

Нейтронная радиоактивность

Ю. Ю. Овчаров

По существующим оценкам возможное число атомных ядер, существующих в природе, составляет около 6500. Однако в настоящее время известно лишь около 3500 атомных ядер. Предполагается существование еще порядка 3000 ядер, большая часть которых находится около нейтронной линии стабильности. Такие ядра имеют значительный избыток нейтронов, и для них распад по нейтронному каналу является энергетически более выгодным, чем α -распад.

Нейтронная радиоактивность и нейтроноизбыточные ядра

Нейтронная радиоактивность – это процесс испускание нейтронов из основного состояния ядра.

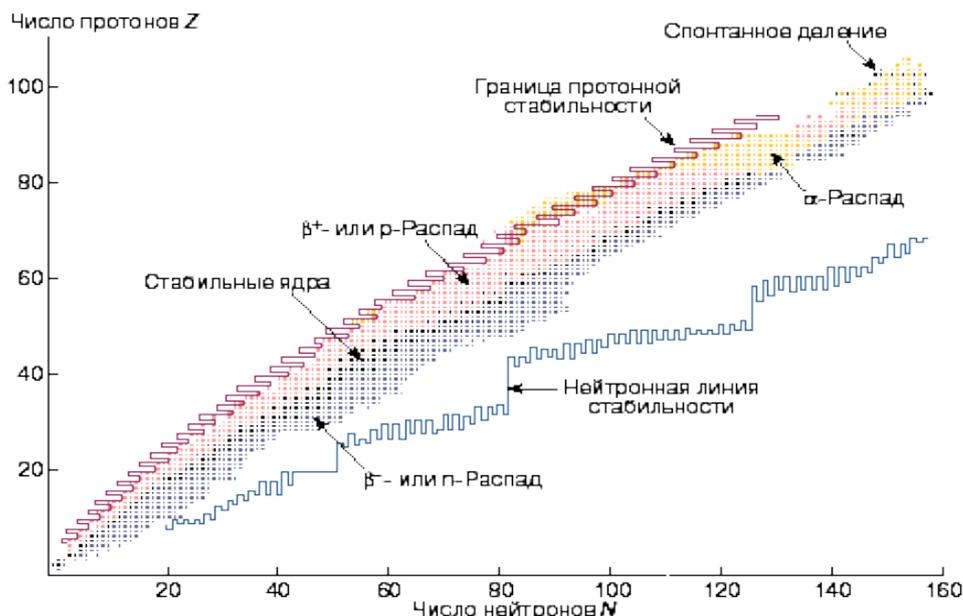


Рис. 1. N-Z диаграмма атомных ядер.

Рассмотрим N-Z диаграмму (рис. 1). С левой стороны от долины стабильности располагаются ядра, имеющие в своем составе число протонов большее, чем число нейтронов. Такие изотопы испытывают β -распады, либо распадаются с испусканием протонов. С правой стороны, за стабильными ядрами располагаются нейтроноизбыточные ядра. Эта область недостаточно исследована. В этой области расположено около 3-х тысяч ядер, возможность существования которых предсказана различными ядерными моделями. Однако эти ядра пока еще не обнаружены.

Для нейтроноизбыточных легких ядер, расположенных на границе нейтронной радиоактивности (neutron drip-line) наблюдается распад ядра (A, Z) из основного состояния с испусканием нейтронов. При этом массовое число A уменьшается на единицу, а заряд ядра Z не изменяется.



В настоящее время число обнаруженных ядер, распадающихся с испусканием нейтронов, составляет порядка ~ 20 . Нейтронную радиоактивность испытывают все тяжелые изотопы лёгких ядер с $Z = 1$ (${}^4, {}^5, {}^6\text{H}$) и $Z = 2$ (${}^5, {}^7, {}^9, {}^{10}\text{He}$). Это явление наблюдается вплоть до изотопов с $Z = 16$. Такие тяжелые изотопы, как ${}^{26}\text{O}$, ${}^{33}\text{Ne}$, ${}^{36}\text{Na}$, ${}^{39}\text{Mg}$ и ${}^{49}\text{S}$ тоже распадаются по нейтронному каналу.

Поскольку в формуле Вайцзеккера член, отвечающий за энергию симметрии

$$E_{\text{симм}} = 23.6(A-2Z)^2/A$$

входит с отрицательным знаком, то с ростом числа нейтронов в нейтроноизбыточных ядрах растет и вероятность распада.

В отличие от протонной радиоактивности в случае нейтронной радиоактивности период полураспада с испусканием нейтрона определяется в основном орбитальным моментом, уносимым нейтроном. Для нейтронов не существует кулоновского потенциального барьера, но существует центробежный потенциальный барьер.

