucl. Phys. A. 2001. Vol. 679(3-4). P. 337-358.
208. Мэмду и др. (A. Mamdouh, J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur) Large-scale fission-barrier calculations with the ETFSI method // Nucl. Phys. A. 1998. Vol. 644(4). P. 389-414.
209. Мэтьюз и Коуэн (G.J. Mathews, J.J. Cowan) New insights into the astrophysical r-process // Nature. 1990. Vol. 345. P. 491-494.
210. Мэтьюз, Вард (G.J. Mathews, R.A. Ward) Neutron capture processes in astrophysics // Rep. Prog. Phys. 1985. Vol. 48. P. 1371-1418.
211. Наги и др. (S. Nagy, K.F. Flynn, J.E. Gindler, J.W. Meadows, L.E. Glendenin) Mass distributions in monoenergetic-neutron-induced fission of ^{238}U // Phys. Rev. C. 1978. Vol. 17(1). P. 163-171.
212. Надёжин (D.K. Nadyozhin) The neutrino radiation for a hot neutron star formation and the

- envelope outburst problem // *Astrophys. Space Sci.* 1978. Vol. 53. P. 131-153.
213. Надёжин, Отрощенко (D.K. Nadyozhin, I.V. Otroshchenko) The Spectrum of the Electron Neutrinos and Antineutrinos Associated with the Process of Neutron Star Formation // *Sov. Aston.* 1980. Vol. 24. P. 47-53.
214. Надёжин (D.K. Nadyozhin) Neutrino nucleosynthesis. 6th Workshop on Nuclear Astrophysics.(Ringberg Castle, Tegernsee, FRG, February 18-23, 1991): proceedings / Eds. W. Hillebrandt and E. Müller. MPA. 1991. P. 118.
215. Надёжин, Панов (D.K. Nadyozhin, I.V. Panov) 3d International Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei (WEIN-92) (1993, Dubna, Russia): Proceedings / Ed. Tc. Vylov. World Scientific Publishing Co. Utopia Press. Singapore. P. 479.
216. Надёжин и др. (D.K. Nadyozhin, I.V. Panov, S.I. Blinnikov) The neutrino-induced neutron source in helium shell and r-process. 8th Workshop on Nuclear Astrophysics (Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, March 26-29, 1996): proceedings / Eds. W. Hillebrandt and E. Müller. MPA/P9. 1996. P. 63.
217. Надёжин, Панов (D.K. Nadyozhin and I.V. Panov) Nucleosynthesis Induced by Neutrino Spallation of Helium // *Nuclear Phys. A.* Vol. 621. P. 359-362.
218. Надёжин и др. (D.K. Nadyozhin, I.V. Panov, S.I. Blinnikov) The neutrino-induced neutron source in helium shell and r-process nucleosynthesis // *Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 335. P. 207-217.
219. Надёжин, Панов (D.K. Nadyozhin, I.V. Panov) A two-code iterative method to calculate the light and heavy element synthesis // *Nucl. Phys. A.* 2001б. Vol. 688. P. 590-592.
220. Надёжин Д.К. и Панов И.В. Итерационный метод для одновременного расчета синтеза как легких, так и тяжелых элементов // Письма в Астрон. журн. 2001а. Vol. 27. P. 440.
221. Надёжин, Депутович (D.K. Nadyozhin and A.Yu. Deputovich) An analytical approximation of post-shock conditions in type II supernova shells // *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 386. P. 711-720.
222. Надёжин Д.К., Юдин А.В. (D.K. Nadyozhin, A.V. Yudin) Equation of State under Nuclear Statistical Equilibrium Conditions // *Astronomy Lett.* 2004. Vol. 30. P. 634-646.
223. Надёжин Д.К., Панов И.В. Слабый компонент r-процесса как результат взаимодействия нейтрино с гелиевым слоем сверхновой // Письма в Астрон. Журн. 2007. Vol. 33. P. 435-439.

224. Надёжин и Панов (D.K. Nadyozhin, I.V. Panov) Neutrino-induced nucleosynthesis as a result of mixing between the He and C-O-Ne shells in core-collapse supernova // eprint arXiv:1308.4710 2013. P. 1-14.
225. Накагава и др. (T. Nakagawa, S. Chiba, T. Hayakawa, & T. Kajino) Maxwellian-averaged neutron-induced reaction cross sections and astrophysical reaction rates for $kT = 1$ keV to 1 MeV calculated from microscopic neutron cross section library JENDL-3.3 // At. Data Nucl. Data Tables. 2005. Vol. 91. P. 77-186.
226. Најак (R.C. Nayak) Disappearance of nuclear magicity towards drip lines // Phys. Rev. C. 1999. Vol. 60. id. 064305. P. 1-9.
227. Недведюк К.А., Попов Ю.П. // Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ. 1980. Т 2. С. 199-202.
228. Никс Дж. Сверхтяжелые ядра // УФН. 1973. Т. 110. вып. 3. С. 405-418.
229. Нинг и др. (H. Ning, Y.-Z. Qian, B.S. Meyer) r-Process Nucleosynthesis in Shocked Surface Layers of O-Ne-Mg Cores. // The Astrophysical Journal. 2007. Vol. 667(2). P. L159-L162.
230. Ньютон, 1990
231. Оганесян (Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, Yu.V. Lobanov et al.) Heavy element research at Dubna // Nucl. Phys. 2004. 734. P. 109-123.
232. Оганесян (Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, Yu.V. Lobanov et al.) Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the Cf249 and Cm245+Ca48 fusion reactions // Phys. Rev. 2006. C 74. id. 044602. P. 1-9.
233. Оганесян (Yu.Ts. Oganessian) TOPICAL REVIEW: Heaviest nuclei from 48Ca-induced reactions // J. Phys. G. 2007. Vol. 34. P. R165-R242.
234. Оганесян (Yu.Ts. Oganessian, F.Sh. Abdullin, P. D. Bailey et al.) Synthesis of a New Element with Atomic Number Z=117 // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104. id. 142502. P. 1-4.
235. Оганесян (Yu.Ts. Oganessian, F.Sh. Abdullin, P. D. Bailey et al.) Eleven new heaviest isotopes of elements Z=105 to Z=117 identified among the products of Bk249+Ca48 reactions // Phys. Rev. C. 2011. Vol. 83(5). id. 054315. P. 1-14.
236. Ониши (T. Ohnishi) r-cooling process. // Tech. Rep. Inst. Atom. Energy, Kyoto Univ. 1977. No. 173. P. 1-22.
237. Ослин и др. (R. Oechslin, H.-T. Janka, Marek A.) Relativistic neutron star merger simulations with non-zero temperature equations of state. // Astronomy and Astrophysics. 2007. Vol.

