

Лабораторная работа №10

Свойства атомных ядер

Цель лабораторной работы –

- дать более углубленное представление о материале, изучаемом на лекциях и семинарских занятиях по ядерной физике,
- научить студента пользоваться современными базами данных в научно-исследовательской работе.

1. N–Z диаграмма атомных ядер.
2. Масса атомного ядра.
3. Энергия связи ядра. Энергии α - и β -распадов. Энергия отделения нуклона.
4. Порядок выполнения работы.
5. Адреса некоторых баз данных, содержащих информацию о свойствах атомных ядер.
6. Контрольные вопросы и задачи.

1. N–Z диаграмма атомных ядер

Атомные ядра представляют собой квантовые системы нуклонов, связанных между собой ядерным взаимодействием. Свойства атомных ядер определяются совместным действием сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий.

Атомные ядра состоят из нейтронов (**n**) и протонов (**p**). Характеристики свободных нейтронов и протонов приведены в таблице 1.

Таблица 1

Характеристики свободных нейтронов и протонов

Характеристики свободных нейтронов и протонов	n	p
Масса, МэВ	939.57	938.27
Спин, $\hbar = 6.58 \cdot 10^{-22}$ МэВ·с	1/2	1/2
Заряд, $e = 1.60217733 \pm 49 \cdot 10^{-19}$ Кл	$(-0.4 \pm 0.1)10^{-21}$	$\frac{ q_p+q_e }{e} < 1.0 \cdot 10^{21}$
Магнитный момент, $\mu = \frac{e\hbar}{2m_{p,c}} =$ $3.15 \cdot 10^{-18} \frac{\text{МэВ}}{\text{Гс}}$	-1.91	2.79
Период полураспада	887 ± 2 с	$> 10^{32}$ лет
Четность	+	+
Статистика	Ферми-Дирака	
Схема распада	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	

В настоящее время обнаружено ~ 3000 атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N . По существующим оценкам число атомных ядер может составлять ~ 6500 .

На рис. 1 показана N-Z диаграмма атомных ядер. Черными точками показаны стабильные ядра. Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. С помощью капельной модели ядра можно найти условие, связывающее A и Z для ядер долины стабильности.

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}} \quad (1)$$

С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа — ядра перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Линия $B_p=0$ (B_p — энергия отделения протонов) ограничивает область существования атомных ядер слева (proton drip-line). Линия $B_n=0$ (B_n — энергия отделения нейтронов) ограничивает область существования атомных ядер справа (neutron drip-line). Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ($\sim 10^{-23}$ с) с испусканием нуклонов.

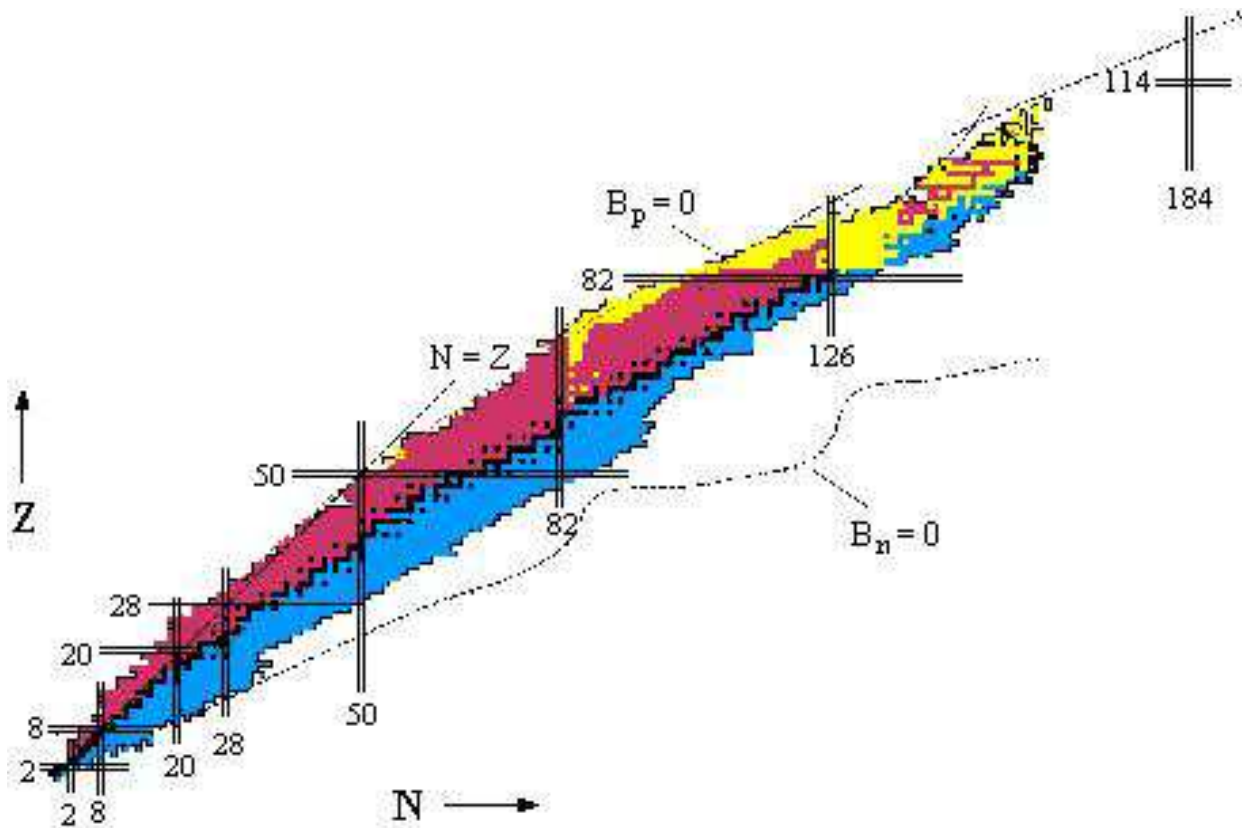


Рис. 1: N-Z диаграмма атомных ядер

Все это отчетливо можно наблюдать на начальном участке N-Z диаграммы приведенной в более крупном масштабе на рис. 2. Черными клетками показаны стабильные изотопы. Для них приведено процентное содержание в естественной смеси изотопов. Серым цветом показаны β^+ и β^- радиоактивные ядра. Для них приведены периоды полураспада и указан тип радиоактивного распада. Кроме того, приведено значение верхней границы β -спектра и характерные γ -переходы. Ядра, расположенные на границе стабильности имеющие характерное время жизни $\sim 10^{-20}$ – 10^{-23} показаны белыми клеточками. Для них приведены ширина распада и тип испускаемой частицы (p, n, α). В крайних левых

клетках, для каждого элемента, приведены химический символ элемента и атомный вес химического элемента.