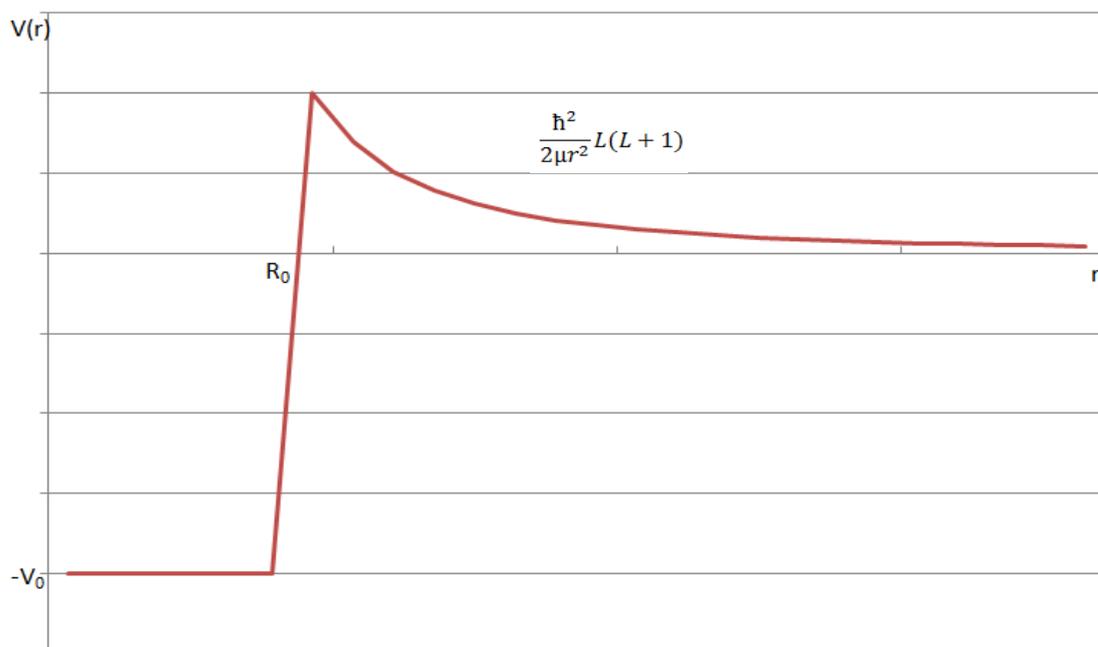


Рис. 2. Схематичное изображение потенциального барьера для нейтронов.

При распаде атомных ядер с испусканием нейтронов может сильно изменяться конфигурация начального ядра, что также приводит к увеличению времени жизни радиоактивных ядер.

Граница нейтронной радиоактивности (стабильности)

Теоретические оценки границы нейтронной стабильности сильно модельно зависимы - они зависят от используемых приближений для описания среднего поля и параметров N-N взаимодействия. Основная проблема состоит в том, насколько надежно можно экстраполировать параметры моделей, полученные для описания ядер вблизи долины стабильности, в область ядер с большим избытком нейтронов. Граница нейтронной стабильности не описывается гладкой линией. Это связано с проявлением эффектов спаривания. В некоторых случаях энергия спаривания составляет 2-3 МэВ и превышает энергию связи нейтрона в ядре, что приводит к четно-нечетному эффекту. Добавление одного нейтрона к нестабильному ядру с нечетным числом нейтронов может привести к значительному увеличению энергии связи и даже к смене знака энергии связи.

Получение нейтроноизбыточных ядер вблизи границы нейтронной радиоактивности представляет сложную проблему. В первую очередь это связано с тем, что нейтронная граница ($B_n = 0$) отстоит гораздо дальше от долины стабильности, чем протонная ($B_p = 0$). Поэтому граница нейтронной стабильности не установлена за исключением легчайших ядер. Так, например, самый тяжелый изотоп олова, обнаруженный на сегодняшний день ^{137}Sn , в то время как теория предсказывает существование дважды магического изотопа ^{176}Sn ($Z = 50, N = 126$). При продвижении к границе нейтронной стабильности необходимо использовать экспериментальные методы, обладающие высокой селективностью, высокой скоростью анализа продуктов и высокой эффективностью для того, чтобы было возможно отделить короткоживущие изотопы, образующиеся с очень малым сечением. Так, например, широко используемый метод кремниевых детекторов непригоден для этих целей, т.к. несмотря на свою быстроту он не обеспечивает требуемой селективности продуктов реакции и имеет малый телесный угол.

Метод расщепления мишеней протонами годится лишь для очень легких ядер. Он был использован для обнаружения нейтронной границы для изотопов $Z < 10$.

Для получения более тяжелых ядер используется метод ISOL, метод деления тяжелых ядер. Большое количество новых нейтроноизбыточных изотопов было получено методом обратной кинематики - фрагментации тяжелой налетающей частицы на мишени из легких ядер.

