

Курс общей физики

Автор: к. т. н., доцент

Поздеева Эльвира Вадимовна

Тема: ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Содержание лекции:

- 1. Введение**
- 2. Опыт Резерфорда**
- 3. Размеры ядер**
- 4. Состав атомного ядра**
- 5. Ядерные силы**

продолжение на следующем слайде...

6. Масса и энергия связи ядра

7. Модели атомных ядер

8. Радиоактивность

9. Деление ядер

10. Синтез ядер

11. Сверхтяжелые ядра ($A > 100$)

1. Введение

Атомное ядро состоит из протонов и нейтронов, связанных ядерными силами (сильным взаимодействием).

Нейтроны и протоны имеют почти одну и ту же массу и весьма сходные свойства. Их обычно называют нуклонами. Сложные ядра называют также нуклидами (термины «ядро» и «нуклид» равнозначны).

Ядра, имеющие одинаковое число протонов, но различные числа нейтронов, называются изотопами.

У легких и средних ядер число протонов и нейтронов примерно одинаково.

Суммарное число протонов и нейтронов называется массовым числом и обозначается символом A . Число нейтронов равно $A - Z$, где Z – атомный номер или число протонов в ядре.

Величина A данного атомного ядра очень близка к атомной массе самого атома. Для обозначения конкретного ядра используется символ атома с указанием сверху массового числа. Например, ^{14}C – это изотоп углерода, ядро которого состоит из 6 протонов и 8 нейтронов.

Атомная масса ядра ^{12}C выбрана в точности равной 12. Шкала атомных масс основана на массе ^{12}C .

2. Опыт Резерфорда

Прямые экспериментальные исследования строения атома были выполнены в 1911 г. [Э. Резерфордом](#), который изучал рассеяние α -частиц при прохождении через тонкую золотую фольгу, рис. 1 и определил дифференциальное сечение рассеяния α -частиц атомами.

Дифференциальным сечением реакции $a + A \rightarrow B + b$ называется величина
$$\frac{d\sigma_{ab}(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{1}{nN} \frac{dN}{d\Omega}$$

где n – количество частиц мишени на единицу площади; N – количество попавших на мишень частиц a , $dN/d\Omega$ – количество частиц, продуктов данной реакции b , вылетевших в элемент телесного угла $d\Omega$ в направлении, характеризуемом полярным θ и азимутальным φ углами.

Дифференциальное сечение обычно измеряется в барнах на стерадиан, один барн= 10^{-24} см²/стерадиан.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния нерелятивистской заряженной частицы в кулоновском поле ядра-мишени описывается формулой Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2},$$

где Z_1 и Z_2 – заряды налетающей частицы и ядра-мишени; e – элементарный заряд; T – кинетическая энергия налетающей частицы, θ - угол рассеяния.

Формула Резерфорда получена при следующих предположениях.

1. Ядро и α -частица точечные ($R_{\text{ядра}} = 0, R_{\alpha} = 0$).
2. Масса ядра $m_{\text{ядра}}$ много больше массы налетающей α -частицы m_{α} ($m_{\text{ядра}} \gg m_{\alpha}$).
3. Спин ядра и спин α -частицы равны 0 ($s_{\alpha} = s_{\text{ядра}} = 0$).
4. Магнитные моменты ядра и α -частицы равны 0 ($\mu_{\alpha} = \mu_{\text{ядра}} = 0$).
5. Механизм реакции – упругое рассеяние на ядре.
6. Потенциал рассеяния имеет вид $Z_1 Z_2 e^2 / R$.

Угловое распределение α -частиц, рассеянных на золоте, свидетельствовало о том, что положительный заряд атома сосредоточен в пространственной области размером меньше 10^{-12} см.

Это явилось основанием для планетарной модели атома Резерфорда, согласно которой атом состоит из тяжелого положительно заряженного атомного ядра с радиусом меньше 10^{-12} см и расположенным вокруг него отрицательно заряженных электронов.

Размер атома определяется размерами его электронной оболочки и составляет $\sim 10^{-8}$ см, что в десятки тысяч раз превышает размер атомного ядра. Несмотря на то, что атомное ядро занимает лишь небольшую часть объема атома в нем сосредоточено 99,98% его массы. Расстояние наибольшего r_{\min} сближения α -частицы с положительно заряженным ядром зависит от ее кинетической энергии T , заряда ядра Z и величины прицельного параметра b

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{r_{\min}}{2b} = \frac{Zze^2}{2bT}$$

С уменьшением прицельного параметра b увеличивается угол рассеяния θ . Это происходит потому, что частица ближе подходит к рассеивающему центру и испытывает большее действие рассеивающего кулоновского потенциала $V \sim 1/r$.

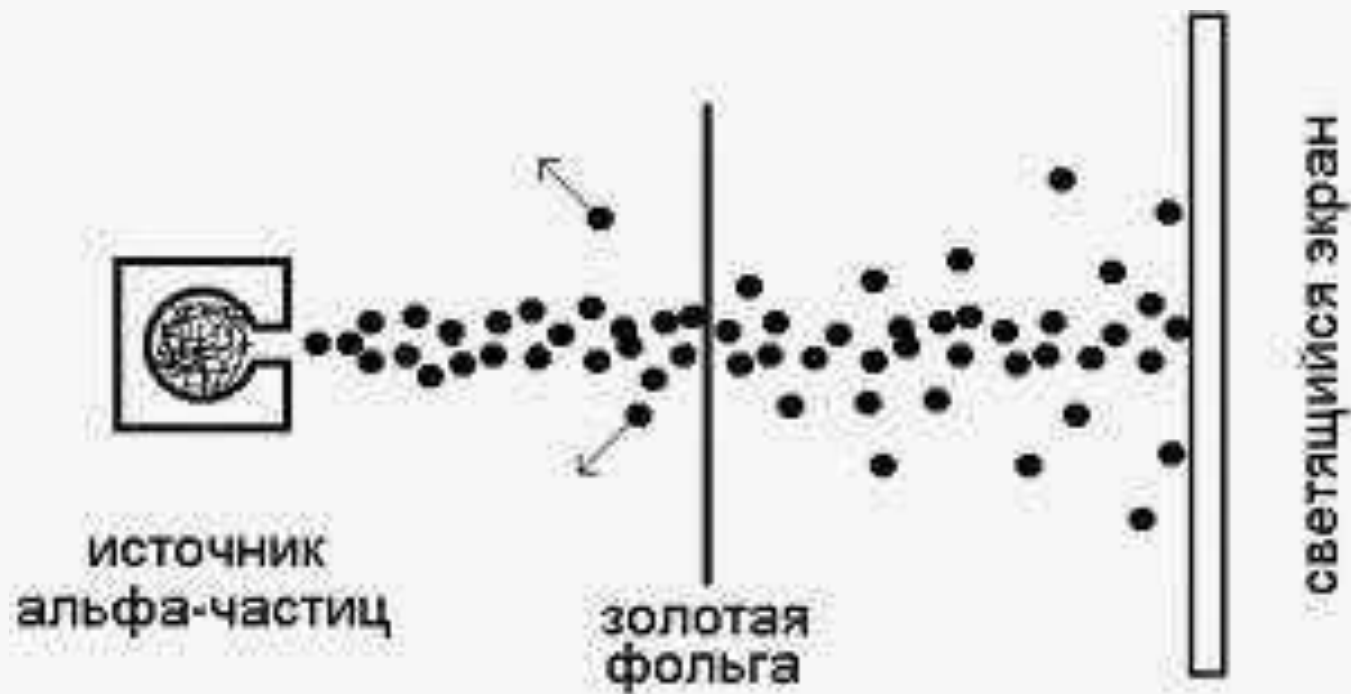
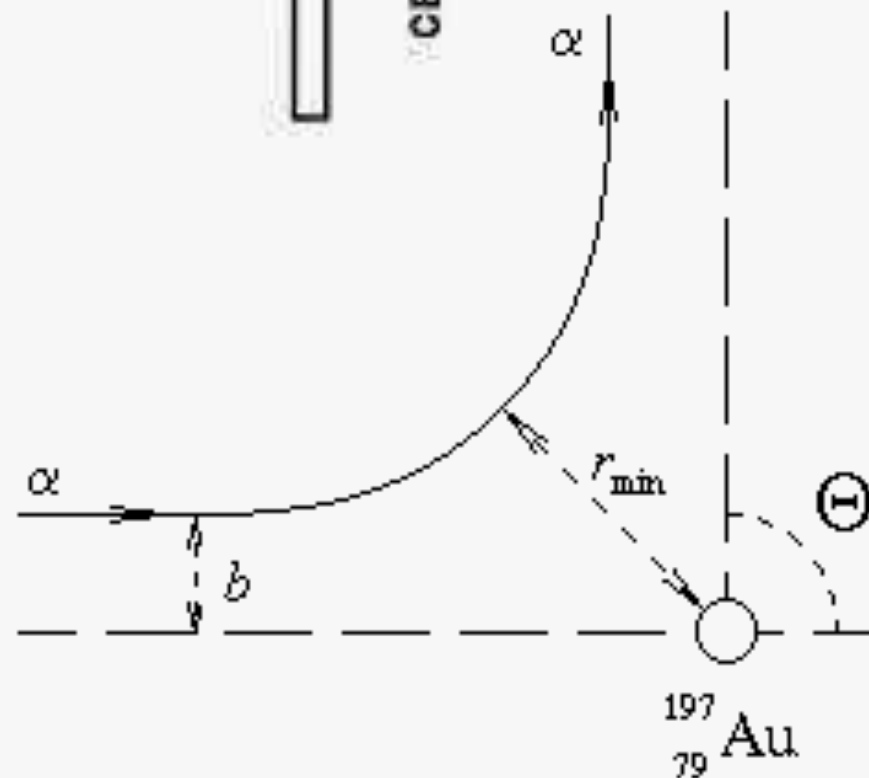