- 467(2). Р. 395-409.
238. Оцуки и др. (K. Otsuki, H. Tagoshi, T. Kajino, S. Wanajo) General Relativistic Effects on Neutrino-driven Winds from Young, Hot Neutron Stars and r-Process Nucleosynthesis // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 533. P. 424-439.
239. Паларчук и др. (M. Palarczyk, J. Rapaport, C. Hautala) Measurement of Gamow-Teller strength for ^{127}I as a solar neutrino detector // *Phys. Rev.* 1999. Vol. 59. P. 500-509.
240. Панов И.В. Сечения захвата нейтрино для нейтроноизбыточных тяжелых ядер // Письма в Астрон. журн. 1994. Т. 20. С. 714-718.
241. Панов И.В., Птицын Д.А., Чечеткин В.М. Проблема образования элементов за железным ником и гбс-процесс // Письма в Астрон. журн. 1995. Т. 21(2). С. 209-214.
242. Панов И. В. Радиационный захват нейтронов и r-процесс // Известия РАН, сер. физ. 1997. Т. 61. С. 210-219.
243. Панов И.В. и Надёжин Д.К. Роль протонов и alpha-частиц в быстром нуклеосинтезе в оболочке коллапсирующей сверхновой // Письма в Астрон. журн. 1999. Т. 25. С. 369-374.
244. Панов и др. (I.V. Panov, C. Freiburghaus, F.-K. Thielemann) Beta-delayed fission and formation of transuranium elements. Workshop on Nuclear Astrophysics (Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, March 20-25, 2000): proceedings / Eds. W. Hillebrandt, E. Müller, Garching: (MPA/P12). 2000. P. 73.
245. Панов и др. (I.V. Panov, C. Freiburghaus, F.-K. Thielemann) Could fission provide the formation of chemical elements with $A < 120$ in metal-poor stars? // *Nucl. Phys. A.* 2001b. Vol. 688. P. 587-589.
246. Панов И.В., Блинников С.И., Тилеманн Ф.-К. Нуклеосинтез тяжелых элементов: результаты вычислительного эксперимента // Письма в Астрон. журн. 2001а. Т. 27. С. 239-248.
247. Панов И.В., Чечеткин В.М. Об образовании химических элементов за "железным ником". // Письма в Астрон. Журн. 2002. Т. 28. С. 541-552.
248. Панов и Тилеманн (I.V. Panov, F.-K. Thielemann) Final r-process yields and the influence of fission:the competition between neutron-induced and beta-delayed fission. // *Nuclear Physics A.* 2003. Vol. 718. P. 647-649.
249. Панов И.В. Где проходит путь r-процесса: предельные случаи и сравнение с наблюдениями // Письма в Астрон. журн. 2003. Vol. 29. P. 163-169.
250. Панов И.В., Тилеманн Ф.-К. Проблема деления и r-процесс: скорости вынужденного и

- запаздывающего деления // Письма в Астрон. журн. 2003а. Vol. 29. P. 510-521.
251. Панов, Тилеманн (I.V. Panov, F.-K. Thielemann), Final r-process yields and the influence of fission: the competition between neutron-induced and beta-delayed fission // Nucl. Phys. A. 2003b. Vol. 718. P. 647-649.
252. Панов И.В., Тилеманн Ф.-К., Проблема деления и r-процесс: конкуренция между вынужденным и запаздывающим делением. // Письма в Астрон. журн. 2004. Vol. 30. P. 647-655.
253. Панов и др. (I.V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, F.-K. Thielemann) Calculations of fission rates for r-process nucleosynthesis // Nucl. Phys. A. 2005. Vol. 747. P. 633-654.
254. Панов И.В., Корнеев И.Ю., Тилеманн Ф.-К. r-процесс в области трансурановых элементов и вклад продуктов деления в нуклеосинтез ядер с $A \leq 130$. // Письма в Астрон. журн. 2008. Т. 34. С. 213-221.
255. Панов, Янка (I.V. Panov and H.-Th. Janka) On the Dynamics of Proto-Neutron Star Winds and r-Process Nucleosynthesis // Astron. Astrophys. 2009. Vol. 494. P. 829-844.
256. Панов И.В., Корнеев И.Ю., Тилеманн Ф.-К. Сверхтяжелые элементы и r-процесс // Ядерная физика. 2009б. Vol. 72. P. 1070-1077.
257. Панов и др. (I.V. Panov, I.Yu. Korneev, T. Rauscher, Thielemann F.-K.) Neutron-induced astrophysical reaction rates for translead nuclei // Astron. Astroph. 2010. Vol. 513. id. A61. P. 1-14.
258. Панов и др. (I.V. Panov, I.Yu. Korneev, T. Rauscher, F.-K. Thielemann) Neutron-induced reaction rates for the r-process // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Vol. 75. P. 520-527.
259. Панов И.В., Корнеев И.Ю., Лютостанский Ю. С., Тилеманн Ф.-К. Вероятности запаздывающих процессов для ядер, участвующих в r-процессе // Ядерная физика. 2013. Т. 76. С. 90-103.
260. Панов И.В., Корнеев И.Ю., Мартинец-Пинедо Г., Тилеманн Ф.-К. Влияние скорости спонтанного деления на выход сверхтяжелых элементов в r-процессе // Письма в Астрономический журнал. 2013. Т. 39. С. 173-184.
261. Панов И.В., Долгов А.Д. Влияние моделей спонтанного деления на образование ядер космохронометров в r-процессе // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 504-507.
262. Патык и др. (Z. Patyk, R. Smolanczuk and A. Sobiczewski) // Nucl. Phys. A. 1997. Vol.

