

Министерство образования и науки Республики Казахстан
ВОСТОЧНО-КАЗАХСТАНСКИЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. Д. СЕРИКБАЕВА

Л.Б. Баятанова

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ И
ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

**Методические указания для студентов специальности 6В05301 -
Техническая физика**

Усть-Каменогорск
2020

УДК 530

Баятанова Л.Б. Конспект лекций по ядерной физике и физике элементарных частиц. Методические указания для лекционных и семинарских занятий для студентов специальности 6В05301 - Техническая физика / Л.Б. Баятанова / ВКТУ. - Усть-Каменогорск, 2020. - 35 с.

Методическое указание содержит конспект лекций для студентов специальности 6В05301 - «Техническая физика» в области ядерной физики и физики элементарных частиц. Эти конспекты составлены в соответствии с ГОСО и типовой программой данной специальности. Рассмотрены общие свойства атомных ядер, современные модели ядра, основные характеристики ядерных сил. Законы явления радиоактивности, теория альфа- и бета-распада, ядерных и термоядерных реакций, метод ядерного магнитного резонанса и др. Темы подробно изучены. Приведены основные свойства и классификация физики элементарных частиц. Акцент делается на темы, расширяющие кругозор учащихся и развивающие их творческий потенциал.

Утверждено методическим советом факультета базовой инженерной подготовки
Протокол № ____ от _____ 2020г.

© Издательство ВКТУ
им. Д. Серикбаева, 2020

СОДЕРЖАНИЕ

Предмет ядерной физики	4
1 Состав атомных ядер	6
2 Энергия связи ядра	8
3 Основные характеристики ядра	11
4 Спино-магнитный момент ядра	16
5 Ядерные силы	18
6 Четность и статистика ядер	20
7 Капельная модель ядра	21
8 Оболочечная модель ядра	22
9 Обобщенная модель ядра	25
10 Радиоактивность. Закон радиоактивности.....	25
11 α -распад ядер.	27
12 β -распад ядер.	29
13 γ - распад ядер.	31
14 Законы сохранения в ядерных реакциях	33
15 Элементарные частицы.	34
Список литературы.....	37

ПРЕДМЕТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Ядерная физика - наука о строении, свойствах и превращениях атомных ядер.

Характерные расстояния для ядерной физики $\sim 10^{-8}$ см, для субатомной физики $\sim 10^{-12}$ см.

Физика элементарных частиц - субатомная физика.

Историческая справка

- 1896 - первое явление в области ядерной физики (естественная радиоактивность).
- 1904 - Томпсон предложил модель атома («пудинговая модель»).

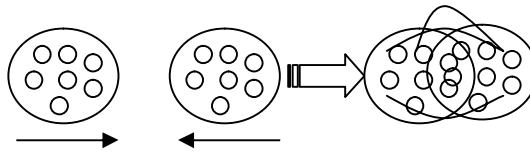


Рисунок 1 – 6-е состояние вещества.

- 1911 - Резерфорд исследовал рассеяние α - частиц.

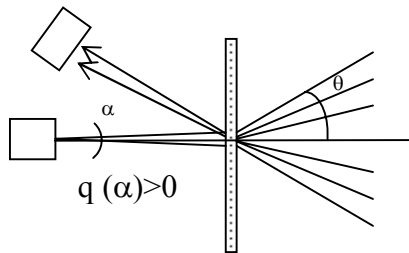


Рисунок 2 – Рассеяние α – частиц.

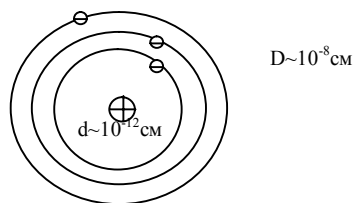


Рисунок 3 – Планетарная модель атома.

- 1919 - Астон открыл изотопы атомов ($M_{ат}$ разные, но химические свойства одинаковые).
- 1919 - Резерфорд доказал, что в состав каждого атома входит ядро водорода протон.
- 1932 - открыт нейтрон (Чедвик).
- 1932 - Иваненко предложил протонно-нейтронную модель ядра.
- 1939 - Ган и Штрассман открыли цепную реакцию ядер урана.

- 1953 - Рейнес и Коуэн впервые зарегистрировали предсказанную теорией в 1931 году частицу – нейтрино.
- 1964 - Гелл-Ман, Цвейг выдвинули гипотезу о кварковой модели ядра.
- 1994 - открыт последний 6-й кварк(t - кварк).
- 10 февраля 2000 года - представлены результаты исследований вблизи Женевы (ЦЕРН). Учеными была получена кварк - глюонная плазма (путем разгона ионов свинца до 33ГэВ и их столкновения => температура достигала 10^{12} К).
- 21 июля 2000 года - в лаборатории Ферми возле Чикаго впервые зарегистрировали τ - нейтрино, после предсказания Паули. Всего существует 3 типа нейтрино: электронное, мюонное, τ - нейтрино. С нейтрино связаны некоторые моменты, например, при исследовании межгалактического пространства возникла неопределенность с массой. Сейчас установлено, что масса нейтрино $m < 10$ эВ.

К 2000 году открыли 118-й элемент таблицы Д. И. Менделеева. В настоящее время известно ~400 элементарных частиц..

Кварки и лептоны - истинно элементарные частицы. Таких частиц существует 3 типа: кварки, лептоны, переносчики взаимодействия (глюоны, фотоны, гравитоны).