Рис. 1. Рассеяние α -частицы в кулоновском поле ядра



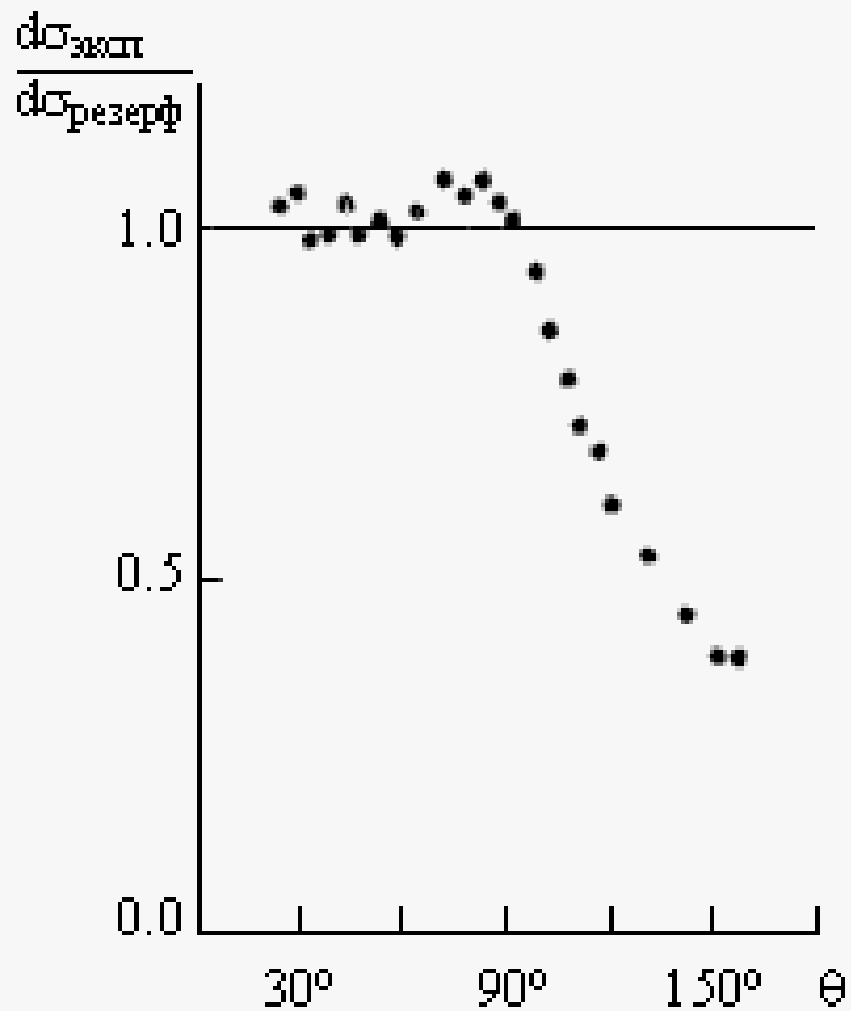


Рис. 2 Зависимость отношения экспериментального сечения к сечению кулоновского (резерфордовского) рассеяния от угла рассеяния для упругого рассеяния α -частиц с энергией 22 МэВ на ядрах свинца

Из того факта, что упругое рассеяние α -частиц с энергией 5,5 МэВ хорошо описывалось формулой Резерфорда, следовало, что размер атомного ядра меньше $5 \cdot 10^{-12}$ см.

Уточнить размеры атомных ядер удалось, увеличивая энергию α -частиц, что позволило уменьшить величину расстояния наибольшего сближения α -частицы с ядром.

На рис.2 показана зависимость отношения экспериментального сечения к сечению кулоновского рассеяния от угла рассеяния для упругого рассеяния α -частиц с энергией 22 МэВ на ядрах свинца.

Отклонение экспериментального сечения при углах $> 90^\circ$ от формулы Резерфорда означает, что прицельный параметр b сравним с размерами ядра.

При $\theta = 90^\circ$ можно получить оценку радиуса ядра свинца — $(5-6) \cdot 10^{-13}$ см = 5–6 Фм. Формула Резерфорда применима в случае, если расстояние наибольшего сближения между налетающей частицей и рассеивающим ядром превышает радиус ядра и можно пренебречь экранировкой ядра электронами.

Наблюдаемое при $\theta > 90^\circ$ падение дифференциального сечения по сравнению с предсказаниями формулы Резерфорда обусловлено тем, что при сближении налетающей α -частицы и ядра свинца до расстояния < 6 Фм в действие вступают силы отличные от кулоновских — ядерные силы.

3. Размеры ядер

Прямым методом измерения размеров ядер и распределения в них массы является исследование рассеяния электронов протонов или нейтронов высоких энергий. Установлено, что у всех ядер, исключая самые легкие, средний радиус дается выражением

$$R \approx (1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}) A^{1/3}.$$

В ядерной физике и физике элементарных частиц часто встречается единица длины 10^{-15} м. Она имеет специальное название – ферми. $1 \text{ ферми} = 1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$.

Найдем массовую плотность и плотность числа частиц ядерного вещества.

В ядре объемом $(4/3)\pi R^3$ число нуклонов в единице объема

$$n = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{A}{(4/3)\pi [(1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}) A^{1/3}]^3} = 1,38 \cdot 10^{44} \text{ м}^{-3}$$

Таким образом, умножая это значение на массу нуклона, получаем массовую плотность

$$\rho = n M_p = (1,38 \cdot 10^{44})(1,67 \cdot 10^{-27}) \text{ кг/м}^3 = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3$$

Один кубический сантиметр ядерного вещества имеет массу 230 млн. тонн. Заметим, что плотность ядерного вещества не зависит от размеров ядра, поскольку объем ядра пропорционален массовому числу A .

4. Состав атомного ядра

Измерения масс атомов с помощью масс-спектрографа показали, что массы всех исследованных атомов с точностью $\sim 10\%$ пропорциональны массе протона – $M \sim A m_p$, где A принимает только целочисленные значения.

Это послужило основанием для создания протон-электронной модели атомного ядра. Предполагалось, что атомное ядро состоит из A протонов и $(A - Z)$ электронов. Модель объясняла обнаруженную Астоном пропорциональность массы атомного ядра числу A и величине заряда атомного ядра.

По мере накопления экспериментальных данных по массам атомных ядер, магнитным моментам и спинам атомных ядер, протон-электронная модель ядра начала сталкиваться с трудностями в объяснении экспериментальных данных. Тем не менее, протон-электронная модель ядра продержалась вплоть до 1932 г.

В 1930–1932 гг. продолжая начатые Резерфордом эксперименты по облучению тонких фольг из бериллия α -частицами, [Боте](#) и Беккер обнаружили сильно проникающее излучение, состоящее из нейтральных частиц. В 1932 г. английский физик [Д. Чедвик](#) показал, что это ранее неизвестная нейтральная частица с массой, приблизительно равной массе протона.

Обнаруженная частица была названа нейтроном. Сразу после открытия нейтрона Д. Иваненко и В. Гейзенберг независимо выдвинули гипотезу, что атомное ядро состоит из нейтронов и протонов.

Протоны и нейтроны в атомном ядре связаны особыми силами, для которых характерна большая величина и малый радиус действия $\sim 10^{-13}$ см.

Ядерные силы существенно превосходят силы электростатического кулоновского отталкивания протонов и обуславливают большую плотность вещества ядра $\sim 10^{14}$ г/см³.

Этот новый тип взаимодействия, связывающий нейтроны и протоны, назвали ядерным или сильным взаимодействием.

Эти два названия долгое время считали синонимами. Сегодня мы знаем: сильное взаимодействие связывает кварки внутри нуклона, а ядерное взаимодействие, связывающее нейтроны и протоны, является следствием сильного взаимодействия.

Ядерное взаимодействие меняет свойства нуклонов. Так, например, свободный нейтрон, являясь нестабильной частицей, внутри ядра может стать стабильным.

По отношению к сильному взаимодействию протон и нейтрон имеют одинаковые свойства. Это привело к открытию новой симметрии - изотопической инвариантности сильных взаимодействий. Была введена новая квантовая характеристика — изоспин. Протон и нейтрон образуют изотопический дублет ($T = 1/2$) и могут рассматриваться как два квантовых состояния одной частицы - нуклона с разными проекциями изоспина $P \equiv |T = 1/2, T_z = +1/2\rangle$, $n \equiv |T = 1/2, T_z = -1/2\rangle$.

Протоны и нейтроны образуют атомные ядра всех химических элементов. Число протонов в ядре определяет атомный номер элемента и, следовательно, его место в периодической системе элементов Менделеева.

На рис. 3 показана $N - Z$ диаграмма атомных ядер. Черными точками показаны стабильные ядра.

Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа — ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра).

Протоноизбыточные ядра являются радиоактивными и превращаются в стабильные в основном в результате β^+ -распадов, протон, входящий в состав ядра при этом превращается в нейтрон.

Нейтронноизбыточные ядра также являются радиоактивными и превращаются в стабильные в результате β^- -распадов, с превращением нейтрона ядра в протон.