Наиболее нейтроноизбыточными изотопами в области $10 < Z < 13$ являются ^{34}Ne , ^{37}Na , ^{40}Mg и ^{43}Al и экспериментально граница стабильности относительно нейтронного распада на сегодня не достигнута. Попытка продвинуться к более нейтроноизбыточным изотопам в этой области была предпринята в RIKEN. Для получения нейтроноизбыточных ядер использовалась фрагментация пучка ^{48}Ca с энергией 70 МэВ/нуклон на мишени ^{181}Ta . Фрагменты отбирались и накапливались с помощью RIKEN-RIPS спектрометра (рис.3). Идентификация радиоактивных частиц проводилась с помощью измерения магнитной жесткости, времени пролета, измерения потерь энергии E и полной кинетической энергии.

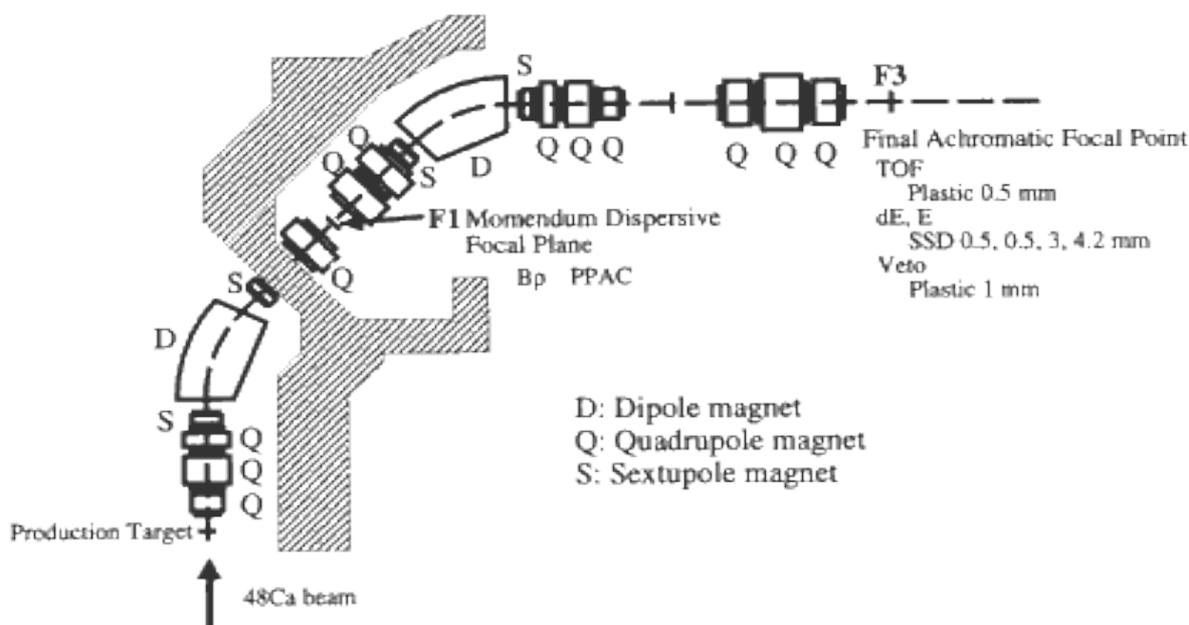


Рис. 3. Экспериментальная установка для производства и идентификации нейтроноизбыточных изотопов на спектрометре RIKEN-RIPS

На рис. 4 показано двумерное распределение изотопов $A/Z - Z$, полученных в реакции взаимодействия ионов пучка ^{48}Ca с танталовой мишенью.

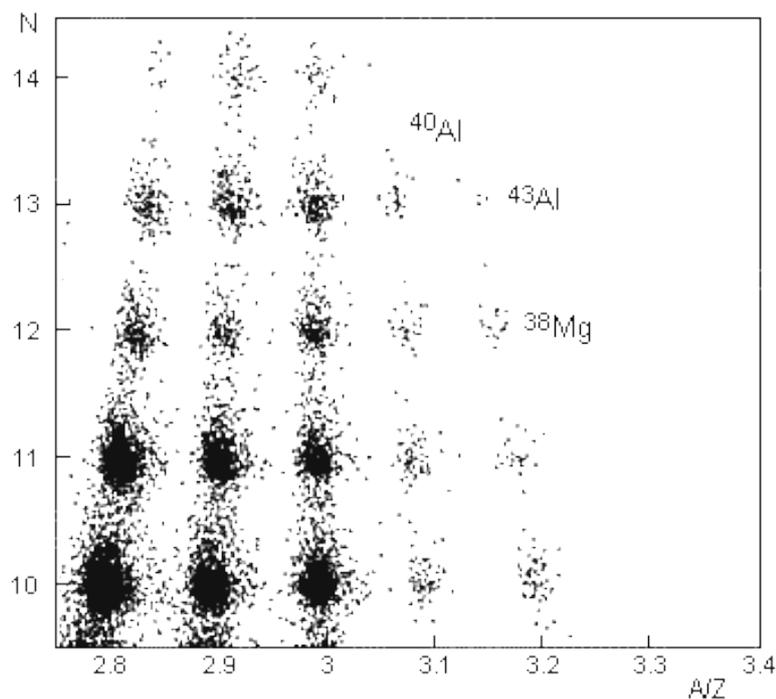


Рис. 4. Двумерное распределение изотопов $A/Z - Z$, полученных в реакции взаимодействия ионов пучка ^{48}Ca с танталовой мишенью.