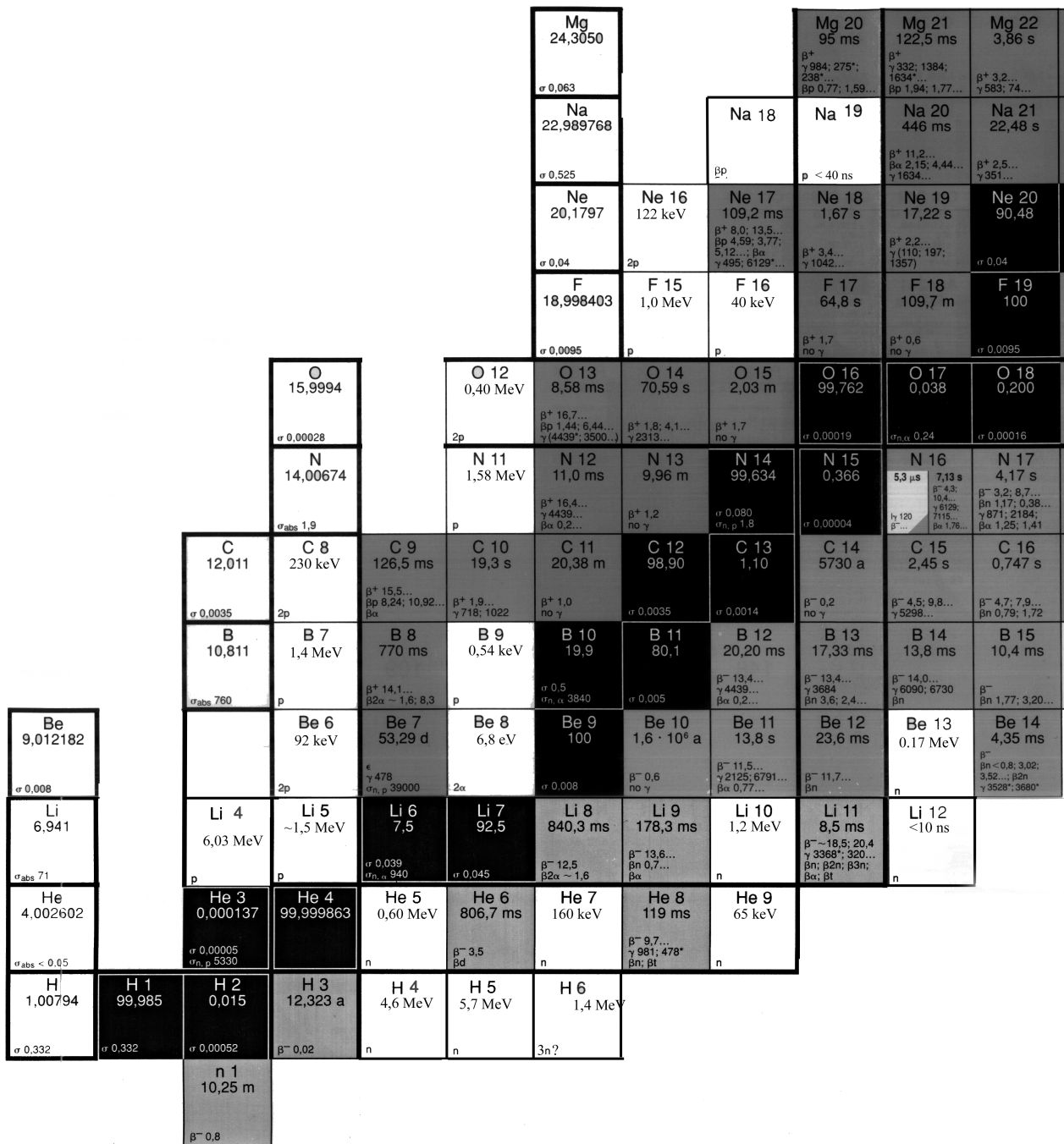


Рис. 2: N-Z диаграмма атомных ядер (начальный участок)

В качестве примера рассмотрим изотопы лития ($Z = 3$). Существует два стабильных изотопа ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Процентное содержание их в естественной смеси составляет соответственно 7.5 и 92.5 процента. Изотопы ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$ являются β^- -радиоактивными. Ядро ${}^4\text{Li}$ испускает протоны из основного состояния и имеет ширину распада по протонному каналу $\Gamma = 6.03$ МэВ или период полураспада $T_{1/2} = \frac{\hbar}{\Gamma} \ln 2 = 7.6 \times 10^{-23}$ с. Ядро ${}^5\text{Li}$ разваливается на протон и α -частицу ($\Gamma = 1.3$ МэВ). Т. о. ядра ${}^4\text{Li}$ и ${}^5\text{Li}$ находятся за левой границей стабильности атомных ядер (proton drip-line). Изотопы ${}^{10}\text{Li}$ и ${}^{12}\text{Li}$ распадаются

с испусканием нейтронов. Здесь проходит правая граница стабильности атомных ядер (neutron drip-line). Изотоп ^{11}Li имеет период полураспада $T_{1/2} = 8.5$ мс. Такое относительно большое время жизни по сравнению со своими соседями обусловлено тем, что это ядро является четно-нечетным ($N = 8, Z = 3$) и имеет соответственно большую энергию связи по сравнению со своими соседями нечетно-нечетными изотопами ^{10}Li и ^{12}Li .

В настоящее время ситуация такова. Экспериментально обнаруженные атомные ядра практически вплотную приблизились к левой границе области возможного существования атомных ядер ($B_p = 0$), граница экспериментально обнаруженных нейтроноизбыточных ядер (за исключением легких) проходит пока довольно далеко от $B_n = 0$.

Самые тяжелые атомные ядра обнаруженные в настоящее время это три изотопа 114 элемента ($A = 285, T_{1/2} = 0.58_{-29}^{+87}$ мс), ($A = 287, T_{1/2} = 5.5_{-2}^{+10}$ с), ($A = 289, T_{1/2} = 30.4$ с), один изотоп 116 элемента ($A = 289, T_{1/2} = 0.6_{-30}^{+86}$ мс). Все они обнаружены по их характерному α -распаду и пока не имеют официальных названий.

2. Масса атомного ядра

Масса атомного ядра — одна из важнейших его характеристик. Точные измерения масс атомных ядер показали, что масса ядра отличается от суммы масс свободных протонов и нейтронов, входящих в состав ядра. Энергия соответствующая этой разности масс, называется энергией связи ядра:

$$E_{\text{св}} = \{(NM_n + ZM_p - M(A, Z))\}$$

Энергия связи ядра $E_{\text{св}}$ определяет минимальную энергию, которую надо затратить, чтобы разделить ядро на отдельные нуклоны. Для характеристики устойчивости ядра удобно использовать удельную энергию связи $\varepsilon = E_{\text{св}}/A$ — энергию связи, приходящуюся на один нуклон. Величина удельной энергии связи для большинства ядер лежит в пределах 6–8 МэВ. Пропорциональность полной энергии связи числу нуклонов в ядре объясняется тем, что ядерные силы обладают свойством насыщения.

В рамках капельной модели ядра удалось объяснить многие свойства атомных ядер и получить полуэмпирическую формулу для энергии связи атомных ядер (формула Вайцзеккера), которая позволила понять некоторые закономерности α - и β -распадов, деления ядер и оценивать массы и энергии связи новых ядер:

$$M(A, Z) = Zm_p + Nm_n - E_{\text{св}}(A, Z), \quad (2)$$

$$m_p = 938, 28 \text{ МэВ}, \quad m_n = 939, 57 \text{ МэВ}.$$

$$E_{\text{св}}(A, Z) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + a_5 A^{-3/4}, \quad (3)$$

$$a_1 = 15, 75 \text{ МэВ}, \quad a_2 = 17, 8 \text{ МэВ}, \quad a_3 = 0, 71 \text{ МэВ}, \quad a_4 = 94, 8 \text{ МэВ},$$

$$a_5 = \begin{cases} -34 \text{ МэВ} & \text{Для нечетно — нечетных ядер (нечетные } N \text{ и } Z) \\ 0 & \text{Для четно — нечетных и нечетно — четных ядер} \\ +34 \text{ МэВ} & \text{Для четно — четных ядер (четные } N \text{ и } Z) \end{cases}$$

Экспериментальные исследования выявили некоторую периодичность в изменении индивидуальных характеристик основных и возбужденных состояний атомных ядер (таких, как энергии связи, спины, магнитные моменты, четности, некоторые особенности