Характеристики протона, нейтрона, электрона

Характеристика	Протон	Нейтрон	Электрон
Масса, МэВ	938,28	939,57	0,511
Электрический заряд (в единицах заряда электрона)	+1	0	−1
Внутренний момент количества движения (в единицах \hbar)	1/2	1/2	1/2
Четность	+1	+1	+1
Статистика	Ферми–Дирака		
Магнитный момент (в единицах ядерного магнетона)	+2,79	−1,91	
(в единицах магнетона Бора)			1,001
Время жизни	$> 10^{25}$ лет	887 ± 2 с	$> 4.3 \cdot 10^{23}$ лет
Тип распада		$p \rightarrow e^+ \nu_e$	

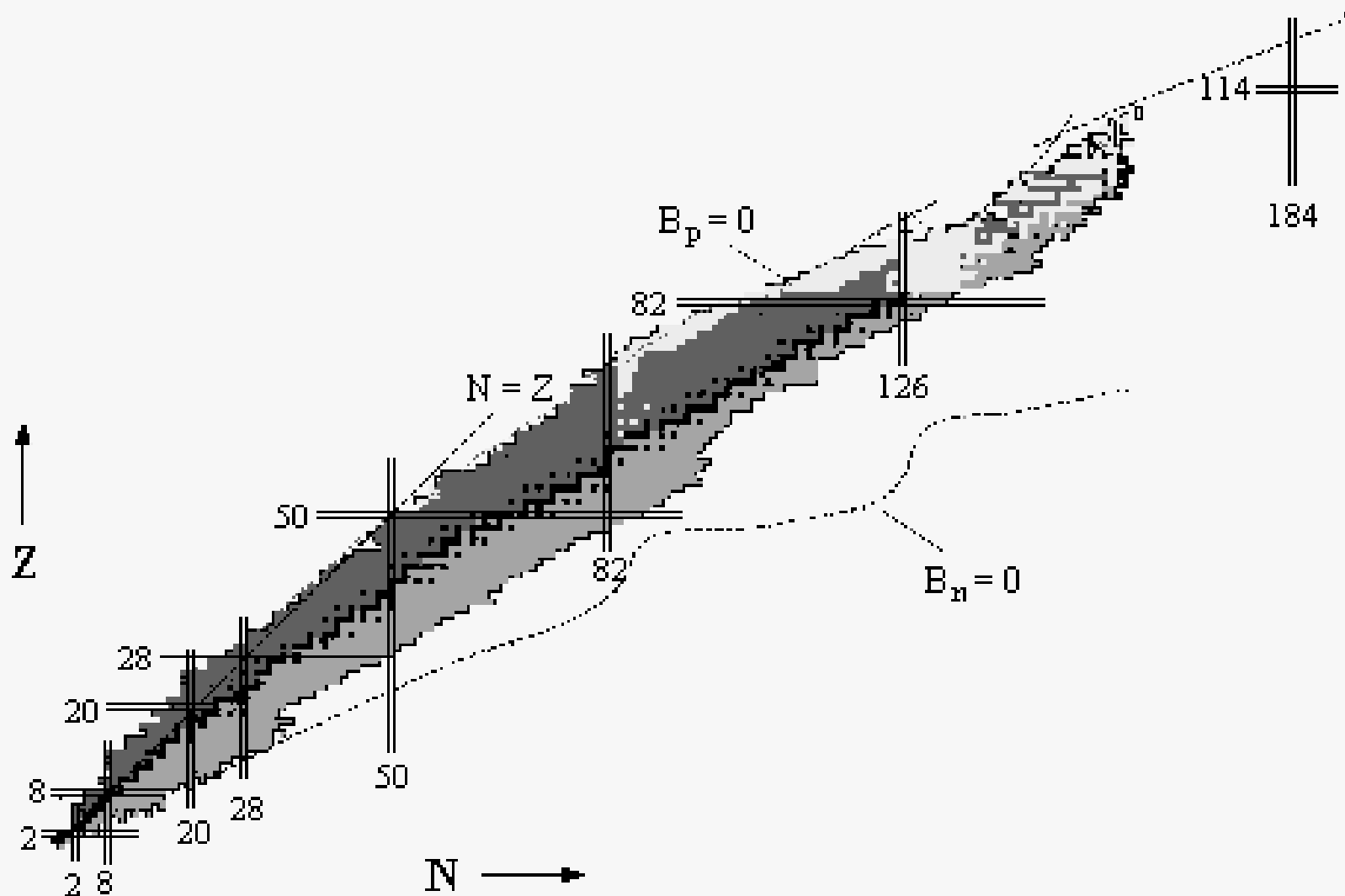


Рис. 3. $N - Z$ диаграмма атомных ядер

Самыми тяжелыми стабильными изотопами являются изотопы свинца ($Z = 82$) и висмута ($Z = 83$).

Тяжелые ядра наряду с процессами β^+ - и β^- -распада подвержены также α -распаду и спонтанному делению, которые становятся их основными каналами распада.

Пунктирная линия очерчивает область возможного существования атомных ядер.

Линия $B_p = 0$ (B_p – энергия отделения протона) ограничивает область существования атомных ядер слева.

Линия $B_n = 0$ (B_n – энергия отделения нейтрона) – справа. Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ($\sim 10^{-23}$ с) с испусканием одного или двух нуклонов.

5. Ядерные силы

Чтобы объяснить сильную связь протонов внутри ядра, требуется ввести фундаментальные силы нового типа. Для преодоления электростатического отталкивания протонов эти силы должны быть больше электростатических. Они называются ядерными силами (или сильным взаимодействием). Как видно из рис. 4, глубина потенциальной ямы, соответствующей ядерным силам, на порядок больше потенциальной энергии электростатического отталкивания двух протонов.

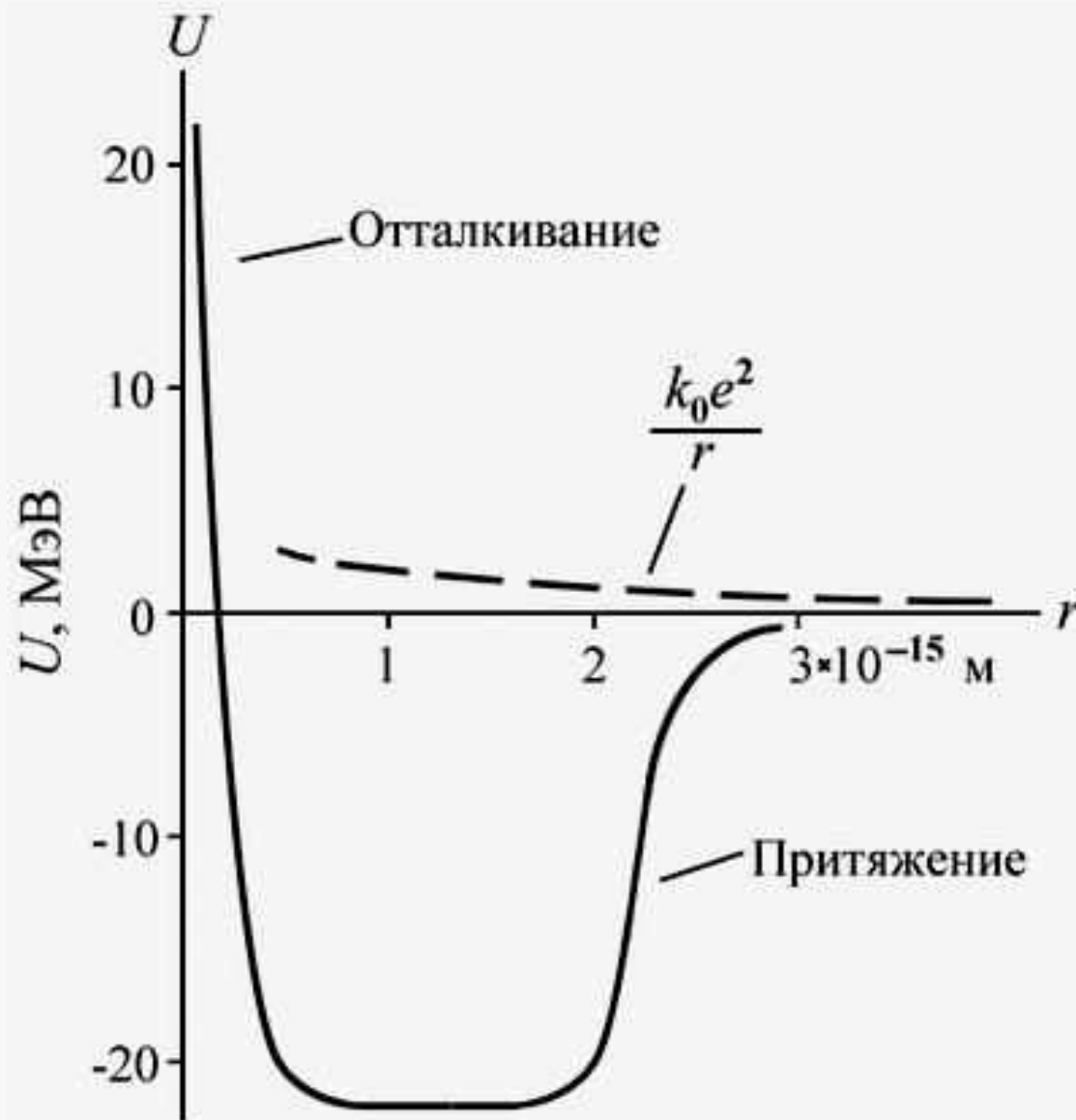


Рис. 4. Диаграмма потенциальной энергии фундаментального нуклон-нуклонного взаимодействия

Если не учитывать слабое электростатическое отталкивание, то сильное взаимодействие протона с протоном, протона с нейтроном и нейтрона с нейтроном будет в любом из этих случаев одним и тем же. Это взаимодействие называется нуклон-нуклонным.