Приведенные данные получены в результате их регистрации в течение одного дня. Было обнаружено 3 новых нейтроноизбыточных изотопа - ^{38}Mg (18 случаев), ^{40}Al (34 случая), ^{43}Al (4 случая). Обнаружение новых нейтроностабильных ядер свидетельствует о том, что энергии отделения одного нейтрона (S_n) и двух нейтронов (S_{2n}) для этих ядер положительны. В табл. 1 приведены результаты расчетов величин S_n и S_{2n} , полученных с использованием различных массовых формул.

Из представленных данных видно, что величины S_n и S_{2n} для большинства расчетов положительны. Результаты расчетов в сочетании с экспериментальным наблюдением изотопов ^{38}Mg , ^{40}Al и ^{43}Al свидетельствуют о том, что граница нейтронной радиоактивности $B_n = 0$ для ядер с $Z > 12$ пока не достигнута.

Ситуация с $Z = 10$ (Ne) более сложная. В 2800 случаях был идентифицирован изотоп ^{30}Ne , в 90 - ^{31}Ne , в 70 - ^{32}Ne и ни одного случая наблюдения изотопа ^{33}Ne , хотя менялись параметры детектирующей системы и увеличивался ток пучка. Это по-видимому свидетельствует о том, что граница нейтронной стабильности проходит за ядром ^{32}Ne .

Таблица 1

Результаты расчетов энергии связи одного S_n и двух S_{2n} нейтронов, использующих различные массовые формулы

Изотоп	MMST	CKZ	TUYY	JM	MNMS
S_n					
^{38}Mg	1.90	2.91	3.34	2.76	2.89
^{40}Al	1.12	1.30	1.50	1.43	-0.02
^{41}Al	2.99	3.11	3.12	3.09	5.79
S_{2n}					
^{38}Mg	3.06	2.87	3.95	2.53	2.56
^{40}Al	3.44	4.48	5.11	4.50	3.17
^{41}Al	4.11	4.41	4.62	4.52	5.77

Для получения максимального выхода исследуемых изотопов большое значение имеет подбор ядер-мишеней и пучков налетающих частиц. Сравнение результатов экспериментов, выполненных с мишенями ^{64}Ni и ^{181}Ta , показывает, что из-за большего сечения фрагментации для получения нейтроноизбыточных ядер в области $Z = 10-13$ предпочтительно использование ^{181}Ta . Сравнение результатов экспериментов с пучками ^{48}Ca и ^{50}Ti показало, что предпочтительно использование пучков ^{48}Ca . Так в измерениях на пучке ионов ^{50}Ti за 4 дня было зарегистрировано 9 ядер ^{32}Ne и 3 ядра ^{37}Mg , измерения с тем же током на пучке ^{48}Ca всего за 1 день дало 70 ядер ^{32}Ne и 30 ядер ^{37}Mg .

Несмотря на большие усилия, на карте атомных ядер по-прежнему остается большое число неисследованных нейтроноизбыточных изотопов среднего массового числа A . Заметный прогресс в свое время в исследованиях в этой области был достигнут в экспериментах на реакторе высокой интенсивности в Гренобле. Однако несмотря на улучшение спектрометров, детектирующих систем, методик получения мишеней прямая сепарация и исследование свойств продуктов деления покоящихся ядер под действием тепловых нейтронов остается довольно сложной проблемой. Это в частности связано с тем, что:

1. продукты деления имеют широкое зарядовое распределение, что затрудняет их магнитный анализ;

2. возникают трудности с детектированием тяжелых фрагментов деления из-за больших потерь энергии в мишени;
3. малая угловая апертура детектирующей системы ограничивает возможности регистрации редких каналов деления, т.к. продукты деления распределены изотропно.

Испускание нейтронов из основного состояния ядра обнаружено для следующих нейтроноизбыточных изотопов $Z > 8$: ^{28}F , ^{33}Ne , ^{36}Na , ^{39}Mg , ^{49}S . Все эти изотопы имеют нечетное число нейтронов. На рис. 5(а, б, в, г, д, е, ж, з) показаны рассчитанные на основе массовых формул энергии отделения нейтронов для химических элементов, в которых обнаружена нейтронная радиоактивность ($Z = 4 \div 16$).