- 626(1). P. 337-340.
263. Перелыгин и др. (V.P. Perelygin, N.H. Shadieva, S.P. Tretiakova et al.) Ternary fission produced in Au, Bi, Th and U with Ar ions // Nucl. Phys. A. 1969. Vol. 127. P. 577-585.
264. Перелыгин и др. (V.P. Perelygin, Yu.V. Bondar, W. Ensinger et al.) // Nucl. Phys. A. 2003. Vol. 718. P. 410-412.
265. Пирсон и др. (J.M. Pearson, R.C. Nayak, S. Goriely) Nuclear mass formula with Bogolyubov-enhanced shell-quenching: application to r-process // Phys. Lett. B. 1996. Vol. 387. P. 455-459.
266. Петерманн и др. (I. Petermann, A. Arcones, A. Kelic et al.) r-process nucleosynthesis calculations with complete nuclear physics input In Int. Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in the Cosmos - X"(July 27 - August 1, 2008, Michigan, USA): proceedings / PoS (NIC X) 2008. id. 143. P. 1-5.
267. Петерманн и др. (I. Petermann, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, I.V. Panov, P.-G. Reinhard, and F.-K. Thielemann) Have superheavy elements been produced in nature? // Eur. Phys. J. A. 2012. Vol. 48. id. 122. P. 1-12.
268. Писсанецки (S. Pissanetzky) Sparse matrix Technology, Academic Press, London Orlando etc. 1984. (русский перевод: Технология разреженных матриц. М., Мир, 1988).
269. Покровский (G. I. Pokrowski) // Physik. Z. 1931. Vol. 32. P. 374.
270. Прантзос (N. Prantzos) On the early chemical evolution of the Milky Way (Int. Symposium on Nuclear Astrophysics — Nuclei in the Cosmos, June 25-30 2006 CERN, Geneva): proceedings // PoS (NIC IX) id. 254. P. 1-11.
271. Птицын, Чечеткин (D.A. Ptitsyn, V.M. Chechetkin) Creation of the Iron-Group Elements in a Supernova Explosion // Soviet Astronomy Letters. 1980. Vol. 6. P. 61-64.
272. Птицын, Чечеткин (D.A. Ptitsyn, V.M. Chechetkin) On nucleosynthesis in supernovae beyond the iron peak // Soviet Astronomy Letters. 1982. Vol. 8. P. 600-606.
273. Прют и др. (J. Pruet, S. E. Woosley, R. Buras, H.-T. Janka, & R. D. Hoffman) Nucleosynthesis in the Hot Convective Bubble in Core-Collapse Supernovae // The Astrophysical Journal. 2005. Vol. 623(1). P. 325-336.
274. Пфейфер и др. (B. Pfeiffer, K.-L. Kratz, F.-K. Thielemann, W.B. Walters) Nuclear structure studies for the astrophysical r-process // Nuclear Physics A. Vol. 693(1-2). P. 282-324.
275. Райан (S.G. Ryan, J.E. Norris, T.C. Beers) Extremely Metal-poor Stars. II. Elemental Abundances and the Early Chemical Enrichment of the Galaxy // Astrophysical Journal.