Потенциальную энергию взаимодействия двух нуклонов можно грубо описать кривой, показанной на рис.4, хотя детальный вид этого взаимодействия пока неизвестен. На этом же рисунке для сравнения приведена потенциальная энергия электростатического взаимодействия двух протонов, равная $k_0 e^2 / r$ (штриховая линия).

Глубина потенциальной ямы определяется из величины энергии связи дейтрона (^2H , ядро тяжелого изотопа водорода). Более детальные сведения о форме потенциала дают опыты по рассеянию протонов и нейтронов на протонах.

В соответствии с измеренным на опыте значением энергии связи дейтрона глубина потенциальной ямы, характеризующей взаимодействие нейтрона с протоном, имеет величину около 29 МэВ

Свойства ядерных сил

1. Малый радиус действия ядерных сил ($a \simeq 1$ Фм).
2. Большая величина ядерного потенциала $V \sim 50$ МэВ.
3. Зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц.
4. Тензорный характер взаимодействия нуклонов.
5. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы).
6. Ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения.
7. Зарядовая независимость ядерных сил.
8. Обменный характер ядерного взаимодействия.
9. Притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ Фм) сменяется отталкиванием на малых ($r < 0,5$ Фм).

Наличие в атомном ядре нейтронов и протонов поставило перед физиками проблему изучения природы ядерных взаимодействий, связывающих эти частицы в ядре.

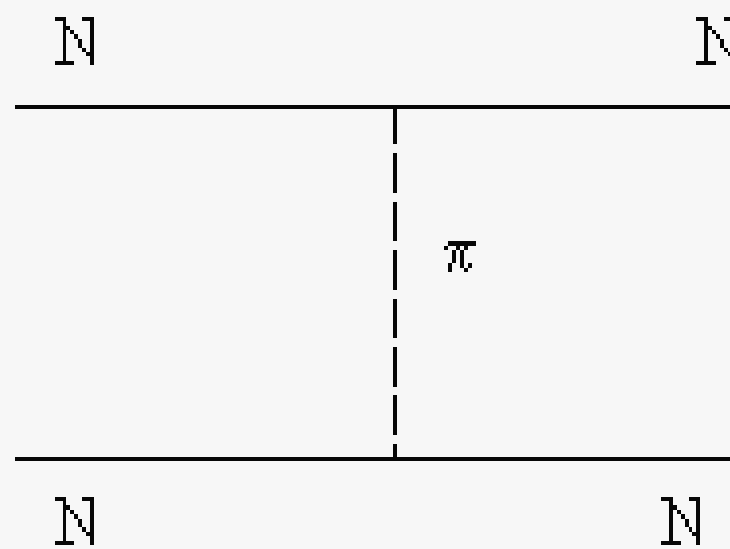
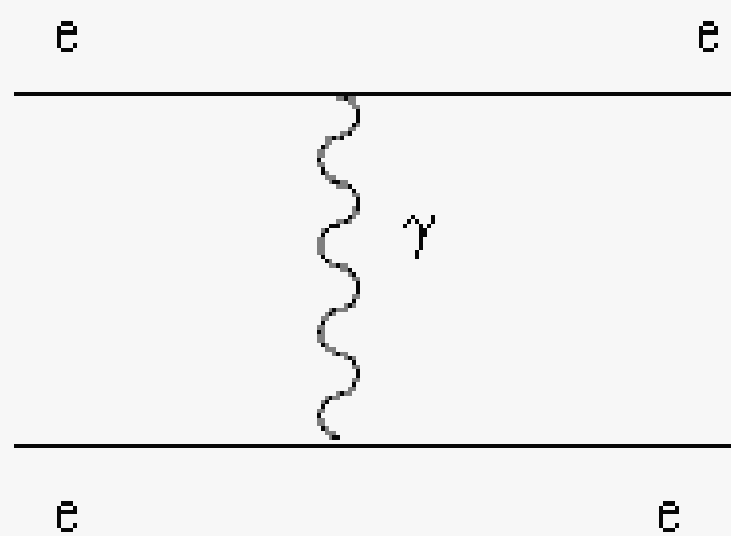
В 1934 году Х. Юкава предсказал новую частицу - квант ядерного поля.

Согласно гипотезе Юкава взаимодействие между нуклонами возникает в результате испускания и поглощения этих частиц. Они определяют ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем, которое возникает как следствие обмена фотонами.

Взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена квантами массы m , приводит к появлению потенциала

$$U_{\text{я}}(r) = g_{\text{я}} \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r},$$

где $g_{\text{я}}$ — константа взаимодействия частиц с полем квантов, переносящих ядерное взаимодействие.



Принимая во внимание известные факты, что ядерные силы — короткодействующие и имеют характерный радиус действия $\sim 1 \text{ Фм}$, Юкава оценил массу квантов ядерного поля $\sim 200 \text{ МэВ}$.

Предсказанная Юкавой частица должна была занимать по массе промежуточное значение между электроном и протоном и была названа мезоном от греческого слова *meso* — средний.

После предсказания свойств мезона начались энергичные поиски этой частицы. И уже через два года в 1937 г. в космических лучах с помощью камеры Вильсона была обнаружена частица с массой покоя равной примерно 200 массам покоя электрона. Вначале считалось, что это и есть предсказанный Юкавой мезон.

Однако более детальное исследование свойств этой частицы показало, что обнаруженные в космических лучах мезоны взаимодействуют с нейтронами и протонами не достаточно сильно, как это должно было быть для переносчиков ядерного взаимодействия. Они не захватывались атомными ядрами, а распадались с испусканием электронов.

В 1947 г. также в космических лучах была обнаружена еще одна частица, которая сильно взаимодействовала с протонами и нейтронами и была той самой частицей, которую предсказал Юкава. Ее называли π -мезоном или пионом.

Существует три разновидности π -мезонов: отрицательно заряженный π^- -мезон с массой ~ 140 МэВ, его положительно заряженная античастица π^+ -мезон, и нейтральный π^0 -мезон с массой ~ 135 МэВ.

Они одинаковым образом ведут себя относительно сильных взаимодействий. Поэтому так же как протон и нейтрон объединяются в изотопический дублет, пионы объединяются в изотопический триплет.

Пионы, нейтроны и протоны принадлежат к одному классу частиц, называемых адронами. Их отличительная черта - участие в сильных ядерных взаимодействиях.

6. Масса и энергия связи ядра

Масса ядра $m_{\text{я}}$ всегда меньше суммы масс, входящих в него частиц. Это обусловлено тем, что при объединении нуклонов в ядро выделяется энергия связи нуклонов друг с другом.

Энергия связи $E_{\text{св}}$ равна той работе, которую надо совершить, чтобы разделить образующее ядро нуклоны и удалить друг от друга на расстояние, при которых они не взаимодействуют:

$$E_{\text{св}} = c^2 \{ [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}} \}$$

На рис.5 показана энергия связи на нуклон $E_{св/н}$ в зависимости от A . Сильнее всего нуклоны связаны в ядрах с $A=50-60$, $E_{св/н}$ составляет 8.7 Мэв, далее с ростом A $E_{св/н}$ уменьшается, для самого тяжелого природного элемента урана составляет 7.5 Мэв.

Такая зависимость энергии связи на нуклон от A делает энергетически возможным два процесса, которые сопровождаются выделением большого количества энергии: а) деление атомных ядер и б) синтез лёгких ядер. Деления ядра с $A=240$ ($E_{св/н} = 7.5$ Мэв) на два ядра $A= 120$ ($E_{св/н} = 8.5$ Мэв) приводит к освобождению энергии 240 Мэв.