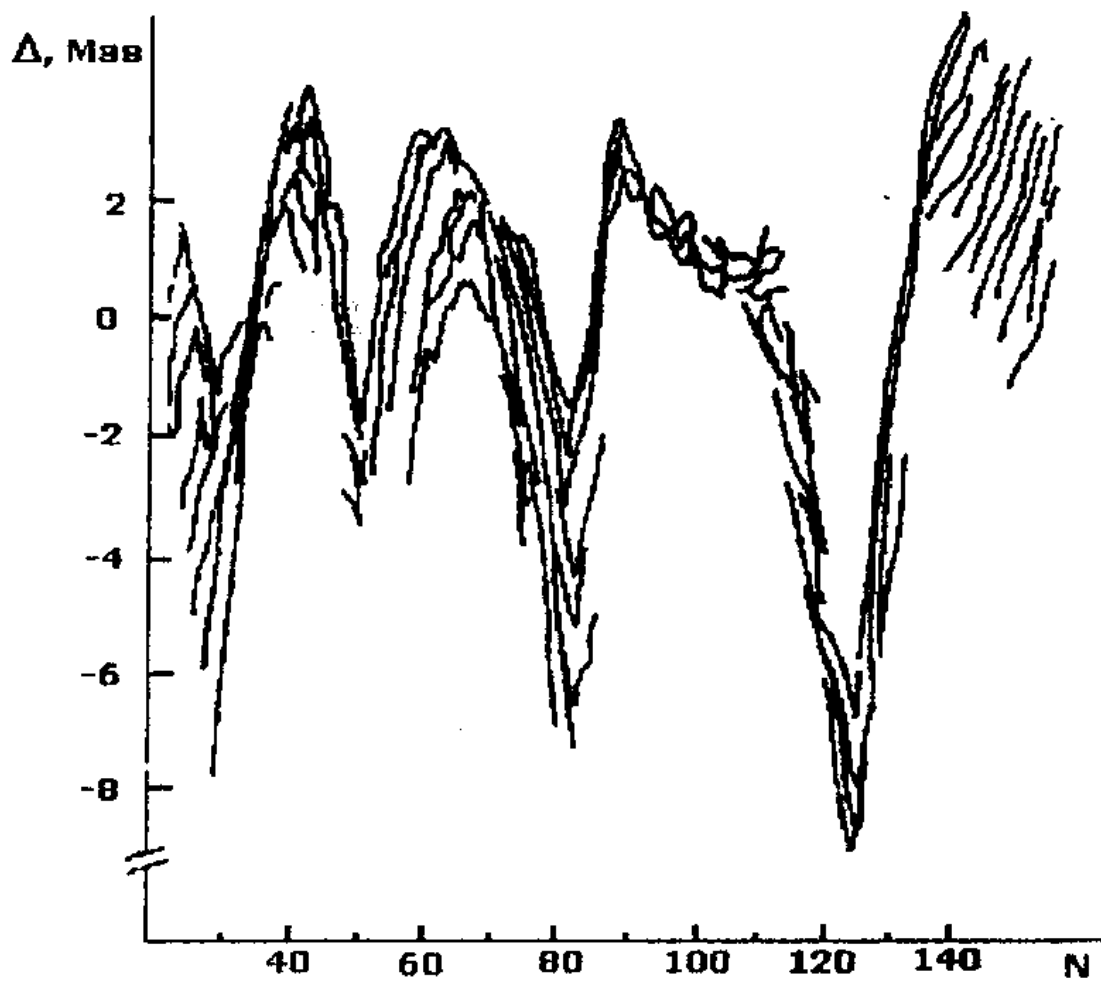


Рис. 3: Разность между экспериментальными значениями энергии связи и расчетами на основе формулы Вайцзеккера для ядер с различным числом нейтронов.

α - и β -распадов, размещение ядер-изомеров среди остальных ядер и др.) Эту периодичность капельная модель описать была не способна (рис. 3). Отмеченная периодичность подобна периодичности свойств электронных оболочек атома и определяется магическими числами нейтронов и протонов:

N	2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184
Z	2, 8, 20, 28, 50, 82, 114

Магические числа нейтронов и протонов по аналогии с атомами соответствуют полностью заполненным ядерным оболочкам. Различие в магических числах — 126 (для нейтронов) и 114 (для протонов) — обусловлено кулоновским взаимодействием.

Зная массу атомного ядра или дефект масс ядра, можно предсказать многие свойства атомного ядра, такие как стабильно оно или нет, и если распадается, то тип распада и его характеристики. Массы атомных ядер представляют особый интерес для идентификации новых ядер, понимания их структуры.

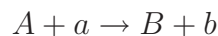
Отклонение энергии связи атомных ядер от гладкой кривой, предсказываемой капельной моделью, является прямым указанием на оболочечную структуру ядра. Различие в энергиях связи между четными и нечетными ядрами указывает на наличие сил спаривания в атомных ядрах. Отклонение от «гладкого» поведения величин энергий отделения двух нуклонов в ядрах между заполненными оболочками указывает на деформацию атомных ядер в основном состоянии.

Данные о массах атомных ядер лежат в основе проверки различных моделей атомных ядер, причем большое значение имеет точность знания масс ядер. Массы атомных ядер вычисляются с помощью различных феноменологических или полуэмпирических моделей, использующих различные приближения макроскопических и микроскопических теорий. Существующие в настоящее время массовые формулы достаточно хорошо описывают массы атомных ядер вблизи долины стабильности. Однако для ядер, удаленных от долины стабильности, неопределенность в предсказании массы увеличивается, достигая нескольких МэВ (рис. 4).

Сравнение предсказаний различных моделей с экспериментально измеренными массами ядер указывает на то, что предпочтение следует отдавать моделям, базирующимся на микроскопическом описании, учитывающим оболочечную структуру ядер. Существует несколько способов экспериментального определения масс атомных ядер. Ниже они кратко перечислены.

2.1. Измерение энергии реакции Q

В двухчастичных реакциях



массы ядер связаны соотношением

$$M_A + M_a = M_B + M_b + Q$$

Таким образом, если известны массы трех ядер, то масса четвертого ядра вычисляется по результатам измерения энергии реакции Q . В основном этот метод применим для легких и средних ядер. С тяжелыми ядрами возникают проблемы, связанные с образованием конечных ядер в возбужденном состоянии с малой энергией возбуждения.

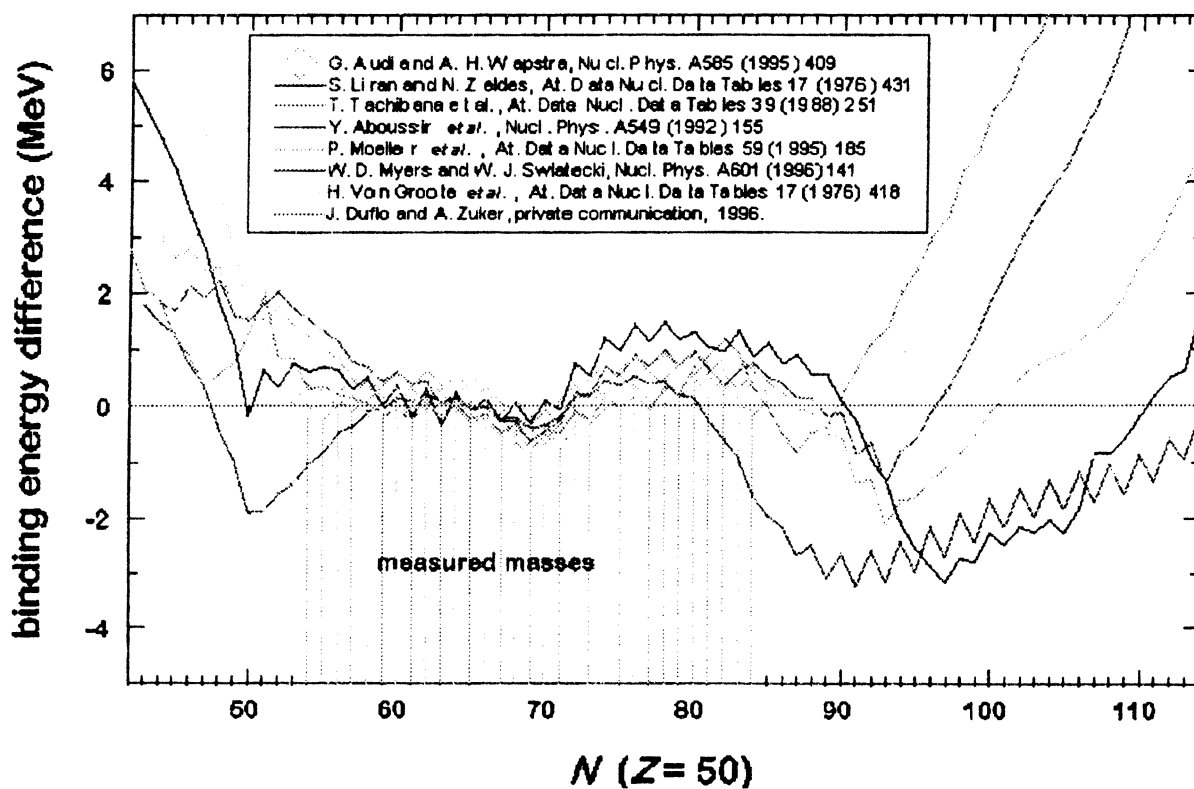


Рис. 4: Разница между энергией связи предсказанной в различных теоретических моделях и экспериментально измеренной величиной. Ссылки на различные теоретические модели приведены на вставке. Экспериментально измеренные значения масс атомных ядер приведены в таблице атомных ядер

2.2. Измерение энергии β -распада Q_β

Измерение энергии β -распада Q_β является довольно распространенным методом определения масс ядер, расположенных вдали от долины стабильности. Для β -радиоактивного ядра A :



с неизвестной массой M_A , масса ядра A может быть вычислена из соотношения

$$M_A = M_B + M_e + Q_\beta, \quad (4)$$

зная массу M_B ядра B , массу электрона M_e и измерив энергию β -распада Q_β .