1996. Vol. 471. P. 254-278.
276. Раушер и др. (T. Rauscher, J.H. Applegate, J.J. Cowan, F.-K. Thielemann, M. Wiescher) Production of heavy elements in inhomogeneous cosmologies // *Astrophys. J.* 1994. Vol. 429. P. 499-530.
277. Раушер и др. (T. Rauscher, F.-K. Thielemann, K.-L. Kratz) Applicability of the Hauser-Feshbach approach for the determination of astrophysical reaction rates // *Nucl. Phys. A.* 1997. Vol. 621. P. 331-334.
278. Раушер, Тилеманн (T. Rauscher, F.-K. Thielemann) Astrophysical Reaction Rates From Statistical Model Calculations // *Atomic Data Nucl. Data Tables.* 2000. Vol. 75(1-2). P. 1-351.
279. Раушер, Тилеманн (T. Rauscher & F.-K. Thielemann) Tables of Nuclear Cross Sections and Reaction Rates: AN Addendum to the Paper "ASTROPHYSICAL Reaction Rates from Statistical Model Calculations" // *At. Data Nucl. Data Tables.* 2001. Vol. 79. P. 47-64.
280. Рембгес и др. (F. Rembges, C. Freiburghaus, T. Rausher, F-K. Thielemann, H. Schatz, M. Wiescher) An Approximation for the rp-Process // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 484. P. 412-423.
281. Редфо (Reffo G.) Theory for Applications // IAEA-SMR43. Triest. 1980. P. 205.
282. Рен, Ха (Z. Ren, C. Xu) Spontaneous fission half-lives of heavy nuclei in ground state and in isomeric state // *Nucl. Phys. A.* 2005. Vol. 759. P. 64-78.
283. Ронин (Y. Ronen) Indications of the validity of the liquid drop model for spontaneous fission half-lives // *Annals of Nuclear Energy.* 2004. Vol. 31. P. 323-329.
284. Россвог и др. (S. Rosswog, M. Liebendorfer, F.-K. Thielemann et al.) Mass ejection in neutron star mergers. "Stellar Evolution, Stellar Explosions and Galactic Chemical Evolution". 2nd Oak Ridge Symposium on Atomic and Nuclear Astrophysics (Oak Ridge, Tennessee, 2-6 December 1997): Proceedings / Edited by Anthony Mezzacappa. Institute of Physics Publishing. 1998. P. 729.
285. Россвог и др. (S. Rosswog, M. Liebendörfer, F.-K. Thielemann et al.) Mass ejection in neutron star mergers // *Astron. Astrophys.* 1999. Vol. 341. P. 499-526.
286. Рудферт, Янка (M. Ruffert, H.-Th. Janka) Gamma-ray bursts from accreting black holes in neutron star mergers // *Astronomy and Astrophysics.* 1999. Vol. 344. P. 573-606.
287. Рудферт, Янка (M. Ruffert, H.-Th. Janka) Polytropic neutron star - black hole merger simulations with a Paczyn'ski-Wiita potential // *Astronomy and Astrophysics.* 2010. Vol.

514. id. A66. P. 1-12.
288. Самин и др. (M. Samyn, S. Goriely, P.-H. Heenen) A Hartree-Fock-Bogoliubov mass formula // Nucl. Phys. A. 2002. Vol. 700(1). P. 142-156.
289. Святечки (W. J. Swiatecki) Systematics of Spontaneous Fission Half-Lives // Phys. Rev. 1955. Vol. 100. P. 937-938.
290. Свёк и др. (S. Cwiok, J. Dobaczewski, P.-H. Heenen, P. Magierski, W. Nazarewicz) Shell structure of the superheavy elements // Nucl. Phys. A. 1996. Vol. 611(2). P. 211-246.
291. Сигер и др. (P.A. Seeger, W.A. Fowler, D.D. Clayton) Nucleosynthesis of Heavy Elements by Neutron Capture // Astrophys. J. Suppl. 1965. Vol. 11. P. 121-166.
292. Симбалисти, Шрамм (E.M.D. Symbalisty, D.N. Schramm) Neutron star collisions and the r-process // Astrophys. Letters. 1982. Vol. 22(4). P. 143-145.
293. Симмерер, Снеден (J. Simmerer, C. Sneden) The Rise of the s-Process in the Galaxy // Astrophys. J. 2004. Vol. 617. P. 1091-1114.
294. Смирекин (G.N. Smirenkin) Preparation of evaluated data for a fission barrier parameter library for isotopes with Z = 82 - 98, with consideration of the level density models used // IAEA-report INDC(CCP)-359. 1993. P. 1-33.
295. Смирекин Г.Н., Иткис М.Г. (G.N. Smirenkin, M.G. Itkis) Symmetric and asymmetric fission of nuclei lighter than radium // Nucl. Phys. 1989. Vol. 502. P. 243-260.
296. Смолянчук (R. Smolanchuk) Properties of the hypothetical spherical superheavy nuclei // Phys.Rev. C. 1997. Vol. 56. P. 812-824.
297. Снеден и др. (C. Sneden, McWilliam A., G.W. Preston et al.) The Ultra-Metal-poor, Neutron-Capture-rich Giant Star CS 22892-052 // Astrophysical Journal. 1996. Vol. 467. P. 819-840.
298. Снеден и др. (C. Sneden, J.J. Cowan, I.I. Ivans et al.) Evidence of Multiple R-Process Sites in the Early Galaxy: New Observations of CS 22892-052 // Astrophys. J. Lett. 2000. Vol. 533. P. L139-142.
299. Снеден и др. (C. Sneden, W. Aoki, S. Honda, T. C. Beers) Measurement of the Europium Isotope Ratio for the Extremely Metal poor, r-Process-enhanced Star CS 31082-001 // The Astrophysical Journal. 2003. Vol. 586(1). P. 506-511.
300. Собичевский и др. (A. Sobiczewski, F.A. Gareev, B.N. Kalinkin) Closed shells for Z > 82 and N > 126 in a diffuse potential well // Phys. Lett. 1966. Vol. 22. P. 500-502.
301. Собичевский, Розми (A. Sobiczewski, P. Rozmej) Estimation of the Inaccuracy of Calculated