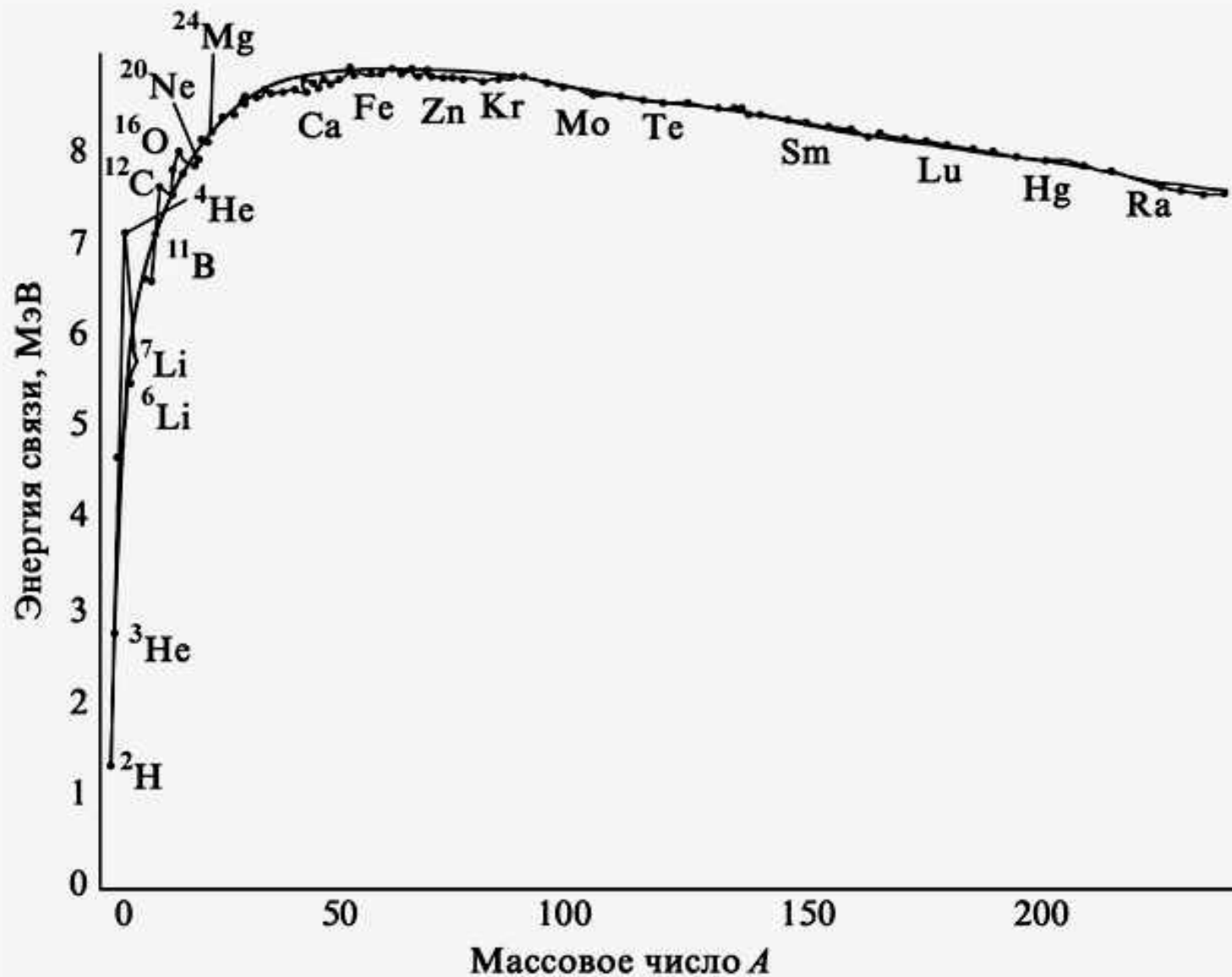


Рис. 5. Экспериментальная зависимость удельной энергии связи (энергии связи, приходящейся на один нуклон) от массового числа A

7. Модели атомных ядер

Первой моделью ядра была капельная модель, развитая в работах Бора, Уиллера и Френкеля. В этой модели атомное ядро рассматривается как сферическая капля заряженной жидкости.

Основанием для такой аналогии послужило то, что плотность ядерного вещества у всех ядер вблизи линии стабильности приблизительно одинакова, что говорит о его несжимаемости.

Кроме того, с жидкостью ядерное вещество сближает и свойство насыщения ядерных сил (энергия связи ядер приблизительно пропорциональна массовому числу).

В рамках капельной модели удалось объяснить многие свойства атомного ядра и получить полуэмпирическую формулу для энергии связи атомных ядер (формула [Вайцзеккера](#)), которая позволила понять некоторые закономерности в α - и β -распадах, делении ядер и грубо оценивать массы и энергии связи новых ядер:

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

где $a_1 = 15,75$ МэВ; $a_2 = 17,8$ МэВ; $a_3 = 0,71$ МэВ; $a_4 = 94,8$ МэВ;

$$a_5 = \begin{cases} +34 \text{ МэВ} & \text{для чётно-чётных ядер} \\ 0 & \text{для нечётных ядер} \\ -34 \text{ МэВ} & \text{для нечётно-нечётных ядер.} \end{cases}$$

Вместе с тем экспериментальные исследования выявили некоторую периодичность в изменении индивидуальных характеристик основных и возбужденных состояний ядер (таких, как энергии связи, спины, магнитные моменты, четности, некоторые особенности α - и β -распада, размещение ядер-изомеров среди остальных ядер и др.).

Эту периодичность капельная модель описать была не способна (см. рис. 6).

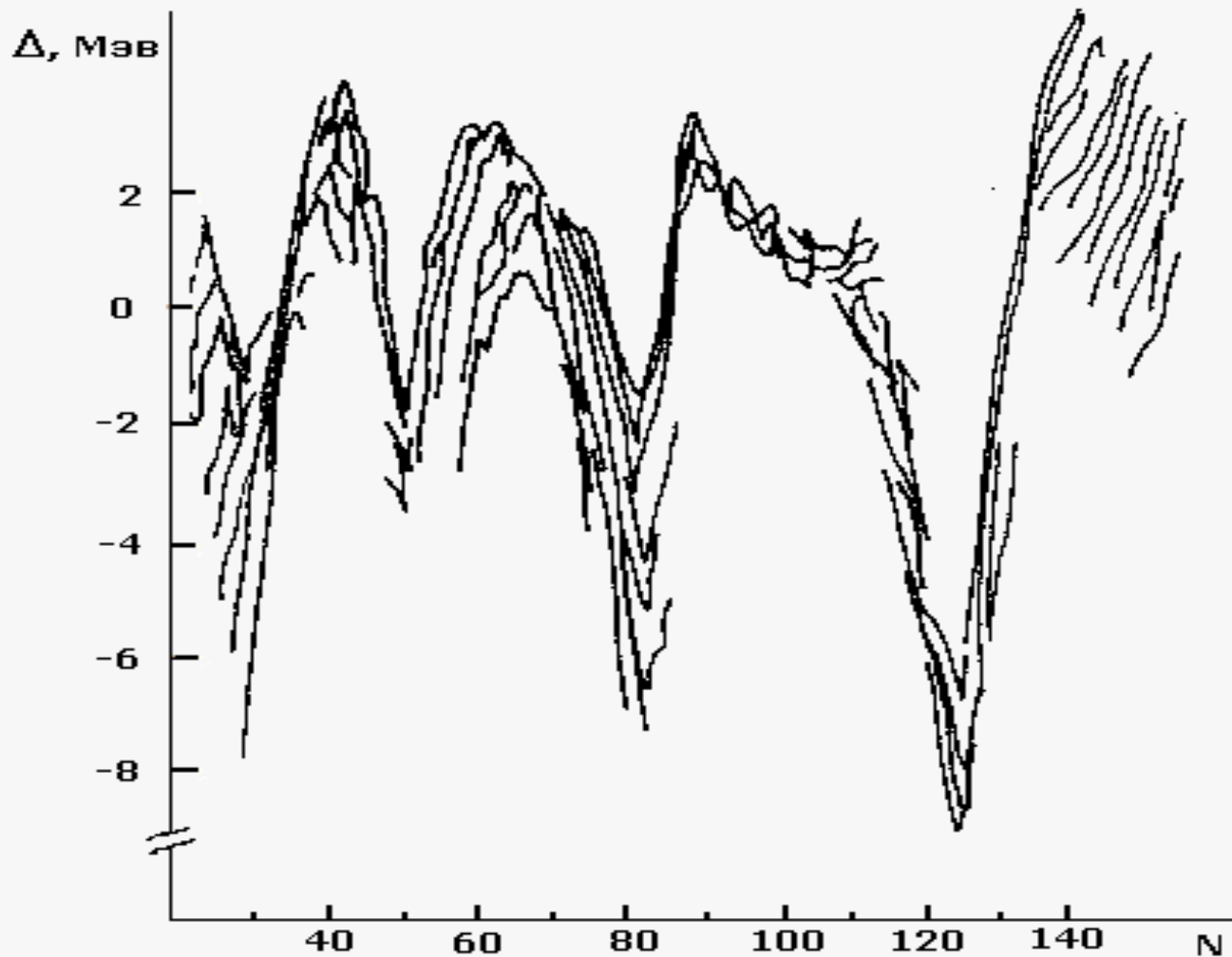


Рис. 6. Волновые функции атома водорода, соответствующие $n = 1, 2, 3$ и $l = 0$

Отмеченная периодичность подобна периодичности свойств электронных оболочек атома и определяется магическими числами нейтронов и протонов:

n	2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184
p	2, 8, 20, 28, 50, 82, 114

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

В 1949 г. Гепперт-Майер и Иенсен сделали решающий шаг в становлении оболочечной модели.

Они поняли, что для объяснения заполнения ядерных оболочек при $N, Z = 50, 82$ и $N = 126$, необходимо учесть так называемое спин-орбитальное взаимодействие: взаимодействие спина нуклона с его орбитальным моментом количества движения.

Они указали на важность учета принципа Паули при рассмотрении движения нуклона в ядре: принцип Паули препятствует потере энергии нуклоном при столкновении, так как все низколежащие одночастичные состояния заняты.

Поэтому средняя длина свободного пробега нуклона оказывается больше размеров ядра, что позволяет говорить об индивидуальных орбитах нуклонов.

В модели оболочек предполагается, что нуклоны движутся независимо друг от друга в сферически-симметричной потенциальной яме.

Каждому энергетическому уровню нейтрона на рис. 7 соответствует стоячая волна, или орбиталь, с определенной энергией и моментом импульса. Это относится к занятым уровням и к уровням с более высокой энергией, т.е. к возбужденным состояниям.