β -распад часто происходит на возбужденное состояние конечного ядра, что необходимо учитывать при использовании соотношения (4), которое справедливо для β -распадов на основное состояние конечного ядра.

2.3. Измерение энергии α -распада Q_α

Для α -радиоактивных ядер масса ядра определяется из данных по энергетическим спектрам α -частиц (энергиям α -частиц — E_α) образующимися в результате α -распада исходного ядра A .



Масса исходного ядра M_A , конечного ядра M_B , масса α -частиц M_α , связаны соотношением:

$$M_A = M_B + M_\alpha + Q_\alpha, \quad (5)$$

Зная массу M_B ядра B , массу α -частицы M_α и энергию α -частицы E_α образующейся в реакции, легко вычислить массу исходного ядра M_A . При этом следует учесть, что

$$Q_\alpha = E_\alpha \frac{M_B + M_\alpha}{M_B} \quad (6)$$

Соотношения (5–6) записаны для α -распадов из основного состояния исходного A в основное состояние конечного ядра B . Если конечное ядро B образуется в возбужденном состоянии, энергия возбуждения конечного ядра B может быть легко учтена. Точность, с которой по энергии α -распада определяется масса атомного ядра, составляет ~ 50 КэВ. Этот метод широко используется для определения масс сверхтяжелых атомных ядер и их идентификации.

2.4. Измерение масс атомных ядер методом времени пролета и магнитного анализа

Определение массы ядра $A \sim 100$ с точностью ~ 100 КэВ эквивалентно относительной точности измерения массы $\sim 10^{-6}$. Для достижения такой точности используют совместно измерение времени пролета и магнитный анализ продуктов ядерной реакции. Магнитная жесткость Br , масса частицы M ее скорость v и заряд q связаны соотношением

$$Br = Mv/q,$$

где B — напряженность магнитного поля, а r — радиус поворота в магнитном поле.

Таким образом, зная магнитную жесткость спектрометра Br , можно определить отношение массы ядра к его заряду M/q . Этот метод позволяет определить массы ядер с относительной точностью 10^{-4} . Точность измерения масс ядер можно повысить, если одновременно измерять время пролета атомного ядра между двумя реперными точками (пролетная база). В этом случае масса иона определяется из соотношения

$$M = q \frac{BrT}{L}. \quad (7)$$

$$Br = ML/qT,$$

где L — пролетная база, T — время пролета. Пролетные базы составляют от нескольких метров до 10^3 метров, что позволяет довести точность измерения масс ядер до 10^{-6} . Значительному повышению точности способствует также то обстоятельство, что массы различных ядер измеряются одновременно, и точно известные значения масс нескольких ядер могут быть использованы для повышения точности определения масс исследуемых ядер. Метод не позволяет разделить основное и изомерное состояния атомных ядер.

2.5. Определение масс ядер методом измерения циклотронной частоты

Для ядра движущегося в постоянном магнитном поле B , частота вращения ω связана с ее массой M и зарядом q соотношением

$$B/\omega = M/q.$$

Несмотря на то, что методы 2.4. и 2.5. основаны на одном и том же соотношении, точность в методе 2.5. измерения циклотронной частоты выше ($\sim 10^{-7}$), т. к. он эквивалентен использованию пролетной базы гораздо большей длины.

2.6. Измерение масс атомных ядер в накопительном кольце

Этот метод используется на накопительном кольце ESR в GSI (Дармштадт, Германия). Схема установки для измерения масс атомных ядер приведена на рис. 5. Метод применим для определения масс ядер, имеющих время жизни > 1 мин. Метод измерения циклотронной частоты ионов в накопительном кольце применяется в комбинации с предварительной сепарацией ионов на лету. На установке FRS-ESR в GSI (см. рис. 5) были выполнены прецизионные измерения масс большого числа ядер в широком диапазоне массовых чисел.

В качестве примера использования этого метода на рис. 6 приведен экспериментально измеренный спектр масс атомных ядер в районе $Z = 50-80$.

Эксперимент выполнялся следующим образом. Ядра висмута ^{209}Bi , ускоренные до энергии 930 МэВ/нуклон, направлялись на бериллиевую мишень толщиной 8 г/см², расположенную на выходе сепаратора фрагментов образующихся в результате столкновения

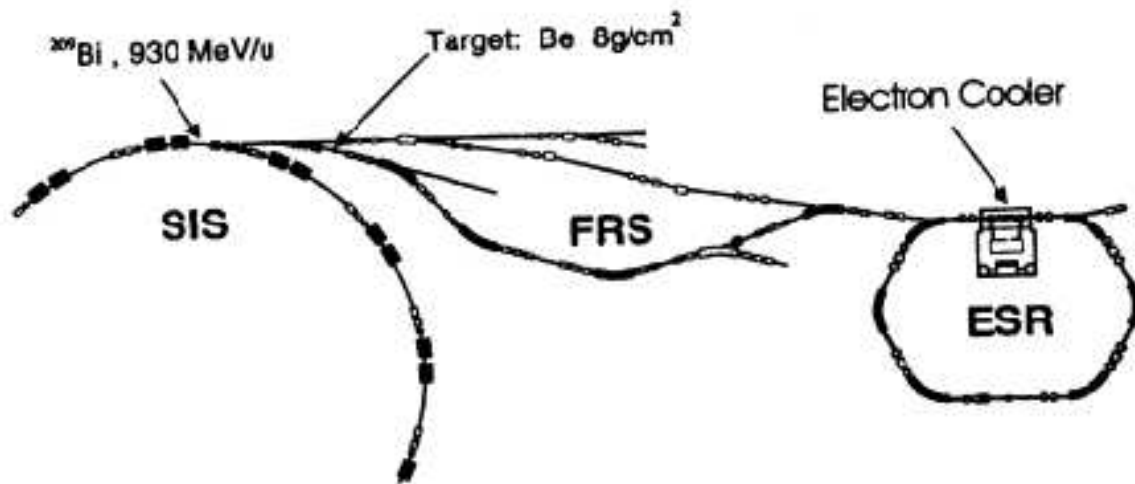


Рис. 5: Установка для измерения масс GSI (Дармштадт)