- Masses and Fission-Barrier Heights of Heavy Nuclei // Int. J. Mod. Phys. E. 2011. Vol. 20. P. 325-332.
302. Соппера и др. (N. Soppera, M. Bossant, H. Henriksson, P. Nagel, & Y. Rugama) Recent upgrades to the nuclear data tool JANIS // in: Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (April 22-27, 2007, Nice, France): proceedings / (ed. e. a. O. Bersillon, EDP Sciences). 2008. P. 773-776.
303. Струтинский (V.M. Strutinsky) Shell effects in nuclear masses and deformation energies // Nucl. Phys. A. 1967. Vol. 95. P. 420-442.
304. Сумиёши и др. (K. Sumiyoshi, H. Suzuki, K. Otsuki, M. Terasawa, & Sh. Yamada) Hydrodynamical Study of Neutrino-Driven Wind as an r-Process Site // Publ. Astron. Soc. Japan. 2000. Vol. 52. P. 601-611.
305. Сумиёши и др. (K. Sumiyoshi, M. Terasawa, G.J. Mathews, T. Kajino, S. Yamada, H. Suzuki) r-Process in Prompt Supernova Explosions Revisited // The Astrophysical Journal. Vol. 562(2). P. 880-886.
306. Сумиёши (K. Sumiyoshi) R-process in prompt and delayed supernova explosions. Nuclear Physics A. 2003. Vol. 721. P. C1036-C1039.
307. Такахashi и др. (K. Takahashi, J. Witt, H.-Th. Janka) Nucleosynthesis in neutrino-driven winds from protoneutron stars II. The r-process. Astron. Astrophys. 1994. Vol. 286. P. 857-869.
308. Tasaka K. (Tasaka K.) // Report JAERI-M 5997, Japan, 1975.
309. Takiwaki T., Kotake K., Sato K., Special Relativistic Simulations of Magnetically Dominated Jets in Collapsing Massive Stars // The Astrophysical Journal. 2009. Vol. 691(2). P. 1360-1379.
310. Тачибана и др. (T. Tachibana, M. Uno, M. Yamada, S. Yamada) Empirical Mass Formula with Proton-Neutron Interaction // ADNDT. 1988. Vol. 39. P. 251-258.
311. Терасава и др. (M. Terasawa, K. Sumiyoshi, T. Kajino, G. Mathews, I. Tanikata) New Nuclear Reaction Flow during r-Process Nucleosynthesis in Supernovae: Critical Role of Light, Neutron-rich Nuclei // The Astrophysical Journal. 2001. Vol. 562. P. 470-479.
312. Терасава и др. (M. Terasawa, K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, & T. Kajino) r-Process Nucleosynthesis in Neutrino-driven Winds from a Typical Neutron Star with M=1.4 Msolar // The Astrophysical Journal. 2002. Vol. 578(2). P. L137-L140.
313. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, M. Arnould, W. Hillebrandt) Meteoritic anomalies and explosive neutron processing of helium-burning shells // Astron. Astrophys. 1979. Vol. 74. P.

- 175-185.
314. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, J. Metzinger, H. V. Klapdor) Beta-delayed fission and neutron emission: Consequences for the astrophysical r-process and the age of the galaxy // Zeitschrift fur Physik. A. 1983. Vol. 309(4). P. 301-317.
315. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, M. Arnould, W. Truran) Thermonuclear reaction rates for astrophysical applications. In Advances in Nucl. Astrophysics (Paris 1987): proceedings / Eds. Vangioni-Flam E. et al. Gif sur Yvette: Editions Frontiers. 1987. P. 525.
316. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, A.G.W. Cameron, J.J. Cowan) Fission and the astrophysical R-process. In: Int. Conf. 50 years with Nuclear Fission (Maryland, USA, April 25-28, 1989) / Eds. J. Behrens, A.D. Carlson. Gaithersburg, Maryland. 1989. p. 592-642.
317. Тилеманн и др., (F.-K. Thielemann, C. Freiburghaus, T. Rauscher et al.) Explosive nucleosynthesis close to the drip lines // Acta physica polonica B. 1998a. Vol. 29. P. 3503-3513.
318. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, T. Rausher, C. Freiburghaus, K. Nomoto, M. Hashimoto, B. Pfeiffer, K.-L. Kratz) Nucleosynthesis Basics and Applications to Supernovae. in: Nuclear and Particle Astrophysics (Mexican School on Nuclear Astrophysics) / Editors Jorge Gustavo Hirsch, Danny. Cambridge University Press, UK. 1998б. P. 27-78.
319. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, P. Hauser, E. Kolbe, et al.) Heavy elements age determinations. Space Science Reviews. 2002. Vol. 100. P. 277-296.
320. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, D. Argast, F. Brachwitz et al.) Nuclear cross sections, nuclear structure and stellar nucleosynthesis. // Nuclear Physics A. 2003. Vol. 718. P. 139-146.
321. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemanna, A. Arcones, R. Kappeli et al.) What are the astrophysical sites for the r-process and the production of heavy elements? // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2011. Vol. 66. P. 346-353.
322. Тиммс и Вусли (F.X. Timmes, S.E. Woosley) The conductive propagation of nuclear flames. I - Degenerate C + O and O + NE + MG white dwarfs // Astrophysical Journal, Part 1. 1992. Vol. 396(2). P. 649-667.
323. Тиммс, Арнетт (F.X. Timmes, D. Arnett) The Accuracy, Consistency, and Speed of Five Equations of State for Stellar Hydrodynamics // Astrophys. J. Suppl. 1999. Vol. 125. P. 277-294.
324. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, Описание сверхтяжелых ядер с использованием