Одним из основных свойств всех элементарных частиц является их взаимодействие между собой.

Обычно различают 4 типа взаимодействия:

1. Сильное взаимодействие (ядерное). С помощью этого взаимодействия удерживаются в ядре протоны и нейтроны. Частицы, участвующие в сильном взаимодействии называются адроны. Характерное время процессов взаимодействия в этом случае $t \sim 10^{23}$ с. За счет сильного взаимодействия протоны притягиваются, а не отталкиваются согласно закону Кулона.
2. Электромагнитное взаимодействие существует между частицами, обладающими электрическим зарядом. С помощью электромагнитного взаимодействия объясняются упругие силы, силы трения, химическое взаимодействие и т.д. Характерное время взаимодействия $t_{\text{эс}} \sim 10^{-20}$ с. Электромагнитное взаимодействие - дальнедействующее.
3. Слабое взаимодействие. Этим типом взаимодействия объясняется β - распад атома. Слабое взаимодействие происходит между частицами распада ($n \rightarrow p + e^- + \nu_e$) и ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$), то есть между протоном и нейтроном. Характерное время взаимодействия в этом случае $t \sim 10^{-6} - 10^{14}$ с. Частицы, участвующие в слабом взаимодействии также называются лептонами.
4. Гравитационное взаимодействие является универсальным для частиц, обладающих массой. Характерные расстояния $R \sim 10^{-33}$ см.

Все типы взаимодействия отличаются по интенсивности. Самое сильное - это сильное взаимодействие.

Пример: Если для частицы с энергией $E \sim 10$ ГэВ принять за единицу сильное взаимодействие, то соотношения между первым и остальными взаимодействиями будут выглядеть следующим образом:

- 1) ~ 1 ; 2) $\sim 10^{-2}$; 3) $\sim 10^{-12}$; 4) $\sim 10^{-38}$

Элементарные частицы обладают еще одним свойством - могут превращаться друг в друга. Для облегчения записи характеристик частиц вводят величину 1 эВ ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж). Элементарные частицы обладают скоростями $0 < v < c$. Для изучения взаимодействия между частицами приходится разгонять их до релятивистских скоростей, поэтому приходится учитывать релятивистский эффект, т.е. пользоваться следующими формулами:

$$E = mc^2 = m(v)c^2 \quad (1)$$

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (2)$$

где m_0 - масса покоя частицы.

В настоящее время используется другой подход. Считается, что от скорости зависит энергия частицы, а не масса, т.е.

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad E = E(v). \quad (3)$$

Можно перейти от рассмотрения энергии к рассмотрению массы, т.к. растет энергия частицы, а не масса:

$$T = E - E_0 = m(v)c^2 - m_0 c^2 = (m - m_0)c^2. \quad (4)$$

Искусственным образом были получены частицы с энергией >30 ГэВ. В космическом пространстве существуют частицы с энергиями $E \sim 10^{20}$ эВ.

Рассмотрим характерные масштабы в природе и ядерной физике. Пространственные масштабы можно разбить на 4 группы:

1. Раздел космологии. Характерные расстояния $R > 100$ св. лет
2. Макроскопические тела - 10^{-6} см $< R < 10$ св. лет
3. Микромир - характерные размеры атомов и молекул, $R \sim 10^{-6} - 10^{-8}$ см
4. Субатомные частицы - $R \sim 10^{-12} - 10^{-14}$ см
5. Физика высоких энергий - $R \leq 10^{-16}$ см

В ядерной физике для удобства используют внесистемную единицу 1 Ф (1 ферми) = 10^{13} см = 10^{15} см (фемтометр). Также вводится понятие - характерные времена процессов.

Характерное время процесса - время, за которое частица проходит расстояние равное размеру самой частицы или \sim самой частицы.

1 СОСТАВ АТОМНЫХ ЯДЕР

Атомные ядра разделяются на стабильные и радиоактивные.

Стабильными называются долгоживущие ядра (неограниченно долго) $\sim 10^{10}$ лет.

Радиоактивными называются ядра с временем жизни $< 10^{10}$ лет.

Для описания свойств атомного ядра используются физические характеристики, которое делятся на статические и динамические:

- статические описывают основные (невозбужденные) ядра
- динамические характеристики относятся к описанию возбужденных ядер, распаду ядер, ядерных реакций и т.д.

Атомные ядра состоят из элементарных частиц: протонов, нейтронов. Это связано с тем, что их свойства близки по отношению к сильному взаимодействию.

Протон.

Обозначается “p”, открыт в 1919 году Резерфордом.

$$m_p = 1838,15m_e, \quad (5)$$

протон обладает спином $S_p = \frac{1}{2}$ (фермион). Заряд протона определен с точностью до 10^{-21}

$$|1 - \frac{q}{|e|}| \leq 10^{-21}.$$

За счет наличия спина протон обладает магнитным моментом

$$\mu_p = 2,79\mu_y, \quad (6)$$

где μ_y - ядерный магнетон,

$$\mu_y = \frac{e\hbar}{2m_p c} \quad (7)$$

(изначально предполагали, что $\mu_p = \mu_y$).

Характерное время $\tau \sim 10^{32} c \Rightarrow$ протон стабильная частица. Сам по себе протон на самом деле стабилен, но внутри ядра он может оказаться в нестабильном состоянии в ядре происходит α -распад ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$).

Нейтрон.