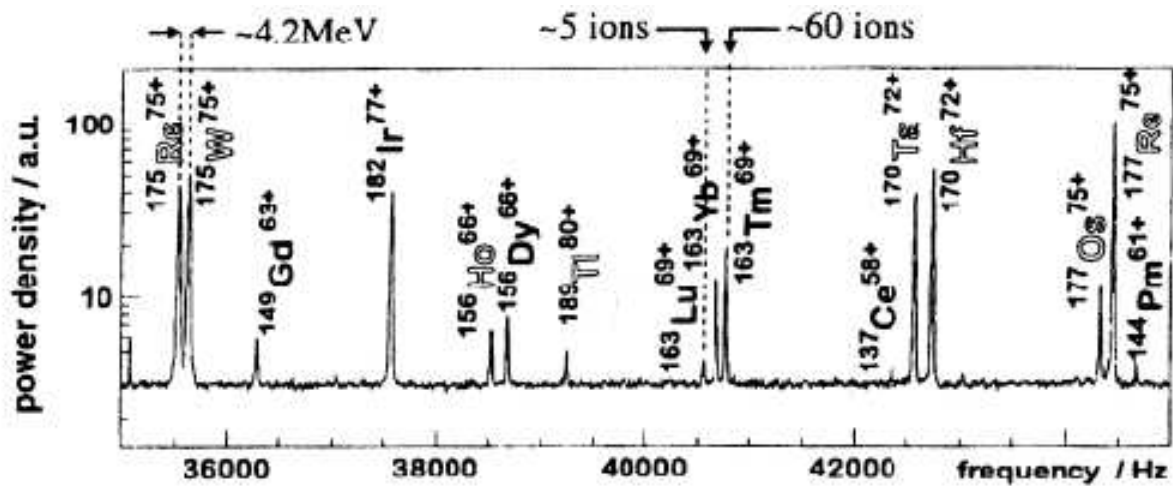


Рис. 6: Спектр масс атомных ядер. Светлыми буквами показаны изотопы с впервые измеренными массами. Самый слабый пик образован всего ~ 5 ионами.

ядер FRS (**FR**agment **S**eparator). В результате фрагментации исходного ядра ^{209}Bi на бериллиевой мишени образуется большое количество вторичных ядер в диапазоне от ^{209}Bi до ^1H . Продукты реакции затем анализировались на лету по их магнитной жесткости. Толщина Be мишени подбиралась так, чтобы расширить диапазон ядер, одновременно захватываемых магнитной системой фрагмент-сепаратора FRS. Расширение диапазона исследуемых ядер происходит из-за того, что образующиеся ионы, имеют различные заряды, и по-разному тормозятся в бериллиевой мишени. В случае, приведенном на рис. 6, фрагмент-сепаратор FRS был настроен на прохождение частиц с магнитной жесткостью ~ 350 МэВ/нуклон. На рис. 6 для каждого изотопа приведено массовое число и заряд иона.

Через систему при выбранном диапазоне $Z = 52\text{--}83$ одновременно могут проходить полностью ионизированные атомы, водородоподобные ионы, имеющие один электрон или гелиоподобные ионы, имеющие два электрона. Так как скорость частиц при прохождении FRS практически не меняется, селективируют частицы с одинаковым отношением M/Z (точность $\sim 2\%$). После прохождения фрагмент-сепаратора FRS в накопительное кольцо с электронным охлаждением ESR. Поэтому частота обращения каждого иона в накопителе ESR определяется соотношением M/Z . Это лежит в основе прецизионного метода измерения масс атомных ядер. В накопительном кольце измеряется частота обращения ионов. На рис. 6 показан участок масс атомных ядер, разделенных с помощью этого метода в GSI. На рис. 7 показаны результаты определения масс изотопа ^{171}Ta в различных зарядовых состояниях. При анализе использовались различные реперные изотопы. Измеренные величины сравниваются с данными таблицы атомных ядер.

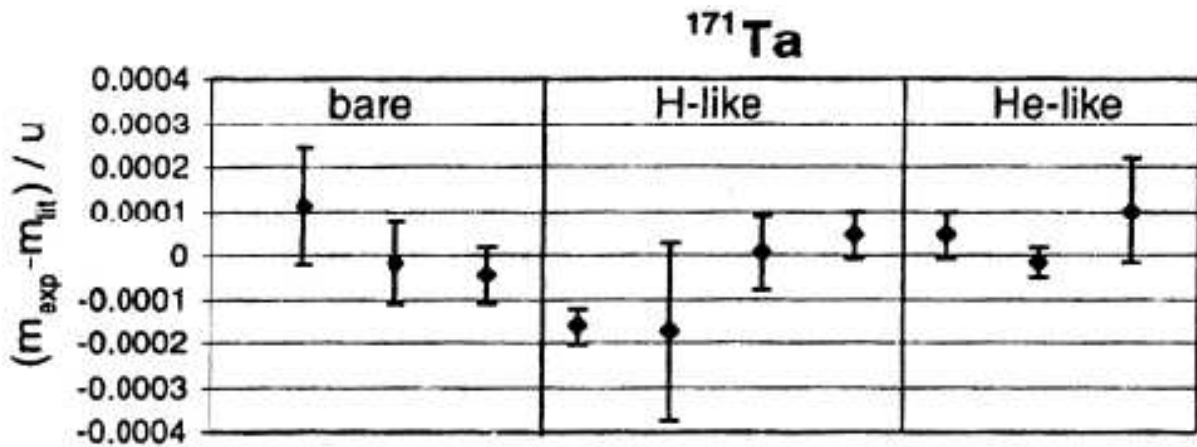


Рис. 7: Результаты определения массы изотопа ^{171}Ta в различных зарядовых состояниях с использованием различных реперных изотопов.

2.7. Измерение масс ядер с помощью ловушки Пеннинга (Penning trap)

Новые экспериментальные возможности для прецизионного измерения масс атомных ядер открываются в комбинации методов сепарации ионных пучков ISOL (Isotop Separation On-Line) и ионных ловушек. Для ионов, имеющих небольшую кинетическую энергию и следовательно малый радиус вращения в сильном магнитном поле, используется ловушка Пеннинга. В основе этого метода лежит прецизионное измерение частоты

вращения ядра $\omega = qB/m$, захваченного в сильное магнитное поле ловушки Пеннинга. Точность измерения массы для легких ионов может достигать $\sim 10^{-9}$. На рис. 8 показан ISOLTRAP — спектрометр, установленный на сепараторе ISOL-CERN в ЦЕРНЕ — Европейском центре ядерных исследований.