- модифицированного функционала энергии DF3 // Ядерная физика. 2010. Т. 73 С. 1731-1746.
325. Томпсон и др. (T. A. Thompson, A. Burrows, B. S. Meyer) The Physics of Proto-Neutron Star Winds: Implications for r-Process Nucleosynthesis // The Astrophysical Journal. 2001. Vol. 562. P. 887-908.
326. Товессон и др. (F. Tovesson, T.S. Hill, J.D. Baker, & C.A. McGrath) Neutron induced fission of Pu240,242 from 1 eV to 200 MeV // Phys. Rev. C. 2009. Vol. 79(1). id. 014613. P. 1-9.
327. Торсетт (S.E. Thorsett) The Gravitational Constant, the Chandrasekhar Limit, and Neutron Star Masses // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 1432-1435.
328. Томас и др. (R. Tomás, M. Kachelrie, G. Raffelt, A. Dighe, H.-T. Janka, L. Scheck) Neutrino signatures of supernova forward and reverse shock propagation // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2004. № 09. id.015. P. 1-23.
329. Труран и др. (J.W. Truran, J.J. Cowan, A.G.W. Cameron) The helium-driven r-process in supernovae // Astrophys. J. Lett. 1978. Vol. 222. P. L63-L67.
330. Труран и Коэн. (J.W. Truran, J.J. Cowan) On the Site of the Weak r-Process Component. Workshop on Nuclear Astrophysics (Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, March 20-25, 2000): proceedings / Eds. W.Hillebrandt, E.Müller. (MPA/P12). 2000. P. 64.
331. Уилер и др. (J.G. Wheeler, J.J. Cowan, W. Hillebrandt) The r-Process in Collapsing O/Ne/Mg Cores // Astrophys. J. Lett. 1998. Vol. 493. P. L101-L104.
332. Уинтлер и др. (C. Winteler, R. Käppeli, A. Perego, et al.) Magnetorotationally Driven Supernovae as the Origin of Early Galaxy r-process Elements? // The Astrophysical Journal Letters. 2012. Vol. 750. L22-L26.
333. Фаруки и др., (K. Farouqi, K.-L. Kratz, L.I. Mashonkina, B. Pfeiffer, J. J. Cowan, F.-K. Thielemann, J. W. Truran) Nucleosynthesis Modes in The High-Entropy Wind of Type II Supernovae: Comparison of Calculations With Halo-Star Observations // The Astrophysical Journal Lett. 2009. Vol. 694(1). P. L49-L53.
334. Фаруки и др. (K. Farouqi, K.-L. Kratz, B. Pfeiffer, T. Rauscher, F.-K. Thielemann, J. W. Truran) Charged-particle and Neutron-capture Processes in the High-entropy Wind of Core-collapse Supernovae // The Astrophysical Journal. 2010. Vol. 712(2). P. 1359-1377.
335. Фаулер У., Хойл Ф., Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и Сверхновых (М.: Мир, 1967).

336. Фаулер и др. (W.A. Fowler, G.E. Caughlan, & B. A. Zimmerman) Thermonuclear Reaction Rates // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1967. Vol. 5. P. 525-570.
337. Фаулер (W.A. Fowler) High Temperature Nuclear Astrophysics // *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society.* 1974. Vol. 15. P. 82-106.
338. Фешбах и др. (H. Feshbach, C.E. Porter, V.E. Weiskopf) Model for Nuclear Reactions with Neutrons // *Phys. Rev.* 1954. V. 96. P. 448-464.
339. Фишер и др. (T. Fischer, S.C. Whitehouse, A. Mezzacappa, F.-K. Thielemann, M. LiebendÖrfer) Protoneutron star evolution and the neutrino-driven wind in general relativistic neutrino radiation hydrodynamics simulations // *Astron. Astrophys.* 2010. Vol. 517. id. 80. P. 1-25.
340. Флеров (G.N. Flerov, G.M. Ter-Akopian) REVIEW ARTICLE: Superheavy nuclei // *Rep. Prog. Phys.* 1983. Vol. 46. P. 817-875.
341. Фрайбургхаус и др. (C. Freiburghaus, S. Rosswog, F.-K. Thielemann) R-Process in Neutron Star Mergers // *Astrophys. J. Lett.* 1999a. Vol. 525. P. L121-L124.
342. Фрайбургхаус и др. (C. Freiburghaus, J.-F. Rembges, T. Rauscher, et al.) The Astrophysical r-Process: A Comparison of Calculations following Adiabatic Expansion with Classical Calculations Based on Neutron Densities and Temperatures // *Astrophys. J. Lett.* 1999b. Vol. 516. P. 381-398.
343. Фрайер и др. (C. L. Fryer, F. Herwig, A. Hungerford, F. X. Timmes) Supernova Fallback: A Possible Site for the r-Process // *The Astrophysical Journal.* 2006. Vol. 646(2). P. L131-L134.
344. Фуллер и др. (G.M. Fuller, W.A. Fowler, M.J. Newman) Stellar weak interaction rates for intermediate-mass nuclei. IV - Interpolation procedures for rapidly varying lepton capture rates using effective log (ft)-values // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 293. P. 1-16.
345. (Фуллер и Майер) Fuller G.M. & Meyer B.S. Neutrino Capture and Supernova Nucleosynthesis // *Astrophysical J.* 1995. Vol. 453. P. 792-809.
346. Фуджимото и др. (S. Fujimoto, N. Nishimura, M. Hashimoto) Nucleosynthesis in Magnetically Driven Jets from Collapsars // *The Astrophysical Journal.* 2008. Vol. 680(2). P. 1350-1358.
347. Халперн И. Деление ядер / М: Физматгиз. 1962.
348. Хан, Вусли (Y.-Z. Qian & S.E. Woosley) Nucleosynthesis in Neutrino-driven Winds. I. The Physical Conditions // *The Astrophysical Journal.* 1996. Vol. 471. P. 331-351.
Supernovae as the Site of the r-Process: Implications for Gamma-Ray Astronomy