Обозначается “n”, открыт в 1932 году Дж. Чедвиком.

$$m_n = 1838,68m_e, \quad (8)$$

$$S_n = \frac{1}{2}, q_n = 0,$$

Точность определения заряда:

$$|q_n| \leq 10^{-21}|e|, \quad (9)$$

$$\mu_n = -1,91\mu_p, \quad (10)$$

Знак “-“ означает, что вектора спина и магнитного момента ($m_p \approx m_n$) по отношению к сильному взаимодействию протон и нейтрон почти одинаковы.

Время жизни нейтрона $\tau \sim 15$ мин, значит это не стабильная частица стремится к более стабильному состоянию. Т.к. нейтрон распадается по закону $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ и входит в состав ядер, внутри ядра нейтрон стабилен.

В ядерной физике говорят, что протон и нейтрон образуют изотопический дублет. С точки зрения сильного взаимодействия, взаимодействия вида n-p, n-p, p-p неразличимы. Данное свойство называется изотопическая инвариантность ядерных сил.

Из-за наличия протона и нейтрона атомные ядра получили определенные символы для обозначения:

Z - число протонов, N - число нейтронов,

Массовое число:

$$A = Z + N \quad (11)$$

Атомные ядра обозначаются следующим образом: ${}_Z^A X, {}_Z^A X^A, X_Z^A$.

Атомы ядра обладающие одинаковым числом протонов Z и различным массовым числом называются изотопами.

Пример: ${}_1^1 H$ (протий), ${}_1^2 H$ (дейтерий), ${}_1^3 H$ (третий); у ядра урана 14 протонов.

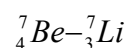
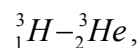
Ядра с одинаковыми массовыми числами, но разными числами Z называются изобары.

Пример: ${}_{18}^{40} Ar, {}_{20}^{40} Ca$.

Ядра с одинаковыми N, но разными Z называются изотоны.

Существуют частные случаи изобарных ядер - зеркальные ядра. В зеркальных ядрах: $Z_1=N_2, Z_2=N_1$.

Пример:



Химические свойства атомов определяется числом Z, массовое число A влияет на химические и физические свойства ядра, атомные ядра могут существовать в определенном диапазоне чисел A, Z, за пределами которого ядра распадаются и являются нестабильными. Для определения этого диапазона вводят понятие энергия связи.

2 ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА

Ядро представляет систему связанных между собой нуклонов. Возникновение связанного состояния возможно только под действием ядерных сил притяжения, удерживающих нуклоны в ограниченном объеме. Устойчивость связанного состояния обеспечивается тем, что ядро как система из взаимодействующих между собой нуклонов должна иметь минимум полной энергии.

Полная энергия нуклонов до образования ядра:

$$E_1 = \sum_{i=1}^A m_i, \quad (12)$$

(массы выражены в единицах энергии).

После объединения нуклонов в ядро массой M полная энергия: $E_2 = M$, изменение энергии системы:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = M - \sum_{i=1}^A m_i \quad (13)$$

Энергия, необходимая для расщепления ядра на составляющие его нуклоны называется полной энергией связи ядра.

Она равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра и передается в окружающее пространство:

$$\Delta W = |\Delta E| = \sum_{i=1}^A m_i - M \quad (14)$$

Система координат, начало которой находится в точке центра инерции ядра, называется системой центра инерции (СЦИ). В СЦИ полная энергия E системы нуклонов, связанных в ядро массой M_0 , будет равна:

$$E = M_0 \quad (15)$$

Полная энергия отдельного нуклона в СЦИ, совершающего движение в пределах ядра, равна сумме массы покоя нуклона m_{0i} и его кинетической энергии T_i :

$$\varepsilon_i = m_{0i} + T_i \quad (16)$$

Полная энергия системы взаимодействующих нуклонов равна:

$$E = \sum_{i=1}^A \varepsilon_i + U, \quad (17)$$

где U - суммарная потенциальная энергия нуклонов в ядре

$$M_0 = \sum_{i=1}^A m_{0i} + \sum_{i=1}^A T_i + U \quad (18)$$

Из определения энергии связи:

$$\Delta W = -\left(\sum_{i=1}^A T_i + U\right) \quad (19)$$

Если в $U < 0$, а $|U| > \sum_{i=1}^A T_i$, то $DW > 0$ и ядро устойчиво. Если же $|U| < \sum_{i=1}^A T_i$, то $DW < 0$ и нуклоны ядра будут разлетаться подобно свободным частицам.

Масса ядра и его устойчивость определяются тем, насколько величина энергии притяжения между нуклонами превышает суммарную кинетическую энергию движения нуклонов в ядре. Полная энергия связи (в энергетических единицах):

$$\Delta W(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z) \quad (20)$$

Эта же величина, выраженная в массовых единицах, называется дефектом массы ядра. Следует отметить принципиальное различие между понятиями декремента массы атома и дефектом массы ядра. Например, для атома ^{12}C декремент массы равен нулю по определению, а дефект массы ядра составляет 0,098940 а.е.м., или 92,1628 МэВ.

Так как известны массы атомов, а не ядер:

$$\Delta W(A, Z) = Zm_H + (A - Z)m_n - M_{am}(A, Z) \quad (21)$$

Ядро	DW (МэВ)	Ядро	DW (МэВ)
^2H	2,2	^{131}Xe	1103,5
^{12}C	92,2	^{208}Pb	1636,5
^{16}O	127,6	^{238}U	1801,7

Как характеристика интенсивности связи нуклонов в ядре полная энергия связи неудобна, поскольку она увеличивается с ростом числа нуклонов в ядре. Для этой цели больше подходит удельная (или средняя) энергия связи $\bar{\varepsilon}$ которая служит мерой прочности ядра.