Нуклонные орбитали будут «стабильны» и иметь определенную энергию только в том случае, если средний свободный пробег нуклона в ядерном веществе значительно превысит размеры ядра.

Благодаря принципу Паули средний свободный пробег действительно оказывается значительно больше 10^{-15} м. Если нет свободного состояния, в которое мог бы перейти рассеянный нуклон, то столкновений в обычном смысле не может происходить: состояние с подходящим импульсом, в которое ему надлежит перейти, уже занято.

8. Радиоактивность

Радиоактивностью называют самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотоп другого элемента, сопровождающееся испусканием элементарных частиц или ядер. К числу таких превращений относятся:

1) альфа- распад, 2) бета- распад (в том числе К-захват), 3) протонная радиоактивность, 4) спонтанное деление ядер.

Закон радиоактивного распада прост. Для каждого радиоактивного ядра имеется определённая вероятность ? испытать радиоактивный распад в единицу времени.

Если радиоактивное вещество содержит N атомов, то количество атомов, которые претерпят превращение за время dt , будет равно

$$dN = -\lambda N dt.$$

Отсюда закон радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}.$$

Время, в течении которого распадается половина первоначального количества, называется периодом полураспада T :

$$T = \ln 2 / \lambda.$$

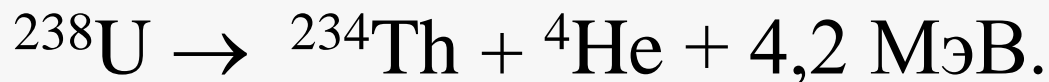
Альфа распад. Исторически сложилось, что ядро ${}^4_2\text{He}$ называют альфа-частицей (α -частицей).

Многие тяжелые ядра с $Z > 82$ ($Z = 82$ имеет свинец) испытывают радиоактивный распад с испусканием альфа-частицы.

При распаде выполняется закон сохранения заряда и нуклонов.

В альфа-частице удельная энергия связи оказывается больше, чем в тяжелых ядрах и альфа-распад энергетически вполне возможен. Например, ядро урана ^{238}U испускает альфа-частицы с периодом полураспада $4,5 \cdot 10^9$ лет.

Самопроизвольно происходит ядерная реакция



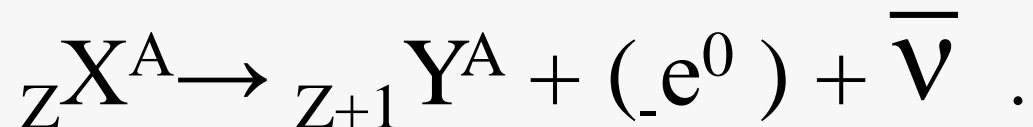
Спустя $4,5 \cdot 10^9$ лет половина ядер ^{238}U распадается. Разность масс ^{238}U и продуктов его распада составляет 4,2 МэВ.

Порядковый номер дочернего ядра уменьшается на 2 единицы, а массовое число – на 4.

Бета-распад- испускание электронов ($_{-}e$) или позитронов ($_{+}e$).

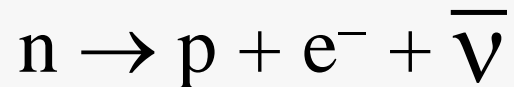
При распаде выполняется закон сохранения заряда.

Распад ($-e$) осуществляется по схеме:



Дочернее ядро имеет массовое число на единицу больше, чем материнское.

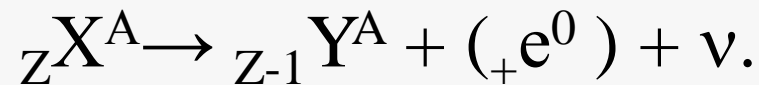
Простейшим примером бета-распада является превращение свободного нейтрона в протон с периодом полураспада 12 мин:



символ $\bar{\nu}$ обозначает антинейтрино. (нейтрино обозначают ν).

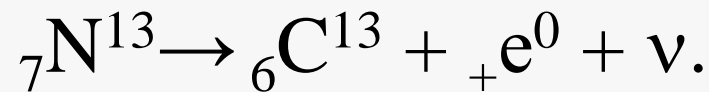
Оказалось, что масса покоя нейтрона больше массы покоя протона на 1,3 МэВ; поэтому полная энергия испускаемой пары электрон–нейтрино составляет 1,3 МэВ; 0,5 МэВ идет на массу покоя электрона и 0,8 МэВ остается на кинетическую энергию, которую делят между собой электрон и нейтрино.

Распад ($+e$) осуществляется по схеме:



Дочернее ядро имеет массовое число на единицу меньше, чем материнское.

Превращение, например, N^{13} в C^{13} происходит по этой схеме:



9. Деление ядер

Изучение взаимодействия нейтронов с веществом привело к открытию ядерных реакций нового типа. В 1939 г.

О. Ган и Ф. Штрассман исследовали химические продукты, получающиеся при бомбардировке нейтронами ядер урана.

Среди продуктов реакции был обнаружен барий – химический элемент с массой много меньше, чем масса урана.

Задача была решена немецкими физиками Л. Мейтнер и О. Фришем, показавшими, что при поглощении нейтронов ураном происходит деление ядра на два осколка.



где $k > 1$.

При делении ядра урана тепловой нейтрон с энергией $\sim 0,1$ эВ освобождает энергию ~ 200 МэВ.

Существенным моментом является то, что этот процесс сопровождается появлением нейтронов, способных вызывать деление других ядер урана — цепная реакция деления.

Таким образом, один нейтрон может дать начало разветвленной цепи делений ядер, причем число ядер, участвующих в реакции деления будет экспоненциально возрастать.

Открылись перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях:

- управляемая ядерная реакция деления – создание атомных реакторов;
- неуправляемая ядерная реакция деления – создание ядерного оружия.

В 1942 г. под руководством Э. Ферми в США был построен первый ядерный реактор.

В СССР первый реактор был запущен в 1946 г. под руководством Курчатова. В 1954 г. в Обнинске начала работать первая в мире атомная электростанция.

В настоящее время тепловая и электрическая энергия вырабатывается в сотнях ядерных реакторов, работающих в различных странах мира.

В 1 г любого вещества содержится $mc^2 = 9 \cdot 10^{13}$ Дж.

Деление 1 г урана сопровождается выделением $\sim 9 \cdot 10^{10}$ Дж. Это почти в 3 млн. раз превосходит энергию $2,9 \cdot 10^4$ Дж сжигания 1 г угля.

Конечно, 1 г урана обходится значительно дороже 1 г угля, но стоимость 1 Дж энергии, полученной сжиганием угля, оказывается выше, чем в случае уранового топлива.

Выработка 1 кВт·ч энергии обходилась в 1,7 цента на электростанциях, работающих на угле, и в 1,05 цента на ядерных электростанциях.

Благодаря цепной реакции процесс деления ядер можно сделать самоподдерживающимся. При каждом делении вылетают 2 или 3 нейтрона, рис. 8.