В таблице 2 приводятся максимальные массовые числа стабильных изотопов и массовое число изотопа, для которого обнаружена нейтронная радиоактивность. Эти данные позволяют понять, где проходит граница нейтронной радиоактивности.

Таблица 2

Граница обнаруженных изотопов излучателей нейтронов

Порядковый номер хим. элемента	Символ хим. элемента	Массовые числа A стабильных изотопов	Массовое число A нейтроно-радиоактивного изотопа
1	H	2, 3	4, 5, 6
2	He	3, 4	7, 9, 10
3	Li	6, 7	10, 12
4	Be	9	13, 15
5	B	10, 11	16, 18
6	C	12, 13	21(?)
7	N	14, 15	17, 18(?)
8	O	16, 17, 18	25, 26, 27(?), 28(?)
9	F	19	28, 30(?)
10	Ne	20, 21, 22	33
11	Na	23	36
12	Mg	24, 25, 26	39
16	S	32, 33, 34	49

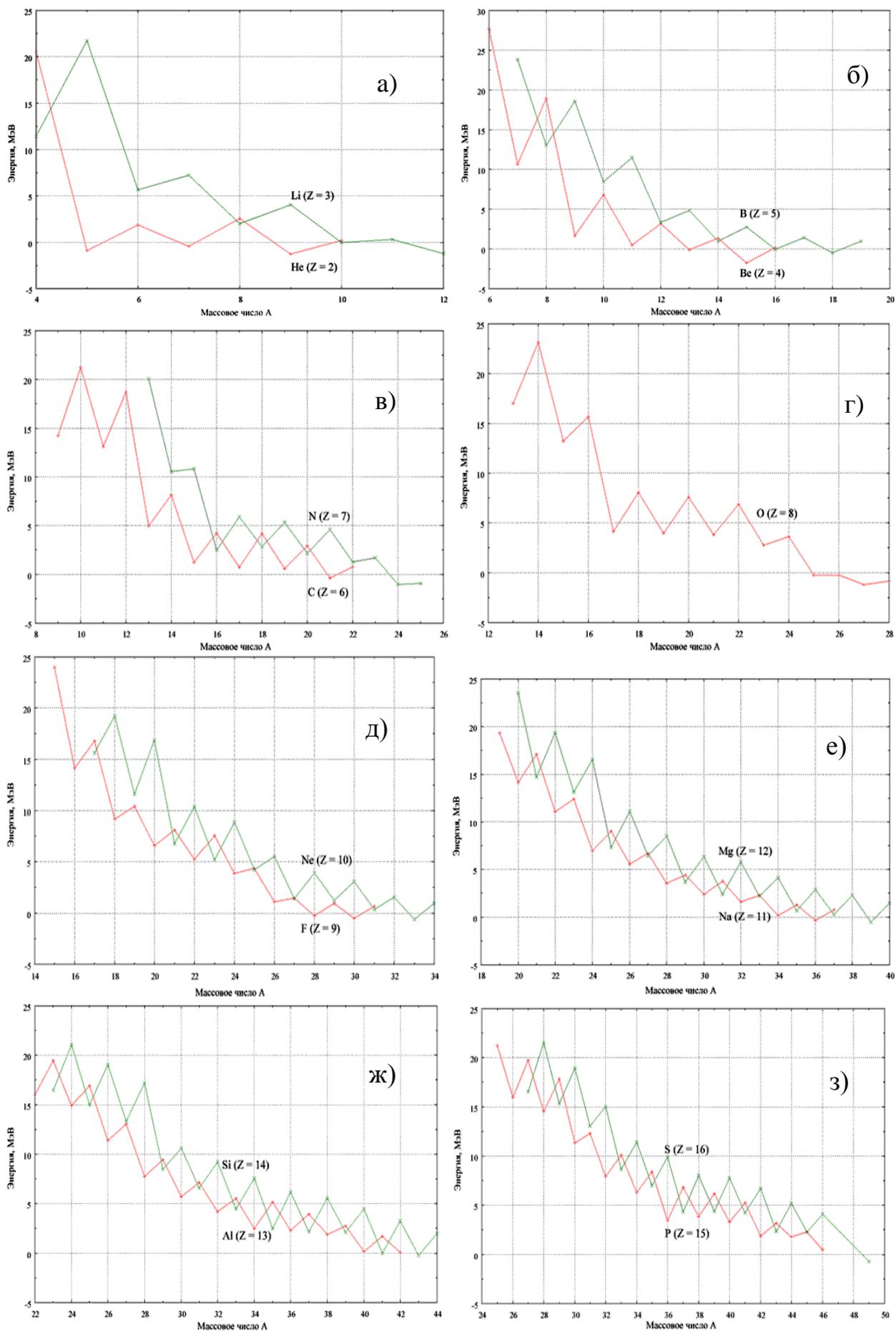


Рис. 5.