Удельная энергия связи – это полная энергия связи нуклона в ядре (A,Z), отнесенная к одному нуклону:

$$\bar{\varepsilon}(A, Z) = -\frac{\Delta W(A, Z)}{A} \quad (22)$$

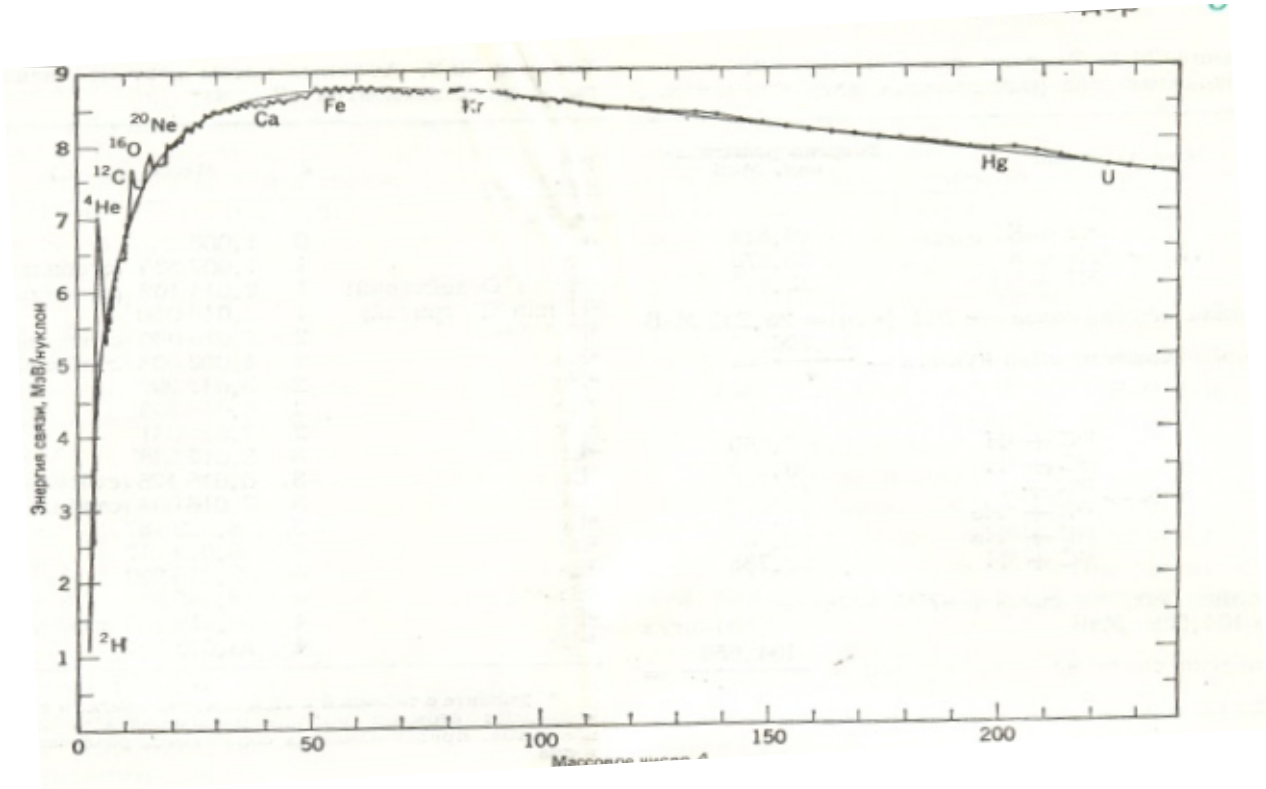


Рисунок 4 – График зависимости удельной энергии связи от массового числа.

1. Удельная энергия связи $\bar{\varepsilon}$ быстро возрастает при малых A , и уже для ядер с $A > 12$ имеет примерно постоянное значение, близкое к 8 МэВ/нуклон, т.е.

$$\Delta W \approx \bar{\varepsilon} A \quad (23)$$

Приближенная независимость $\bar{\varepsilon}$ от A свидетельствует о свойстве насыщения ядерных сил, которое выражается в том, что каждый нуклон в ядре может взаимодействовать только с ограниченным числом (очевидно соседних) нуклонов и с ростом числа возможных партнеров по взаимодействию перестает «замечать» остальных. Другими словами, у каждого нуклона имеется ограниченное число возможных связей.

2. Максимум удельной энергии связи приходится на ядра с массовыми числами $55 \div 60$ и спадает к обоим краям кривой.

Резкое уменьшение $\bar{\varepsilon}$ в области малых A объясняется поверхностными эффектами. Нуклоны у поверхности ядра не полностью насыщают все свои возможные связи. Этот эффект уменьшает полную энергию связи на величину, пропорциональную числу нуклонов в поверхностном слое. Роль поверхностных эффектов возрастает с увеличением отношения поверхности к объему, т.е. при переходе к легким ядрам.

На этом участке кривой $\bar{\varepsilon}(A)$ наблюдаются резкие «пики», отвечающие ядрам 4H , 12C , 16O , которые указывают на кластерную структуру этих ядер. Для этих ядер энергетически выгодным оказывается объединение нуклонов в α -частичные кластеры $(2p+2n)$.