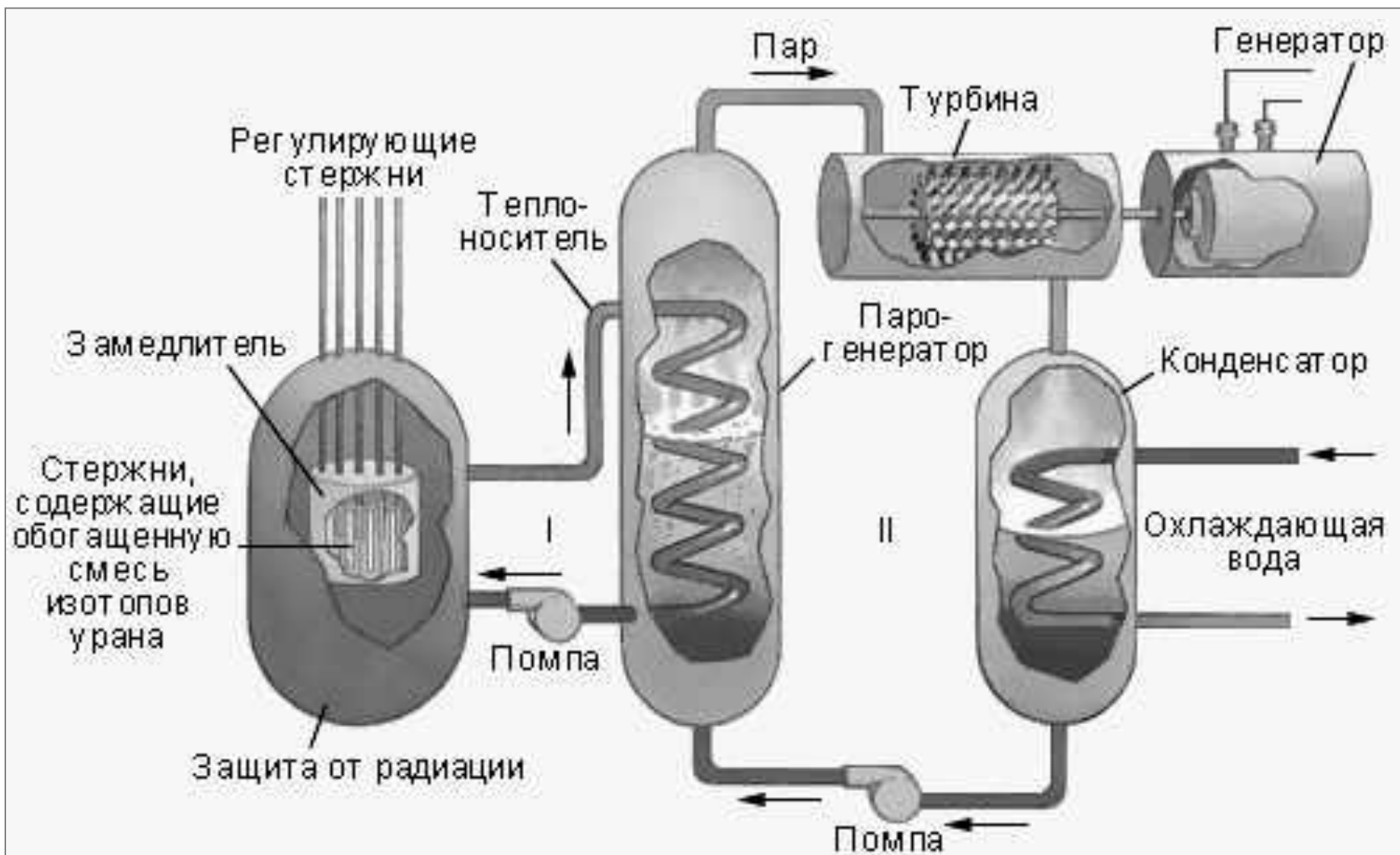


Рис. 8. Схема устройства атомной электростанции

Если одному из этих нейтронов удастся вызвать деление другого ядра урана, то процесс будет самоподдерживающимся.

Совокупность делящегося вещества, удовлетворяющая этому требованию, называется критической сборкой.

Массу ${}_{235}\text{U}$ и ${}_{239}\text{Pu}$ можно также сделать надкритической. В этом случае возникающие при делении нейтроны будут вызывать несколько вторичных делений.

Поскольку нейтроны движутся со скоростями, превышающими 10^8 см/с, надкритическая сборка может полностью прореагировать (или разлететься) быстрее чем за тысячную долю секунды.

Такое устройство называется атомной бомбой. Ядерный заряд из плутония или урана переводят в надкритическое состояние обычно с помощью взрыва.

Подкритическую массу окружают химической взрывчаткой. При ее взрыве плутониевая или урановая масса подвергается мгновенному сжатию. Поскольку плотность сферы при этом значительно возрастает, скорость поглощения нейтронов оказывается выше скорости потери нейтронов за счет их вылета наружу, рис. 9.

В этом и заключается условие надкритичности.

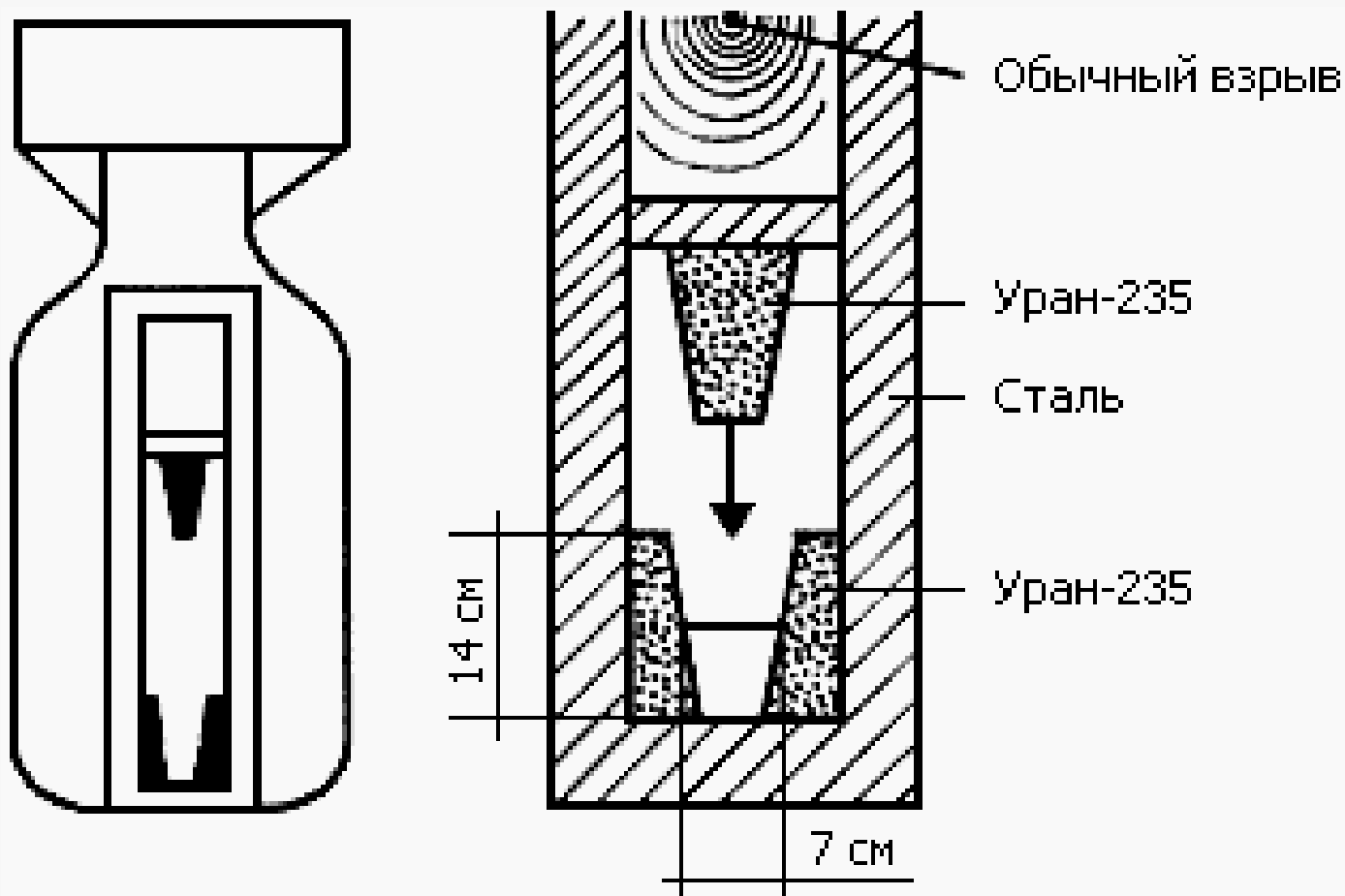


Рис. 9. Схема атомной бомбы «Малыш», сброшенной на Хиросиму. Ядерной взрывчаткой в бомбе служил уран-235, разделенный на две части, масса которых была меньше критической. Необходимая для взрыва критическая масса урана-235 создавалась в результате соединения обеих частей «методом пушки» с помощью обычной взрывчатки.

Взрыв атомной бомбы делают достаточно эффективным и бóльшая часть плутония прореагирует, а не разлетится.

При взрыве 1 т тринитротолуола (ТНТ) высвобождается 10^9 кал или $4 \cdot 10^9$ Дж.

При взрыве атомной бомбы, расходующей 1 кг плутония или ${}_{235}\text{U}$, высвобождается около $8 \cdot 10^{13}$ Дж энергии.

Это почти в 20 000 раз больше, чем при взрыве 1 т ТНТ.

Такая бомба называется 20-килотонной бомбой.

10. Синтез ядер

Масса или энергия покоя двух легких ядер оказывается больше, чем у суммарного ядра. Если легкие ядра привести в соприкосновение, то результирующее ядро имело бы меньшую массу и высвободилась бы энергия, равная разности масс.

Если соединить два дейтрона и получить ядро гелия, масса которого меньше суммарной массы двух дейтронов на 24 МэВ, то высвободится энергия синтеза 24 МэВ.

При объединении двух дейтронов с образованием гелия в энергию превращается 0,6% их первоначальной массы покоя. Процесс синтеза примерно в 6 раз эффективнее процесса деления урана.

Серьезным препятствием на пути к получению энергии в неограниченных количествах из «воды» является закон Кулона.

Электростатическое отталкивание двух дейтронов при комнатной температуре не позволяет им сблизиться до расстояний, на которых сказываются короткодействующие ядерные силы притяжения.

Для преодоления электростатического отталкивания два дейтрона должны 0,14 МэВ, или каждый из них 0,07 МэВ.

Таким образом,

$$(3/2)kT = 0,07 \text{ МэВ} = 1,15 \cdot 10^{-14} \text{ Дж},$$

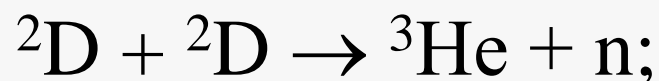
Откуда

$$T = 5,6 \cdot 10^8 \text{ К}.$$

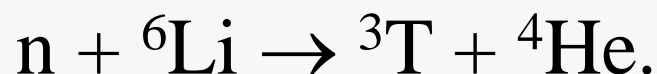
Если бы удалось нагреть дейтерий до температуры $\sim 5 \cdot 10^8 \text{ К}$, то в нем осуществилась бы реакция синтеза. Благодаря тому что имеется возможность проникновения сквозь барьер, то для инициирования термоядерного взрыва водородной бомбы достаточно температуры около $5 \cdot 10^7 \text{ К}$.

Ядерные реакции, требующие для своего осуществления температур порядка миллионов градусов, называются термоядерными.