349. Хан и др. (Y.-Z. Qian, P. Vogel, G.J. Wasserburg), Diverse Supernova Sources for the r-Process // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 494. P. 285-296.
350. Хан и Вассербург (Y.-Z. Qian, G.J. Wasserburg) Stellar abundances in the early galaxy and two /r-process components // *Physics reports.* 2000. Vol. 333. P. 77-108.
351. Хан (Y.-Z. Qian) Neutrino-induced Fission and r-Process Nucleosynthesis // *Astrophys. J.* 2002a. Vol. 569 P. L103-L106.
352. Хан, Вассербург (Y.-Z. Qian and G.J. Wasserburg) Determination of Nucleosynthetic Yields of Supernovae and Very Massive Stars from Abundances in Metal-Poor Stars // *Astrophysical Journal.* 2002b. Vol. 567. P. 515-531.
353. Хансен (P. G. Hansen) The beta strength function // *Adv. Nucl. Phys.* 1973. Vol. 7. P. 159.
354. Хаузер и Фешбах (W. Hauser, H. Feshbach) The Inelastic Scattering of Neutrons // *Phys. Rev.* 1952. Vol. 87. P. 366-373.
355. Хербах и др. (C.-M. Herbach, D. Hilscher, V.G. Tishchenko et al.) Search for mass-symmetric ternary fission in the reactions $^{14}\text{N}(53 \text{ /AMeV})/ + ^{197}\text{Au}$ and ^{232}Th // *Nucl. Phys. A.* 2002. Vol. 712. P. 207-246.
356. Хикс, Тилеманн (W. Hix, F.-K. Thielemann) Silicon Burning. II. Quasi-Equilibrium and Explosive Burning // *Astrophys. J.* 1999a. Vol. 511. P. 862-875.
357. Хикс, Тилеманн (W.R. Hix, F.-K. Thielemann) Computational methods for nucleosynthesis and nuclear energy generation // *J. Comput. Appl. Math.* 19996. Vol. 109(1-2), P. 321-351.
358. Хилл, Уилер (D.L. Hill, J.A. Wheeler) Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena // *Phys. Rev.* 1953. Vol. 89. P. 1102-1145.
359. Хилл и др. (V. Hill, B.Plez, R.Cayrel et al.) First stars. I. The extreme r-element rich, iron-poor halo giant CS 31082-001. Implications for the r-process site(s) and radioactive cosmochronology // *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 387. P. 560-579.
360. Хиллебрандт и Тилеманн (W. Hillebrandt, F.-K. Thielemann) The Production of r-process Seeds at Low Densities // *Astron. Astrophys.* 1977. Vol. 58. P. 357-362.
361. Хиллебрандт (W. Hillebrandt) The rapid neutron-capture process and the synthesis of heavy and neutron-rich elements // *Space Sci. Rev.* 1978. Vol. 21. P. 639-702.
362. Хиллебрандт и др. (W. Hillebrandt, K. Nomoto, R.G. Wolf) Supernova explosions of massive stars - The mass range 8 to 10 solar masses // *Astron. Astrophys.* 1984. Vol. 133. P. 175-184.
363. Хильф и др. (E.R. Hilf, H.V. Groote, K. Takahashi) Shell Correction to the Droplet Model.

- In Proc. 3 Int. Conf. on Nucl. far from Stability (19 - 26 May 1976, Cargese, Corsica, France) / Ed. Klapisch. Geneva. CERN-76-13. 1976. P. 142-148.
364. Хинен, Назаревич (P.-H. Heenen, W. Nazarewicz) Quest for superheavy nuclei // Europhys. News. 2002. Vol. 33(1). P. 5-9.
365. Ховард и Никс (W.M. Howard, J.R. Nix) Production of Superheavy Nuclei by Multiple Capture of Neutrons // Nature. 1974. Vol. 247. P. 17-20.
366. Ховард и Мёллер (W.M. Howard, P. Möller) Calculated Fission Barriers, Ground-State Masses, and Particle Separation Energies for Nuclei with $76 \leq Z \leq 100$ and $140 \leq N \leq 184$ // ADNDT, 1980. Vol. 25. P. 219-285.
367. Холмс и др. (J. Holmes, S. Woosley, W. Fowler, B. Zimmerman) Tables of Thermonuclear Reaction-Rate Data for Neutron-Induced Reactions on Heavy Nuclei // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1976. Vol. 18. P. 305-412.
368. Хонда и др. (S. Honda, W. Aoki, T. Kajino et al.) Spectroscopic Studies of Extremely Metal-Poor Stars with the Subaru High Dispersion Spectrograph. II. The r-Process Elements, Including Thorium // The Astrophysical Journal. 2004. Vol. 607(1). P. 474-498.
369. Хонда и др. (S. Honda, W. Aoki, Y. Ishimaru, S. Wanajo, S. G. Ryan) Subaru/HDS studies of r-process elements in metal-poor stars from near UV-spectra // International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies 2005: New Horizon of Nuclear Astrophysics and Cosmology. AIP Conference Proceedings. 2006. Vol. 847. P. 221-226.
370. Хоффман и др. (R. D. Hoffman, S. E. Woosley, G. M. Fuller, B. S. Meyer) Production of the Light p-Process Nuclei in Neutrino-driven Winds // Astrophys. J. 1996. Vol. 460. P. 478-488.
bibitemHoff97 Хоффман и др. (R. D. Hoffman, S. E. Woosley, Y.-Z. Qian) Nucleosynthesis in Neutrino-driven Winds. II. Implications for Heavy Element Synthesis // Astrophysical Journal. 1997. Vol. 482 P. 951-962.
371. Хоффман и Миценберг (S. Hofmann, G. Munzenberg) The discovery of the heaviest elements // Rev. Mod. Phys. 2000. Vol. 72. P. 733-767.
372. Хоффман (S. Hofmann) Superheavy Elements // Lect. Notes Phys. 2009. Vol. 764. P. 203-252.
373. Хюденпол и др. (L. Hudepohl, B. Mueller, H.-T. Janka et al.) Neutrino signal of electron-capture supernovae from core collapse to cooling // Physical Review Letters. Vol. 104(25). id. 251101. P. 1-5.
374. Хьюэл и Лоример (E.P.J. van den Heuvel, D.R. Lorimer) On the galactic and cosmic merger