Справа от максимума величина $\bar{\varepsilon}$ плавно уменьшается, достигая для самого тяжелого природного элемента - урана - значения 7,5 МэВ/нуклон. Это уменьшение объясняется электрическим отталкиванием протонов. Поскольку кулоновские силы не обладают свойством насыщения, то при переходе к тяжелым ядрам удельная энергия связи убывает из-за роста электростатической энергии взаимного расталкивания протонов, величина которой пропорциональна Z^2 . В ядрах с малым числом протонов она незначительна, но существенно влияет на прочность ядер в области тяжелых ядер.

1) для наиболее тяжелых ядер возможен процесс деления на два более легких;

2) нескольким легчайшим ядрам, наоборот, энергетически выгодно сливаться друг с другом в более тяжелые ядра (синтез ядер). Оба процесса протекают с выделением большого количества энергии в форме кинетической энергии продуктов реакции.

3. Энергия связи одного присоединяемого или отделяемого от ядра нуклона может зависеть от четности числа имеющихся в составе ядра протонов и нейтронов. Наиболее устойчивы ядра с четным числом протонов и нейтронов (т.н. четно-четные ядра). Эти ядра имеют удельную энергию связи, примерно на 1 МэВ большую, чем соседние ядра, у которых либо N , либо Z - нечетные (Ч-Н и Н-Ч ядра) и имеют наибольшую распространенность в природе. Промежуточное положение по величине удельной энергии связи и распространенности в природе занимают четно-нечетные и нечетно-четные ядра, количества которых равны. Наименьшие значения удельной энергии связи и количества стабильных нуклидов (четыре) имеют нечетно-нечетные ядра.

Особо высокие значения удельной энергии связи имеют ядра с содержанием нейтронов и (или) протонов, равным 2, 8, 20, 50, 82, 126 (только для нейтронов). Эти числа (и соответствующие ядра) получили название магических. Элементы с магическими ядрами имеют большую распространенность в природе. Особенно устойчивы дважды магические ядра, у которых и число нейтронов, и число протонов равно одному из магических чисел.

3 ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА

Размеры ядра – это достаточно условная величина. Ядро, как квантовомеханическая система, не имеет определенной границы. Наиболее точными считаются оценки размеров ядра по результатам рассеяния ядрами быстрых нейтронов и электронов. Все опыты подтвердили предположения о приблизительно сферической форме ядра. Радиус ядра определяется через массовое число A :

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (24)$$

где $r_0 = (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-15}$ м.

Распределение плотности ядерного вещества в ядре:

$$\rho_{\text{я}} = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R_0)/\delta]}, \quad (25)$$

где $R_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см – расстояние от центра ядра до места, где плотность ядра падает вдвое, а $\delta \approx 0,55 \cdot 10^{-13}$ см – скорость убывания плотности ядерного вещества.

Спин ядра.

Ядро во многих случаях может рассматриваться в целом как одна микрочастица. Так как нуклоны, из которых состоит ядро, обладают собственным механическим моментом, или спином, а также совершают движение относительно друг друга (орбитальное движение относительно центра инерции ядра), то и ядра должны иметь собственный механический момент (далее просто момент) или спин.

Спин ядра \vec{I} есть векторная сумма полных моментов отдельных нуклонов, \vec{J}_k каждый из которых складывается из орбитального момента \vec{i}_k и спина \vec{s}_k нуклона:

$$\vec{I} = \sum_{k=1}^A \vec{J}_k, \quad (26)$$

$$\vec{J}_k = \vec{i}_k + \vec{s}_k \quad (27)$$

Возможна другая схема сложения моментов отдельных нуклонов, когда сначала по отдельности суммируются векторы спинов и векторы орбитальных моментов всех нуклонов, затем полученные два вектора складываются. Однако, поскольку ядерные силы не центральны, и в ядре существует спин-орбитальное взаимодействие, то по этой причине в теории ядра используют выше указанную формулу.

В квантовой механике естественной единицей измерения момента импульса служит постоянная Планка $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, имеющая размерность момента импульса.

Основные свойства спина ядра:

1. Абсолютная величина вектора спина ядра может принимать только дискретные значения:

$$I = \hbar \sqrt{I(I+1)}, \quad (28)$$

где I – либо целое, либо полуцелое положительное число: $I = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$

Число I называют обычно величиной момента или квантовым числом момента. Следует особо отметить различие между модулем вектора и квантовым числом I , так как последнее является одним из чисел, используемых нахождения модуля вектора спина. Когда говорят: «момент $1/2$ », то имеют в виду именно это квантовое число.

Квантовое число lk для орбитального момента всегда целое число, $lk = 0, 1, 2, \dots$, квантовое число спина $S = 1/2$ (спин равен $1/2$) (для нуклонов и электронов).

2. Строго фиксированное значение может иметь только абсолютная величина вектора момента и одна из его пространственных проекций, обычно называемой проекцией на ось Z , которая обозначается как I_Z . Проекция момента I_Z может принимать случайным образом одно из $(2I+1)$ значений, уменьшающихся на единицу:

$$I_Z = I\hbar, (I-1)\hbar, \dots, -I\hbar \quad (29)$$

Число возможных проекций на ось Z четно, если I – полуцелое число, и нечетно, если I – целое число. Знак плюс или минус означает ориентацию вектора момента на выбранное направление оси Z в пространстве. Однако величины проекций I_x и I_y не имеют определенных значений и флуктуируют относительно нулевого среднего значения.