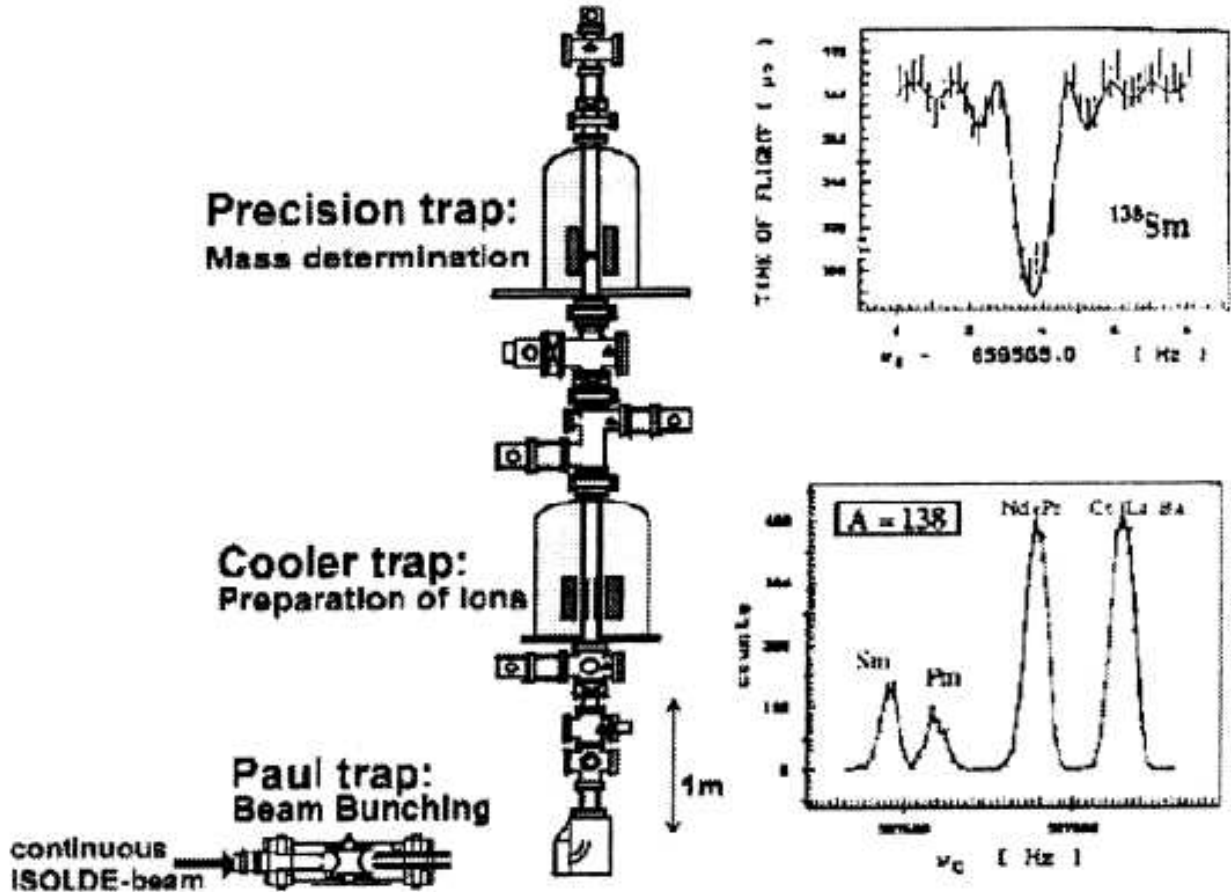


Рис. 8: Спектрометр с ловушками Пеннинга.

Основными элементами этой установки являются секции подготовки ионного пучка и две ловушки Пеннинга. Первая ловушка Пеннинга - cooler trap - представляет собой цилиндр, помещенный в магнитное поле ~ 4 Т. Энергия ионов в первой ловушке дополнительно уменьшается за счет их столкновений с молекулами газа, которыми заполнена первая ловушка. На рис. 8 показано массовое распределение ионов с массовым числом $A = 138$ в первой ловушке Пеннинга в зависимости от частоты вращения. Для повышения точности определения масс ионов, после предварительного анализа ионы из первой ловушки, инжектируются во вторую ловушку Пеннинга - precision trap -, в которой происходит прецизионное определение их масс. В магнитном поле второй ловушки (верхняя вставка рис. 8) происходит измерение массы иона по резонансной частоте вращения. Достижимое в этом методе точности определения масс короткоживущих тяжелых изотопов наиболее высокое и составляет $\sim 10^{-8}$.

3. Энергия связи ядра. Энергия α - и β -распадов. Энергия отделения нуклона

Ниже приведены несколько примеров того, какая информация о свойствах атомных ядер и характере ядерных взаимодействий может быть получена из анализа масс атомных ядер

3.1. Энергия связи ядра $E_{\text{св}}(A, Z)$

$$E_{\text{св}}(A, Z) = [ZM_p + (A - Z)M_n - M(A, Z)] c^2 \quad (8)$$

где M_p — масса протона, M_n — масса нейтрона, $M(A, Z)$ — масса ядра (A, Z) .

Сравнение энергий связи легких и тяжелых атомных ядер показывает энергетическую выгодность слияния легких ядер и деления тяжелых ядер. Эта информация дает прекрасный иллюстративный материал при изучении вопросов деления тяжелых ядер и ядерного нуклеосинтеза легких ядер. Более точные представления о величине энергии связи ядер можно получить, сравнивая различные сечения энергетической зависимости удельной энергии связи ядра $\varepsilon_{\text{св}}(A, Z)$ от массового числа A , числа протонов Z и числа нейтронов N .

3.2. Энергии отделения протона $B_p(A, Z)$, нейтрона $B_n(A, Z)$

$$B_p(A, Z) = [M(A - 1, Z - 1) + M_p - M(A, Z)] c^2 \quad (9)$$

$$B_n(A, Z) = [M(A - 1, Z) + M_n - M(A, Z)] c^2 \quad (10)$$

На рис. 9 показаны зависимости величин энергии отделения протонов $B_p(A, Z)$ и нейтронов $B_n(A, Z)$ от числа нейтронов для изотопов La ($Z = 57$), рассчитанные на основе данных по массам атомных ядер. Здесь же показано сравнение этих величин с результатами расчета на основе капельной модели (сплошная линия). Сравнивая экспериментальные данные с результатами расчетов на основе различных теоретических моделей можно изучать применимость этих моделей. Приведенные на рис. 9 данные наглядно демонстрируют эффект спаривания в атомных ядрах.

3.3. Энергия α -распада $Q_\alpha(A, Z)$

$$Q_\alpha(A, Z) = [M(A, Z) - (M(A - 4, Z - 2) + M(4, 2))] c^2. \quad (11)$$

Исследуя зависимость величины энергии α -распада $Q_\alpha(A, Z)$ от A , Z и N можно наглядно продемонстрировать зависимость энергии α -распада от оболочечной структуры атомных ядер. В частности, данные приведенные на рис. 10 показывают поведение величины энергии α -распада $Q_\alpha(A, Z)$ для различных изотопов с $Z = 85, 87, 89, 91, 93, 95$ вблизи магического числа нейтронов $N = 126$. Точки, соответствующие различным изотомам одного и того же элемента, соединены между собой. Характерная особенность в районе $N = 126$ проявляющаяся для всех изотопов является следствием заполнения

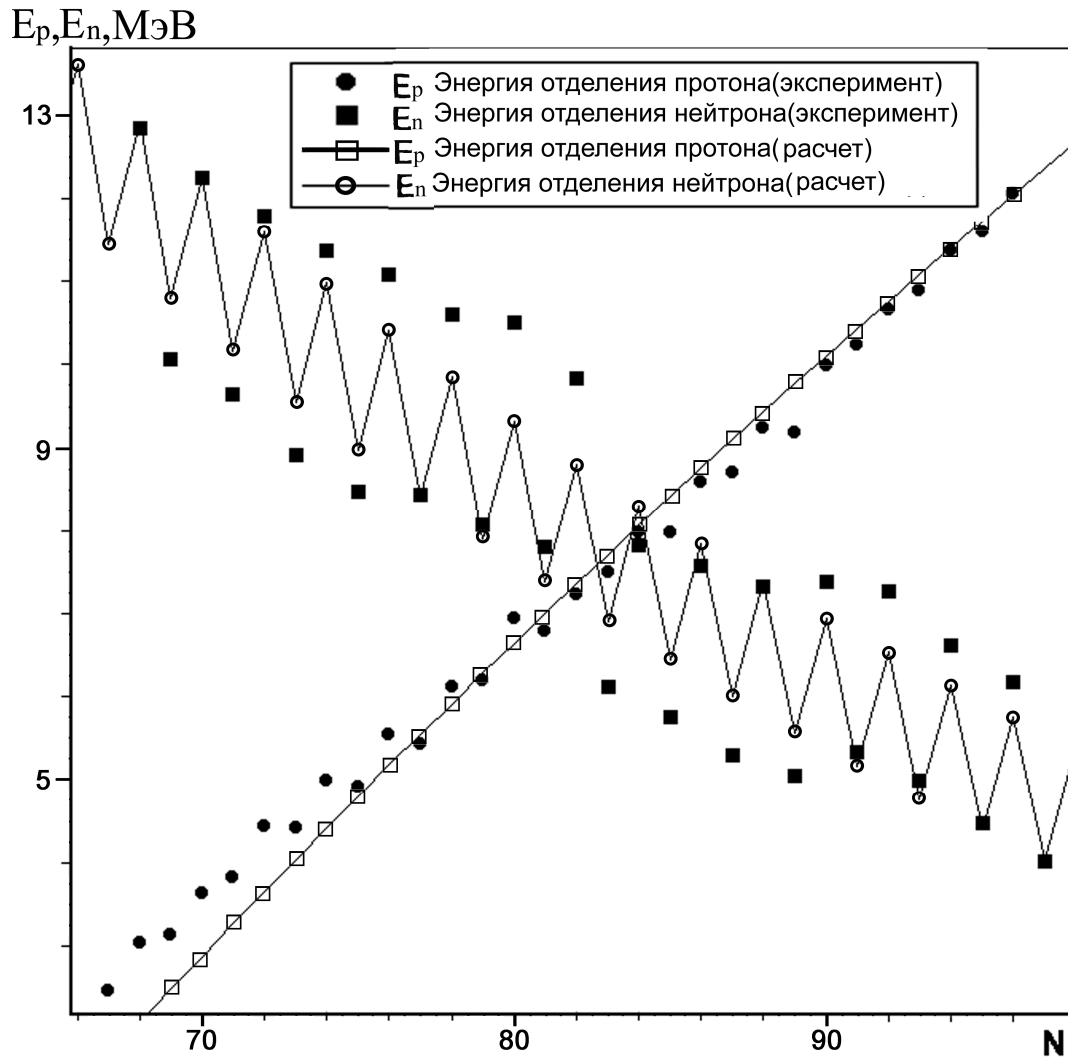


Рис. 9: Сравнение экспериментально полученной энергии отделения протонов и нейтронов с результатами расчетов на основе капельной модели. Экспериментальные данные получены из анализа данных, приведенных в таблице атомных ядер.