На рис. 5а показана зависимость энергии отделения нейтрона в изотопах He ($Z = 2$) и Li ($Z = 3$). На рис. 5б показана зависимость энергии отделения нейтрона в изотопах Be ($Z = 4$) и B ($Z = 5$). На рис. 5в показана зависимость энергии отделения нейтрона в изотопах C ($Z = 6$) и N ($Z = 7$). На рис. 5г показана зависимость энергии отделения нейтрона в изотопах O ($Z = 8$). На рис. 5д показана зависимость энергии отделения нейтрона в изотопах F ($Z = 9$) и Ne ($Z = 10$). На рис. 5е показана зависимость энергии отделения нейтрона в изотопах Na ($Z = 11$) и Mg ($Z = 12$). На рис. 5ж показана зависимость энергии отделения нейтрона в изотопах Al ($Z = 13$) и Si ($Z = 14$). На рис. 5з показана зависимость энергии отделения нейтрона в изотопах P ($Z = 15$) и S ($Z = 16$).

Зигзагообразный вид зависимости на рисунках 5а-5е обусловлен наличием сил спаривания, так называемый четно-нечетный эффект.

Запаздывающие нейтроны

Между ядрами, неустойчивыми к испусканию нейтронов из основного состояния, и стабильными ядрами расположены β^- -радиоактивные ядра. Такие ядра могут быть излучателями запаздывающих нейтронов. Особенность процесса состоит в том, что небольшая часть нейтронов испускается не в момент деления, а с некоторым запаздыванием примерно в 1 минуту. Природа явления состоит в том, что β^- -распад ядер приводит к образованию дочерних ядер, но уже в возбужденном состоянии с энергией больше энергии отделения нейтрона. Распад таких состояний может происходить с эмиссией нейтронов. Схема распада с испусканием запаздывающих нейтронов приведена на рис. 6.

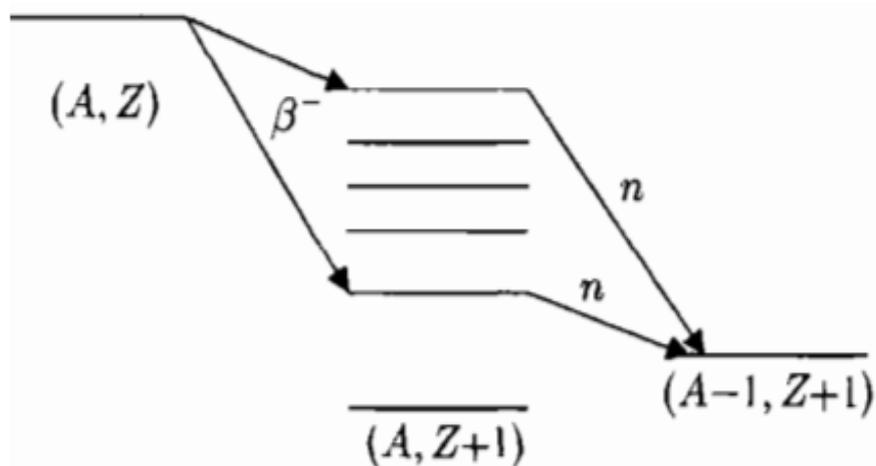


Рис. 6. Схема испускания запаздывающих нейтронов.

Некоторые легкие изотопы, сильно перегруженные нейтронами, расположенные вблизи границы нейтронной радиоактивности $B_n = 0$, после β^- -распада могут образовывать ядра в сильно возбужденном состоянии, которые затем переходят в основное состояние с испусканием сразу 2-х нейтронов. На рис. 7 приведена схема распада ядра ^{11}Li с образованием возбужденного ^{11}Be с энергией $\sim 9\text{МэВ}$, в то время, как энергия отделения двух нейтронов для этого же ядра составляет $\sim 7,3\text{МэВ}$, что и делает возможным данную реакцию.

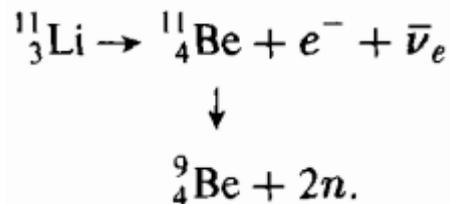


Рис. 7. Схема распада ядра ^{11}Li с образованием возбужденного ^{11}Be и последующим испусканием двух нейтронов.

Каналы распадов нейтроноизбыточных изотопов

В подтверждение всех вышесказанных слов приведем каналы распадов ядер, сильно перегруженных нейтронами.