Квадраты проекций вектора момента на оси X и Y не равны нулю. По этой причине проекция момента I_Z всегда меньше абсолютной величины вектора механического момента. Действительно, максимальное значение:

$$\vec{I}^2 = \hbar^2 I(I+1) = (I\hbar)^2 + I\hbar^2 \quad (30)$$

Вектор момента прецессирует относительно оси Z с некоторой угловой скоростью и может ориентироваться вдоль или против направления оси Z только таким образом, чтобы его проекция на ось Z была равна одному из значений от $+I\hbar$ до $-I\hbar$ через единицу. Этот вектор никогда не может ориентироваться точно по направлению оси Z , поскольку его модуль, как отмечено выше, не равен $I\hbar$. Поэтому, помимо его модуля, сохраняющейся во времени величиной является только одна проекция вектора – проекция на ось Z . Полное число проекций I_Z вектора момента равно $(2I+1)$.

3. Модуль вектора момента \vec{I}_3 сложной системы, составленной из двух взаимодействующих систем с моментами \vec{I}_1 и \vec{I}_2 вычисляется из выражения:

$$\vec{I}_3^2 = (\vec{I}_1 + \vec{I}_2)^2 = I_3(I_3+1)\hbar^2 \quad (31)$$

Для получения возможных проекций вектора \vec{I}_3 каждая из проекций вектора \vec{I}_1 складывается с одной из соответствующих проекций вектора \vec{I}_2 .

Всего таких проекций: $(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)$ со значениями квантовых чисел:

$$I_3 = I_1 + I_2, I_1 + I_2 - 1, \dots, |I_1 - I_2| \quad (32)$$

правило сложения моментов в квантовой механике.

Относительная вероятность образования состояния со спином I' равна отношению числа возможных проекций вектора \vec{I}' к полному числу проекций возможных значений вектора \vec{I}_3 .

Статистический фактор или статистический вес:

$$g = \frac{2I' + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \quad (33)$$

Опытные закономерности:

- а) Для ядер с четными A спины всегда целые, а при нечетном A – всегда полуцелые.
- б) Четно-четные ядра (A - четное) в основном состоянии имеют спин равный нулю.
- в) Нечетно-нечетные ядра (A - четное) имеют целочисленный спин.
- г) Ядра с нечетным A имеют полуцелый спин в пределах от $1/2$ до $9/2$.

Магнитный момент ядра.

Магнитные моменты отдельных элементарных частиц (электронов, протонов, нейтронов) обусловлено существованием у них спина. Магнитные моменты ядер складываются из спиновых магнитных моментов протонов и нейтронов, образующих эти ядра, а также из магнитных моментов, связанных с их орбитальным движением внутри ядра по тем же правилам, по которым вычисляется спин ядра.

Спин и магнитный момент ядра связаны соотношением:

$$\vec{\mu} = g\vec{I}, \quad (34)$$

где g – гиромагнитный множитель (отношение):

$$g = \frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{I}|} = \frac{e}{2m_p c} \mu \quad (35)$$

Проекция магнитного момента $\vec{\mu}$ на ось Z , которая совпадает с направлением внешнего магнитного поля:

$$\mu_H = g\hbar I_H = \frac{e\hbar}{2m_p c} \mu I = \mu_B \mu I \quad (36)$$

Ядерный магнетон Бора:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж / Тл} \quad (37)$$

Магнетон Бора является универсальной единицей измерения магнитных моментов ядер.

$$U = -\vec{\mu} \vec{H}_e \quad (38)$$

Методы экспериментального определения спина и магнитного момента ядер основаны на исследовании взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем.

1. Метод определения спина ядер - исследование сверхтонкой структуры спектральных линий атомов, возникающей в результате взаимодействия магнитного момента $\vec{\mu}$ ядра с магнитным полем \vec{H}_e , которое создается электронной оболочкой атома в месте расположения ядра. Энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем \vec{H}_e электронной оболочки равна:

$$\vec{H}_e = -a\vec{J}_e \quad (39)$$

$$U = ga\vec{I}\vec{J}_e \quad (40)$$

Полный механический момент атома:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}_e, F = I + J_e, I + J_e - 1, \dots, |I - J_e| \quad (41)$$

$$\vec{F}^2 = (\vec{I} + \vec{J}_e)^2 = \vec{I}^2 + \vec{J}_e^2 + 2\vec{I}\vec{J}_e \quad (42)$$

$$U = \frac{ga}{2} (\vec{F}^2 - \vec{I}^2 - \vec{J}_e^2) \quad (43)$$

$$U = \frac{ga\hbar^2}{2} [F(F+1) - I(I+1) - (J_e + 1)] \quad (44)$$

Таким образом, при фиксированных значениях I и J_e величина энергии U взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем атома определяется возможными значениями квантового числа F , которое, согласно правилу сложения моментов, может иметь $(2I + 1)$ или $(2J_e + 1)$ значений (берется наименьшее число из I и J_e). Следовательно, энергия атома для фиксированного J_e расщепляется на $(2I + 1)$ или $(2J_e + 1)$ близко расположенных подуровней, чем и определяется число спектральных линий сверхтонкого расщепления.

а) $J_e > I$. По правилу сложения моментов, квантовое число полного момента F может принимать $(2I + 1)$ значений, чем и будет определяться число линий сверхтонкого расщепления. Подсчитав это число и приравняв его числу $(2I + 1)$ непосредственно находим спин ядра (квантовое число спина).