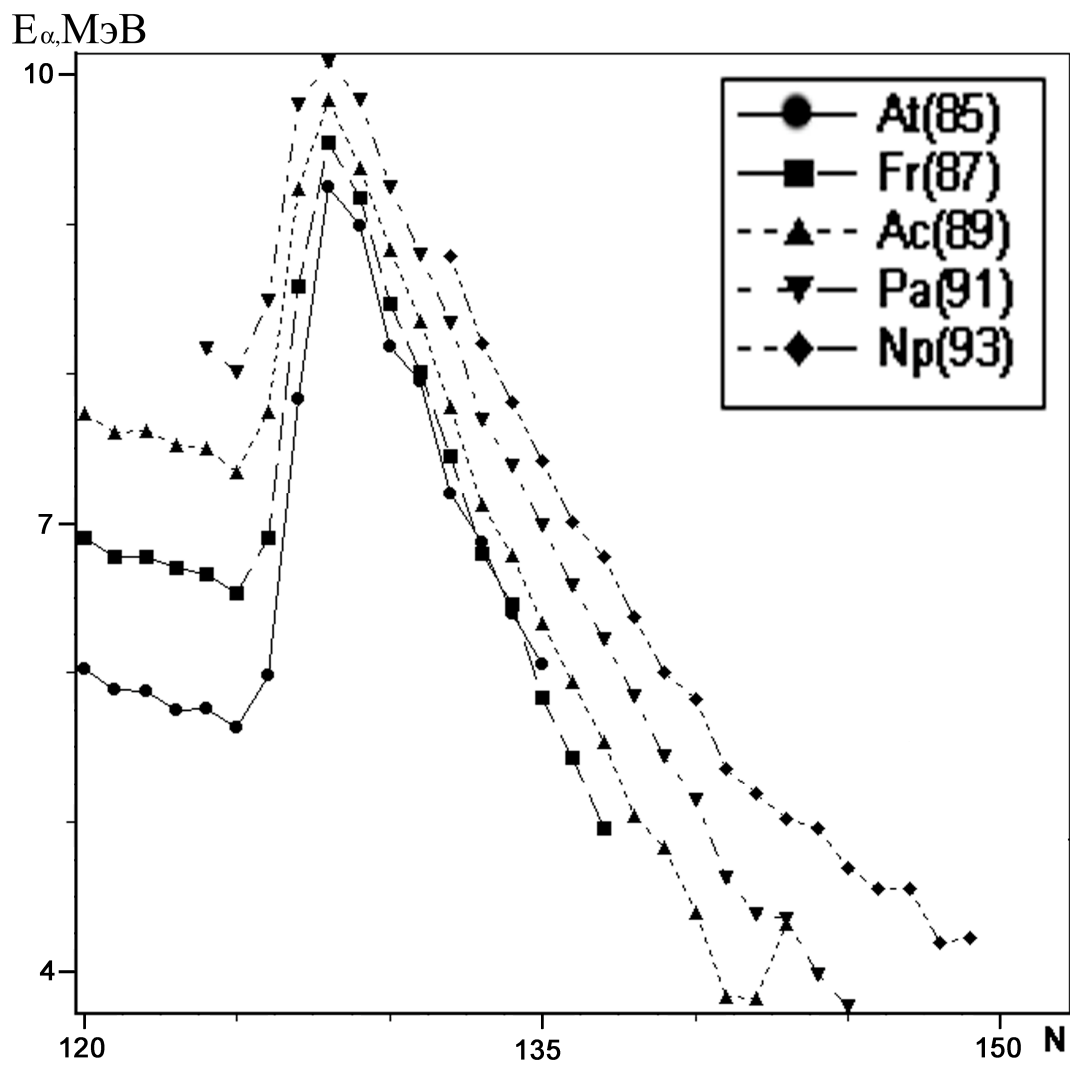


Рис. 10: Зависимости энергии α -распада E_α изотопов $Z = 85, 87, 89, 91, 93$ от числа нейтронов в ядре.

нейтронной оболочки. Используя эмпирическое соотношение (12) связывающее период полураспада $T_{1/2}$ и энергию α -частицы E_α

$$\lg T_{1/2}(\text{сек}) = \frac{C}{\sqrt{E_\alpha(\text{МэВ})}} - D, \quad (12)$$

где константы $C = 150$ и $D = 55$ мало меняются для тяжелых ядер, можно оценить периоды α -распада и сравнить их с экспериментально измеренными значениями периодов полураспада.

3.4. Энергия отделения двух нейтронов $E_{2n}(A, Z)$

$$E_{2n}(A, Z) = [M(A, Z) - M(A - 2, Z) + 2M_n] c^2 \quad (13)$$

На рис. 11 показана зависимость энергии отделения двух нейтронов $E_{2n}(A, Z)$ для различных изотопов с $Z = 55, 57, 59, 61, 63, 65$.