Фтор $F(Z = 9)$ имеет один стабильный изотоп ^{19}F . Изотоп ^{28}F сильно перегружен нейтронами и распадается с испусканием нейтронов из основного состояния $^{28}\text{F} \rightarrow {}^{27}\text{F} + n$. Период полураспада изотопа ^{28}F $T_{1/2} < 40$ нс. Образующиеся в результате распада ^{28}F изотопы также перегружены нейтронами поэтому их основным каналом распада будет β^- -распад. Изотопы ^{27}F , ^{26}Ne , ^{27}Na распадаются с испусканием запаздывающих нейтронов. Схема распада ^{28}F приведена на рис. 8.

Неон Ne имеет 3 стабильных изотопа: ^{20}Ne (20.48%), ^{21}Ne (0.27%), ^{22}Ne (9.25%). Изотоп ^{33}Ne нестабилен по отношению к испусканию нейтрона из основного состояния $B_n = -0.6\text{МэВ}$. Период полураспада $T_{1/2} < 180$ нс. Схема распада ^{33}Ne приведена на рис. 9.

Натрий Na имеет один стабильный изотоп ^{23}Na . Изотоп ^{36}Na находится на границе нейтронной радиоактивности. Энергия связи нейтрона в изотопе $^{36}\text{Na} - B_n = -0.3\text{МэВ}$. Период полураспада $T_{1/2}({}^{36}\text{Na}) < 180$ нс. Более лёгкие изотопы Na ($A = 24-35$) распадаются в результате β^- -распада и испускают запаздывающие нейтроны. Схема распада ^{36}Na приведена на рис. 10.

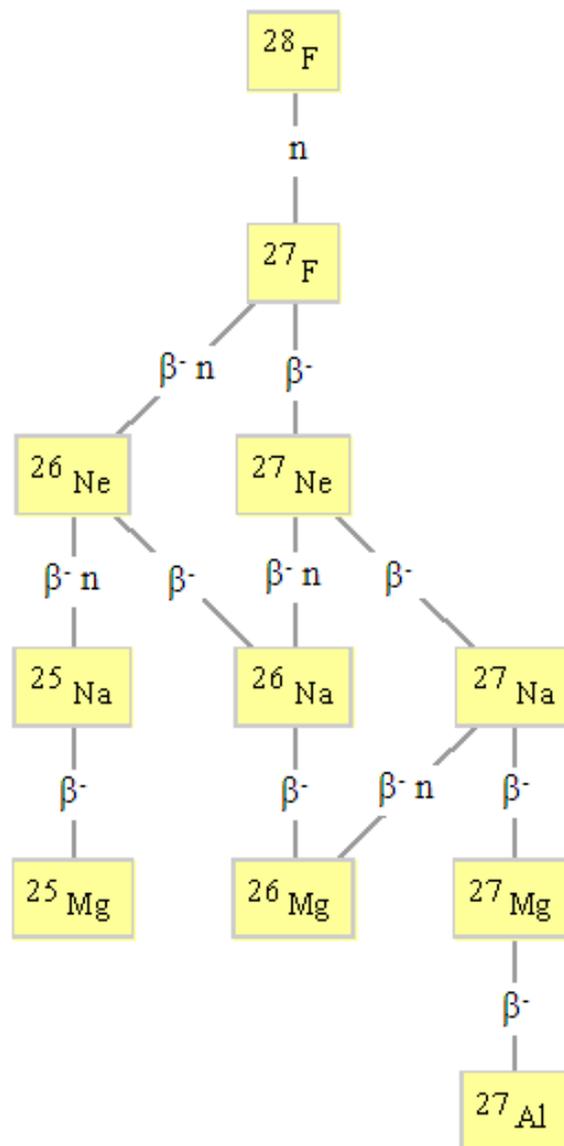


Рис. 8. Схема распада ^{28}F .

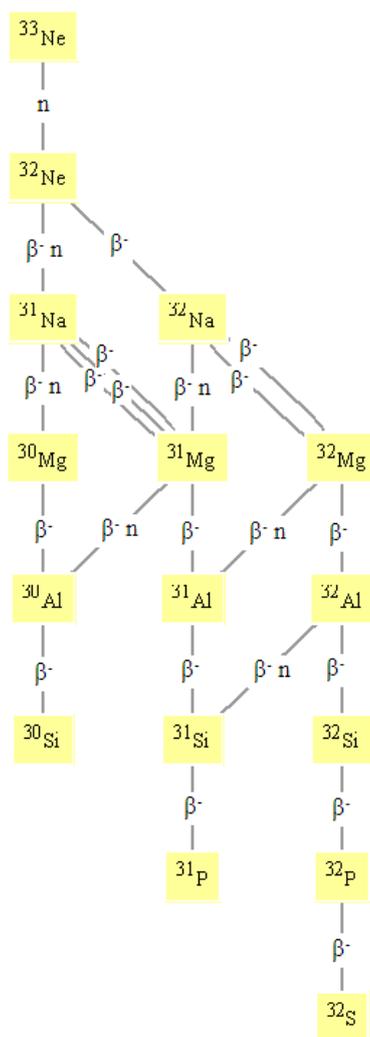


Рис. 9. Схема распада ^{33}Ne .