- rate of double neutron stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1996. Vol. 283(2). P. L37-L40.
375. Чадвик и др. (M.B. Chadwick, P. Obložinský, M. Herman et al.) ENDF-B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology // Nuclear Data Sheets. 2006. Vol. 107. P. 2931-3060.
376. Чечеткин и др. (V.M. Chechetkin, M. Kowalski) Production of heavy elements in nature // Nature. 1976. Vol. 259, P. 643-644.
377. Чечеткин (V. M. Chechetkin) Nucleosynthesis of Remote Transuranium Elements // Soviet Astronomy. 1971. Vol. 15(1). P. 45-50.
378. Чечеткин и др. (V.M. Chechetkin, S.S. Gerstein, V.S. Imshennik et al.) Types I and II supernovae and the neutrino mechanism of thermonuclear explosion of degenerate carbon-oxygen stellar cores // Astrophys. Space Sci. 1980. Vol. 67. P. 61-97.
379. Чечеткин и др. (V.M. Chechetkin, Yu.S. Lyutostansky, S.V. Malevanny, I.V. Panov) Neutron-rich nuclei and nucleosynthesis. // Sov. J. Nucl. Phys. (USA). 1988. Vol. 47. P. 1226-1237.
380. Шмидт и др. (K.-H. Schmidt, J. Benlliure, C. Böckstiegel et al.) New results on structure effects in nuclear fission // Nuclear Physics A. 2001. Vol. 685(1). P. 60-71.
381. Шрамм, Фаулер (D.N. Schramm, W.A. Fowler) Synthesis of Superheavy Elements in the r-Process // Nature. 1971. Vol. 231. P. 103-106.
382. Шрамм (Schramm D.N.) Explosive r-process Nucleosynthesis // Astrophys. J. 1973. Vol. 185. P. 293-302.
383. Шрамм и Фисэ (D.N. Schramm, E.O. Fiset) Superheavy Elements and the R-Process // Astrophys. J. 1973. Vol. 180. P. 551-570.
384. Штод и др. (A. Staudt, E. Bender, K. Muto, H.V. Klapdor-Kleingrothaus) Second-Generation Microscopic Predictions of Beta-Decay Half-Lives of Neutron-Rich Nuclei // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1990. Vol. 44. P. 79-132.
385. Штод и др. (A. Staudt, M. Hirsh, K. Muto et al.) Calculation of ?-delayed fission of ^{180}Tl and application of the quasiparticle random-phase approximation to the prediction of beta+-decay half-lives of neutron-deficient isotopes // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. P. 1543-1546.
386. Штод и др. (A. Staudt, H.V. Klapdor-Kleingrothaus) Calculation of beta-delayed fission rates of neutron-rich nuclei far off stability // Nucl. Phys. A. 1992. Vol. 549. P. 254-264.
387. Шурман и др. (R. Surman, G. McLaughlin, M. Ruffert, et al.) r-Process Nucleosynthesis

- in Hot Accretion Disk Flows from Black Hole-Neutron Star Mergers // The Astrophysical Journal. 2008. Vol. 679(2). P. L117-L120.
388. Эйхлер и др. (D. Eichler, M. Livio, T. Piran, D.N. Schramm) Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars // Nature. 1989. Vol. 340. P. 126-128.
389. Эпштейн и др. (R.I. Epstein, S.A. Colgate, W.C. Haxton) Neutrino-induced r-process nucleosynthesis // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2038-2041.
390. Эрлер и др. (J. Erler, K. Langanke, H.P. Loens, G. Martinez-Pinedo, P.G. Reinhard). Fission properties for r-process nuclei // Phys. Rev. C. 2012. Vol. 85. id. 025802. P. 1-12.
391. Янка, Мюллер (H.-Th. Janka, E. Müller) Neutrino-driven Type-II supernova explosions and the role of convection. // Physics Reports. 1995a. Vol. 256(1-3). P. 135-156.
392. Янка, Мюллер (H.-Th. Janka, E. Müller) The First Second of a Type II Supernova: Convection, Accretion, and Shock Propagation // Astrophysical Journal Letters. 1995b. Vol. 448. P. L109-L114.
393. Янка и др. (H.-Th. Janka, Th. Eberl, M. Ruffert, C. L. Fryer) Black Hole-Neutron Star Mergers as Central Engines of Gamma-Ray Bursts // The Astrophysical Journal 1999. Vol. 527(1). P. L39-L42.
394. Янка и др. (H.-T.Janka, Th. Zwerger, and R.Mönchmeyer) Does artificial viscosity destroy prompt type-II supernova explosions? // Astron. Astrophys. 1993. Vol. 268. P. 360-368.
395. Янка и др. (H.-T. Janka, R. Buras, K. Kifonidis, T. Plewa, M. Rampp) Core collapse and then? The route to massive star explosions. Workshop "From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae"(Garching, Germany, 29-31 Juli 2002): proceedings / Eds. W. Hillebrandt and B. Leibundgut. Springer-Verlag. 2002. P. 39.
396. Янеке и др. (J. Janecke, F. D. Becchetti, A. M. van den Berg et. al.) Studied reaction $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ and others at $E(^3\text{He}) = 200$ MeV, obtained zero degree cross sections for gs and 3.55 Mev excited states. // Nucl. Phys. A. 1991. Vol. 526(1). P. 1-35.