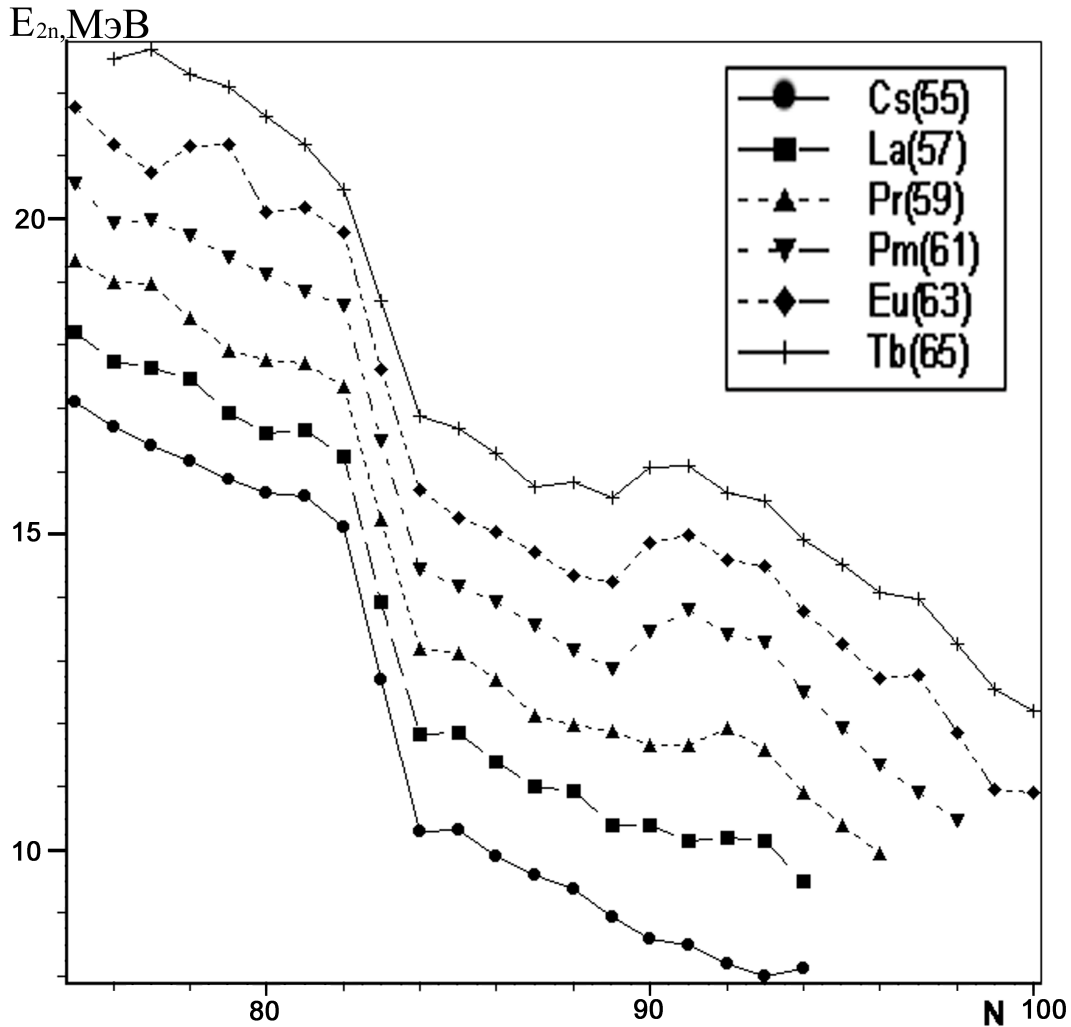


Рис. 11: Зависимость энергии отделения двух нейтронов $E_{2n}(A, Z)$ изотопов $Z = 55, 57, 59, 61, 63, 65$ от числа нейтронов в ядре.

Для всех изотопов наблюдается особенность в энергии отделения двух нейтронов, обусловленная заполнением нейтронной оболочки $N = 82$. В области $N = 90$ проявляются особенности поведения $E_{2n}(A, Z)$ обусловленные деформацией атомного ядра.

Изучая поведение величины $E_{2n}(A, Z)$ в зависимости от числа нейтронов N и числа протонов Z в ядре, можно исследовать отклонения формы атомного ядра от сферически симметричной, исследовать заполнение нейтронной и протонной оболочек.

3.5. Энергии β^\pm -распадов $E_{\beta^+}(A, Z)$ и $E_{\beta^-}(A, Z)$

$$E_{\beta^+}(A, Z) = [M(A, Z) - (M(A, Z - 1) + m_e)] c^2, \quad (14)$$

$$E_{\beta^-}(A, Z) = [M(A, Z) - (M(A, Z + 1) + m_e)] c^2, \quad (15)$$

где m_e — масса электрона.

Исследование энергии β^\pm -распадов для ядер перегруженных нейтронами или протонами позволяет изучать явление испускания запаздывающих частиц: нейтронов, протонов и других более сложных частиц, изучить запаздывающее деление, исследовать области ядер в которой могут наблюдаться эти явления.

4. Порядок выполнения работы

Студенту необходимо выполнить по указанию преподавателя несколько упражнений из ниже приведенного списка. Для выполнения численных расчетов использовать данные, приведенные в таблице атомных ядер.

Упражнение 1

Вывести на экран дисплея N–Z диаграмму атомных ядер. Найти области стабильности атомных ядер, области в которых расположены β^+ - и β^- -радиоактивные ядра, области α -радиоактивных ядер, область ядер, для которых наблюдается спонтанное деление. Проверить выполнение соотношения (1) для стабильных ядер с различными значениями Z . Найти ядра распадающиеся с испусканием протонов и нейтронов.

Упражнение 2

Для заданного Z , пользуясь данными, приведенными в таблице атомных ядер, определить для каких изотопов возможно испускание запаздывающих нейтронов. Для каждого из этих изотопов рассчитать максимальную энергию запаздывающих нейтронов.

Запаздывающие нейтроны могут испускаться возбужденными ядрами, образующимися после β^- -распада.

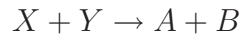
Упражнение 3

Для заданного Z , пользуясь данными, приведенными в таблице атомных ядер, определить для каких изотопов возможно испускание запаздывающих протонов. Для каждого из этих изотопов рассчитать максимальную энергию запаздывающих протонов.

Запаздывающие протоны могут испускаться возбужденными ядрами, образующимися после β^+ -распада.

Упражнение 4

Используя приведенные в таблице значения масс атомных ядер, рассчитать порог двухчастичной реакции:



Упражнение 5

Рассчитать энергию α -распада ядра (A, Z) . Зная энергию испущенной α -частицы, оценить период полураспада $T_{1/2}$ по формуле (12) и сравнить полученный результат с данными приведенными в таблице атомных ядер.

Упражнение 6

Используя полуэмпирическую формулу для энергии связи ядер (3), рассчитать удельную энергию связи для ядра (A, Z) и сравнить со значениями удельной энергии связи, полученными из расчетов по экспериментально определенным массам ядер, взятым из таблицы атомных ядер.

Упражнение 7

Пользуясь полуэмпирической формулой для энергии связи ядра (3), для ядер с числом протонов Z определить пределы изменения числа нейтронов N , при которых возможно существование атомных ядер. Сравнить с данными из таблицы атомных ядер.

Упражнение 8

Пользуясь полуэмпирической формулой для энергии связи ядра (3), для ядер с числом нейтронов N определить пределы изменения числа протонов Z , при которых возможно существование атомных ядер. Сравнить с данными из таблицы атомных ядер.

Упражнение 9

Используя данные приведенные в таблице атомных ядер, определить ядра нестабильные по отношению к испусканию α -частиц, протонов для изотопов $Z = 62-100$. Сравнить с расчетами на основе полуэмпирической формулой для энергии связи ядра (3).

Упражнение 10

Рассчитать энергию деления изотопов $Z = 70-107$ на основе полуэмпирической формулы для энергии связи ядра (3). Построить зависимость энергии деления от числа нейтронов в различных изотопах в случае симметричного ($Z_{\text{л}} = Z_{\text{т}}$) и асимметричного деления ($Z_{\text{л}}/Z_{\text{т}} = 2/3$).

Упражнение 11

Используя данные, приведенные в таблице атомных ядер, рассчитать энергию отделения фрагментов ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca из различных изотопов с $Z = 90-110$. Сравнить с результатами расчета на основе полуэмпирической формулы для энергии связи ядра (3).

Упражнение 12

Используя данные, приведенные в таблице атомных ядер, рассчитать энергию отделения двух нейтронов для изотопов с $Z = 30-110$. Сравнить с результатами расчетов, выполненными на основе полуэмпирической формулы для энергии связи ядер (3). Построить зависимости энергии отделения двух нейтронов от числа нейтронов для данных изотопов.

5. Адреса некоторых баз данных, содержащих информацию о свойствах атомных ядер

1. IAEA Nuclear Data Section: <http://www-nds.iaea.or.at/>
2. OECD NEA Data Bank: <http://www.nea.fr/>
3. US National Nuclear Data Center: <http://www.nndc.bnl.gov/>
4. Russian Nuclear Data Center: <http://www.ippe.obninsk.ru/>
5. Center for Experimental Photonuclear Data: <http://depni.npi.msu.su/cdfe/>
6. Nuclear Data Center of the Japan Atomic Energy Research Institute: <http://wwwndc.tokai.jaeri.go.jp/>

6. Контрольные вопросы и задачи

1. Чем определяются границы области существования атомных ядер?
2. Какая физическая модель лежит в основе формулы Вайцеккера?
3. Что такое энергия симметрии ядра?
4. Как зависит удельная энергия связи ядра от массового числа A ?
5. Почему удельная энергия связи ядра уменьшается в случае легких ядер?
6. В какой области массовых чисел A возможно спонтанное деление атомных ядер?
7. Какие существуют методы измерения масс атомных ядер?
8. Что такое слабое взаимодействие? Какие процессы обусловлены слабым взаимодействием?
9. Рассчитайте энергию связи ядра ^{40}Ca .
10. Рассчитайте энергии отделения α -частиц в изотопах ^{31}S , ^{32}S , ^{33}S .
11. Что такое магические числа?
12. Как можно экспериментально определить магические числа?
13. В каком случае атомные ядра могут испускать запаздывающие α -частицы?
14. С помощью каких методов можно получать изотопы, удаленные от долины стабильности?