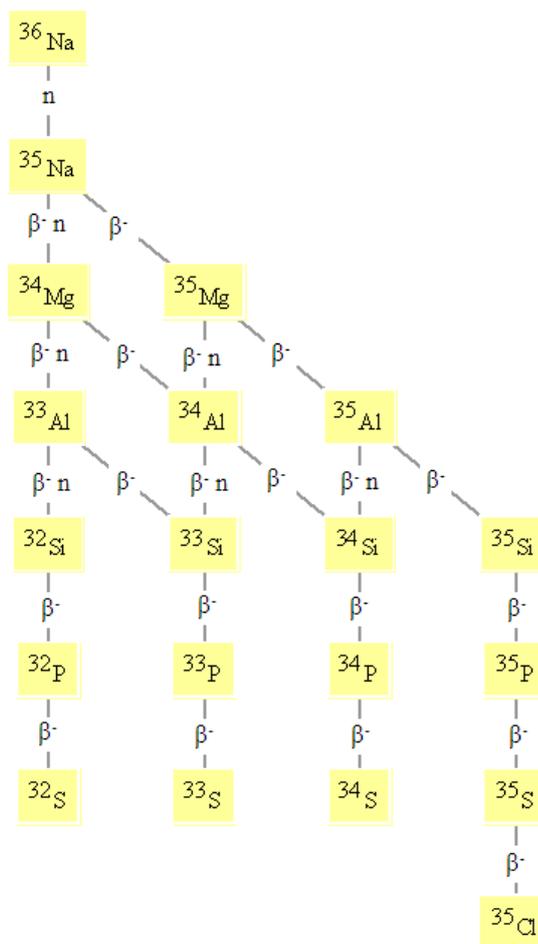


Рис. 10. Схема распада ^{36}Na .

Сера S ($Z = 16$) имеет 4 стабильных изотопа ^{32}S (95.02%), ^{33}S (0.75%), ^{34}S (4.21%) и ^{36}S (0.02%). Изотоп ^{49}S , достаточно далеко отстоящий от полосы β -стабильности ядер распадается с испусканием нейтронов из основного состояния



что свидетельствует о том, что здесь проходит граница нейтронной радиоактивности.

В образующейся цепочке последующих распадов преобладают β^- -радиоактивные изотопы. Изотоп ^{48}K распадается как в результате β^- -распада, так и с испусканием запаздывающих нейтронов. Изотоп ^{48}Ca имеет период полураспада $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{19}$ лет и распадается в результате β^- -распада (25%) и двойного β^- -распада (75%). Схема распада ^{49}S приведена на рис. 11.

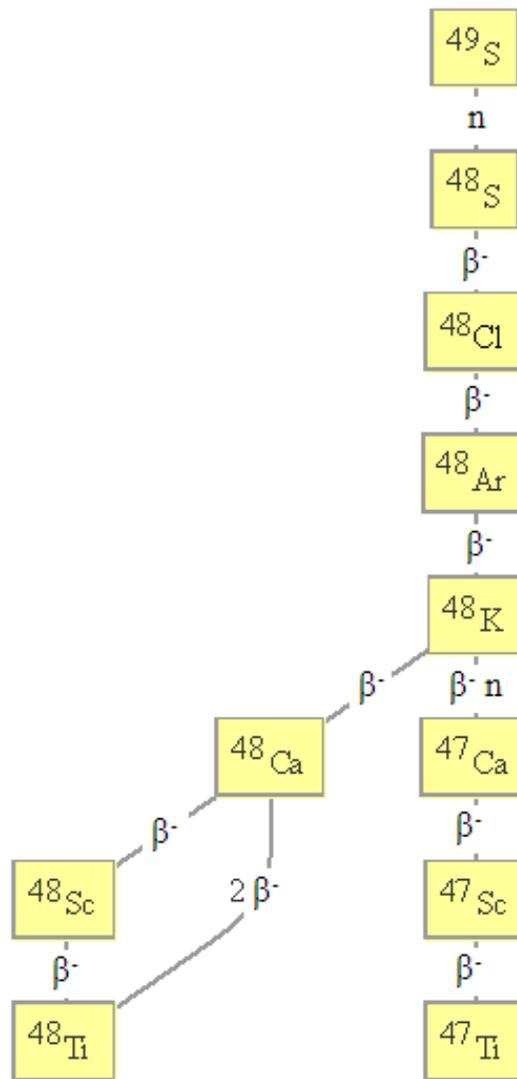


Рис. 11. Схема распада ^{49}S .

1. Б.С.Ишханов – «Радиоактивность» Москва, 2011.
2. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин. «Частицы и атомные ядра». Москва, 2007.
3. Riken accelerator progress report 1990 vol.24. Japan, Saitama, 1990.
4. Ядерная физика в интернете. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>