б) $I > J_e$. В этом случае, если линий сверхтонкого расщепления больше двух, применяют правило интервалов. Находим величину интервала ΔU_{12} , т.е. разность значений энергии U_1 и U_2 , которые определяются для двух соседних значений F и $F-1$ при фиксированных величинах J_e и I :

$$\Delta U_{12} = \frac{ga\hbar^2}{2} F \quad (45)$$

величина интервала ΔU_{23} , отвечающая двум соседним значениям F-1 и F-2:

$$\Delta U_{23} = \frac{ga\hbar^2}{2} (F - 1) \quad (46)$$

$$\frac{\Delta U_{12}}{\Delta U_{23}} = \frac{F}{F - 1} = \frac{I + J_e}{I + J_e + 1} \quad (47)$$

По измеренному отношению $\Delta U_1 / \Delta U_2$ и зная J_e , определяется квантовое число I спина ядра.

2. Определение спина ядра по расщеплению спектральных линий (эффект Зеемана) в магнитном поле, создаваемым внешним макроскопическим током.

3. Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Идея метода заключается в принудительном изменении ориентации магнитного момента ядра (а, следовательно, и спина), находящегося в сильном магнитном поле, под действием слабого высокочастотного магнитного поля определенной (резонансной) частоты ω_0 . Если образец поместить в сильное постоянное внешнее магнитное поле \vec{H} , то магнитный момент μ будет прецессировать вокруг направления \vec{H} . Энергия взаимодействия магнитного момента ядра и сильного магнитного поля равна:

$$U_0 = -\vec{\mu}\vec{H} = -\frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{I}|} \vec{I}\vec{H} = \frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{I}|} I_H \vec{H} = -\frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{I}|} \hbar \vec{I}\vec{H} = -gIH \quad (48)$$

Эта энергия соответствует низшему энергетическому состоянию атома.

Энергия, необходимая для перехода на первый возбужденный уровень:

$$\Delta U = U_1 - U_2 = -gH \sin \alpha_{np} = \frac{I}{n} \quad (49)$$

$$[(I-1) - I] = gH \sin \alpha_{np} = \frac{I}{n} \quad (50)$$

$$\hbar\omega_0 = gH \sin \alpha_{np} = \frac{I}{n} \quad (51)$$

Энергия сообщается слабым высокочастотным полем: $\vec{H}'(\omega')$

По найденному таким образом значению ω_0 находят гиромагнитное отношение, а из него - магнитный момент в безразмерных величинах μ .

4 СПИНО-МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЯДРА

Существование этого момента было предсказано еще Паули. В 1928 году с помощью этого момента была рассмотрена сверхтонкая структура спектра лития. С введением СММЯ Паули объяснил сверхтонкую структуру за счет взаимодействия магнитного момента электрона и магнитным моментом ядра. Спиновый момент нуклонов $S = \frac{1}{2}(\hbar = 1)$. Нуклоны могут обладать еще и орбитальным моментом $\bar{L} \Rightarrow$ полный момент:

$$\bar{L} = \bar{S} + \bar{L}, \quad (52)$$

$$|\bar{J}| = \sqrt{J(J+1)} \quad (53)$$

Проекция спина на выбранную ось Z:

$$m : \bar{J}, \bar{J}-1, \dots, -\bar{J} \Rightarrow J = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots, \frac{9}{2}, 6 \quad (54)$$

Из опыта известно:

- 1) Спин нуклонов всегда равен $\frac{1}{2}$
- 2) При четных массовых числах A спин всегда целый, а при нечетных – полу целый. Это позволило перейти от протонно-электронной к протонно-нейтронной модели ядра
- 3) Для ч-ч стабильных ядер $S=0$. Для нечетных массовых чисел A $S \neq 0$, н-н стабильные ядра имеют целые спины $\neq 0$
- 4) Спины стабильных ядер $S \leq \frac{9}{2}$. Большинство нуклонов – попарно связаны и не участвуют в создании спина.

Ядра со спином $J \geq \frac{1}{2}$ обладают магнитным моментом:

$$\mu = \gamma \hbar J, \quad (55)$$

где γ - гиромангнитное отношение ($\gamma > 0$, $\gamma < 0$). Существуют еще одно определение для магнитного момента

$$\mu = g \mu_y J, \quad (56)$$

$$\mu_y = \frac{\hbar e}{2m_p c} \quad (57)$$

ядерный магнетон,

g – фактор Ландэ.

Пример магнитных моментов:

$$\mu({}_1^3H) \approx 3\mu_y, J({}_1^3H) = \frac{1}{2}$$

$$\mu({}_2^3\text{He}) \approx -2,1\mu_y, \mu_n = 1,91\mu_y, \mu_p = 2,79\mu_y, J = \frac{1}{2}$$

5) Магнитные моменты не являются аддитивной величиной.

Пример:

$$\mu({}_1^2\text{H}) = \mu_n + \mu_p = (-1,91 + 2,79)\mu_y = 0,88\mu_y \mu({}_1^2\text{H})$$

Из эксперимента следует $\mu({}_1^2\text{H}) = 0,86\mu_y$. Неточность возникает из – за нецентрального характера ядерных сил.

Экспериментальные методы по определению спиновых моментов ядер.

1) Исследование сверхтонкого расщепления Зеемановских спектральных линий атома во внешних магнитных полях.

Измеряя расстояния между линиями можно получить информацию о спине ядра.