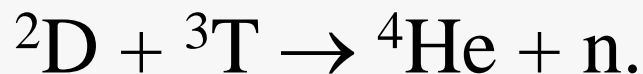
Вместо жидкого дейтерия в качестве горючего водородной бомбы используется соединение LiD, причем только с изотопом ${}^6\text{Li}$. Изотоп ${}^6\text{Li}$ поглощает нейтроны, возникающие в реакции



таким образом,



Затем тритий (${}^3\text{T}$) вступает в реакцию



Происходит выгорание дейтерида лития-6 (${}^6\text{Li}^2\text{D}$) с образованием ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и нейтронов.

Начавшись, термоядерные реакции сопровождаются выделением энергии, и этим обеспечивается поддержание высоких температур, пока большая часть вещества быстро не «выгорит». Происходит взрыв водородной бомбы.

Управляемый синтез.

Чтобы с помощью ядерного синтеза получить полезную энергию, термоядерные реакции должны быть управляемыми.

Необходимо найти способы создания и поддержания температур — миллионы градусов.

Одна из технических проблем связана с тем, что высокотемпературный газ, или плазму, нужно удерживать таким образом, чтобы не расплавились стенки соответствующего объема.

Плазму изолируют от стенок с помощью сильных магнитных полей.

Задача заключается в том, чтобы удержать плазму в изолированном состоянии в течение достаточно продолжительного времени и при этом выработать мощность, превышающую ту, которая была затрачена на запуск термоядерного реактора.

На рис. 10 показана предполагаемая схема конструкции реактора.

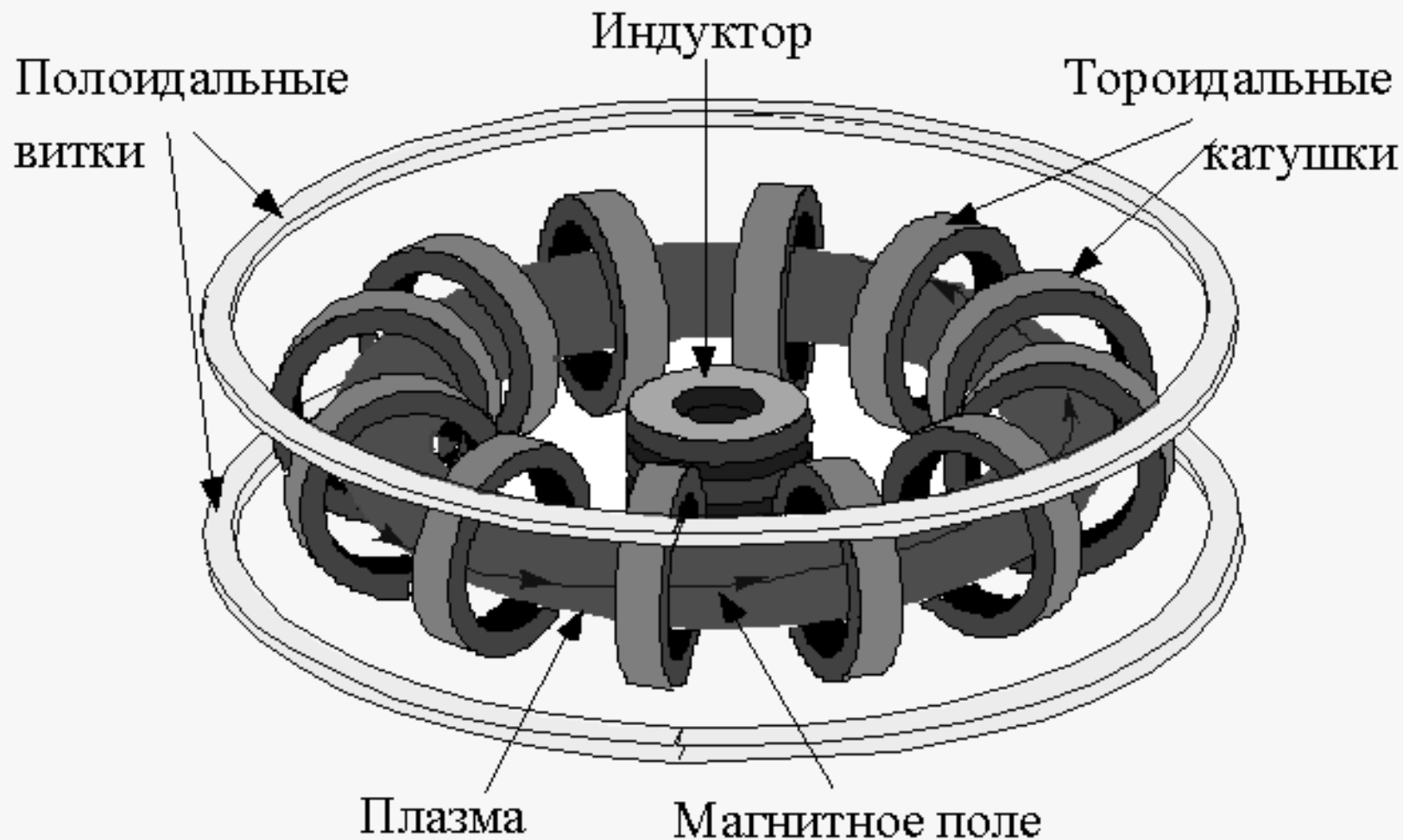


Рис. 10. Конструкция термоядерного реактора с магнитным удержанием. Магнитное поле создается сверхпроводящими обмотками

11. Сверхтяжелые ядра ($A > 100$)

Элементы с $Z > 92$ в естественных условиях не обнаружены. Более тяжёлые ядра синтезированы искусственным путём.

Проблема синтеза сверхтяжелых элементов тесно связана с тем фактом, что ядра с $Z = 8, 20, 28, 50, 82$ (магические числа) обладают повышенной стабильностью по отношению к различным модам радиоактивного распада.

Это явление интерпретируется в рамках оболочечной модели. Магические числа соответствуют заполненным оболочкам.

Естественно возникает вопрос о существовании следующих магических чисел по Z и N .

В случае если они существуют в области N - Z -диаграмм атомных ядер $N > 150$, $Z > 101$, должны наблюдаться сверхтяжелые ядра, имеющие повышенные периоды полураспада, т.е. должен существовать второй остров стабильности.

Показано, что повышение стабильности ядер следует ожидать для ядра с $Z = 114$, то есть следующая заполненная протонная оболочка соответствует $Z = 114$.

Замкнутые оболочки могут существенно увеличить высоту барьера деления и соответственно увеличить время жизни ядра. Таким образом, в этой области ядер ($Z = 114$, $N \sim 184$) следует искать следующих остров стабильности.

Ядра с $Z = 101 \div 109$ получили названия: 101 – Md (Mendelevium), 102 – No (Nobelium), 103 – Lr (Lawrencium), 104 – Rf (Rutherfordium), 106 – Sg (Seaborgium), 107 – Ns (Nielsborium), 108 – Hs (Hassium), 109 – Mt (Meitnerium). Учитывая заслуги исследователей из Дубны в открытии большого числа изотопов тяжелых элементов ($102 \div 105$), в 1997 г. решением Генеральной Ассамблеи чистой и прикладной химии элементу с $Z = 105$ было присвоено имя Dubnium (Db). Этот элемент ранее назывался Ha (Hannium).

Для получения сверхтяжелых ядер использовались ускоренные пучки ^{50}Ti , ^{51}V , ^{58}Fe , ^{62}Ni , ^{64}Ni , ^{70}Zn и ^{82}Se . В качестве мишеней применялись изотопы ^{208}Pb и ^{209}Bi .

Различные изотопы 110 элемента были синтезированы в Дубне в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова с помощью реакции $^{244}\text{Pu}(^{34}\text{S}, 5\text{n})^{272}110$ и в GSI (Дармштадт) в реакции $^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni}, \text{n})^{269}110$.

Самый тяжелый, полученный в лабораторных условиях элемент с $Z = 118$, был синтезирован в реакции



Период полураспада изотопа $^{293}118$ равен 120 мс.
Согласно современным микроскопическим
расчетам, стабильность сверхтяжелых ядер резко
возрастает по мере приближения к магическому
числу по нейтронам $N = 184$.

2424242424242424

Основные выводы

Свойства ядерных сил

1. Малый радиус действия ядерных сил ($a \simeq 1$ Фм).
2. Большая величина ядерного потенциала $V \sim 50$ МэВ.
3. Зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц.
4. Тензорный характер взаимодействия нуклонов.
5. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы).
6. Ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения.
7. Зарядовая независимость ядерных сил.
8. Обменный характер ядерного взаимодействия.
9. Притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ Фм) сменяется отталкиванием на малых ($r < 0.5$ Фм).

Радиус ядра $R \approx (1,2 \times 10^{-15} \text{ м}) A^{1/3}$.

поля.

Взаимодействие между нуклонами возникает в результате испускания и поглощения квантов ядерного поля — π -мезонов.

Они определяют ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем, которое возникает как следствие обмена фотонами.

Если первоначально имеется n_0 радиоактивных ядер, то спустя время t число ядер

$$n = n_0 \exp(-t/\tau).$$

Ядро может самопроизвольно испускать гамма-квант, альфа- частицу, e^- или e^+

При поглощении нейтрона с малой энергией оба изотопа ^{235}U и ^{239}Pu испытывают деление, в результате чего высвобождается примерно 200 МэВ энергии.

Энергия выделяется при синтезе двух легких ядер, таких, как ^2H , ^3H или ^6Li . Для синтеза требуются температуры ($\sim 10^8 \text{ K}$).