2) МЯМР (метод ядерного магнитного резонанса).

Здесь систему помещают во внешнее магнитное поле \vec{H}_0 , в результате взаимодействия на ядро действует магнитный момент $[\vec{\mu} \times \vec{H}_0]$, который заставляет вектор магнитного момента вращаться с частотой

$$\omega_0 = -\gamma H. \quad (58)$$

МЯМР позволяет исследовать отдельные эффекты ядра (находить спины и их свойства), при этом следует учитывать частоту воздействия: $\Delta\omega = 10^{-2} \div 10^2 \text{ МГц}$ - на этой частоте поле будет взаимодействовать с ядерной подсистемой (ВЧ ЯМР); $\Delta\omega = 10^3 \div 10^5 \text{ МГц}$ - взаимодействие с электронами (ЭПР, СВЧ – электронно-парамагнитный резонанс). МЯМР имеют точность 10^{-7} из-за эффекта прецессии.

3) Метод отклонения молекулярных пучков. Основан на опыте Штерна – Герлаха.

5 ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Ядерные силы относятся к так называемым сильным взаимодействиям и существенно отличаются по своим свойствам от электромагнитных и гравитационных. В полной мере природа ядерных сил до настоящего времени не выяснена. Даже для простейшей системы из двух нуклонов неизвестна зависимость ядерных сил от расстояния между нуклонами. Короткодействие ядерных сил и свойство насыщения, многообразие свойств ядерных сил не позволяют создать законченную теорию, подобную квантовой электродинамике для расчета свойств атомов.

Основные свойства ядерных сил:

1. Между нуклонами действуют силы притяжения, что подтверждается существованием стабильных ядер. Эти силы самые интенсивные в природе. Например, энергия связи простейшего ядра - ${}^4\text{He}$ - равна 2,22 МэВ, а простейшего атома – водорода – 13,6 эВ.

2. Ядерные силы – короткодействующие.

Это свойство ядерных сил подтверждается данными по измерению размеров атомных ядер. Ядерные силы удерживают нуклоны на расстояниях $\sim (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см. При расстояниях между нуклонами, превышающих $2 \cdot 10^{-13}$ см действие ядерных сил не обнаруживается. На расстояниях меньших $1 \cdot 10^{-13}$ см, притяжение нуклонов заменяется отталкиванием.

3. На расстояниях, где между протонами действуют ядерные силы притяжения, они превосходят кулоновские силы отталкивания приблизительно в 100 раз, действие которых на этих расстояниях также очень велико. Короткодействие ядерных сил приводит к резкому разграничению областей, где действуют только далекодействующие кулоновские силы, или только ядерные, которые подавляют кулоновские силы на малых расстояниях. На рис. показана потенциальная энергия взаимодействия протона с тремя различными ядрами: легким (${}^4_2\text{He}$), средним (${}^{60}_{28}\text{Ni}$) и тяжелым (${}^{238}_{92}\text{U}$).

Функции $U(r)$ представляют собой энергию взаимодействия между протоном и ядром. За границами ядра существует только кулоновское отталкивание, энергия которого равна

$$U_k = \frac{Zze^2}{r} \quad (59)$$

где Z – заряд ядра, z – заряд налетающей частицы.

4. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов и от взаимной ориентации орбитального и спинового моментов каждого из нуклонов.

Внутри ядра следует учитывать спин-орбитальное взаимодействие нуклонов.

Зависимость ядерных сил от спина хорошо видна на примере дейтона, который имеет спин, равный единице, т.е. нейтрон и протон могут существовать в связанном состоянии только при параллельных спинах. При антипараллельных спинах нейтрон и протон не образует связанной системы. Но притяжение между ними все же существует, что приводит к значительной эффективности рассеяния нейтронов на протонах. Поэтому рассеяние нейтронов на водородосодержащих средах оказывается также эффективным и широко используется для замедления нейтронов в ядерных реакторах.

Если нуклоны одноименные, то наибольшее притяжение между ними наблюдается в случае антипараллельной ориентации их спинов. Этой особенностью объясняется эффект спаривания нуклонов.

5. Интенсивность ядерного взаимодействия не зависит от электрического заряда нуклонов. Ядерные силы, действующие между двумя протонами ($p-p$), протоном и нейтроном ($p-n$) и двумя нейтронами ($n-n$), находящихся в одинаковых пространственных и спиновых состояниях, одинаковы по величине. Это свойство называется зарядовой независимостью ядерных сил. Другими словами, протон и нейтрон оказываются равноправными относительно ядерного взаимодействия. Это, конечно, не означает, что кулоновское расталкивание протонов не играет роли внутри ядра или при рассеянии двух свободных протонов.

Зеркальными называются ядра изобаров, количество протонов в одном из которых равно количеству нейтронов в другом и наоборот. В зеркальных ядрах число $(p-n)$ связей остается постоянным, а $(p-p)$ связи заменены на $(n-n)$ связи. Энергии основных состояний у них сдвинуты друг относительно друга на величину разности $\Delta U_{\text{кул}}$ кулоновской энергии ядер и разность масс нуклонов $\Delta m_{\text{нук}}$ ($m_n > m_p$)

$$\Delta E = \Delta U_{\text{кул}} - \Delta m_{\text{нук}} \quad (60)$$

соответствующие уровни энергии таких ядер (энергетические спектры ядер) очень близки, а спины и четности уровней совпадают.

Непосредственное доказательство гипотезы о зарядовой независимости ядерных сил было получено в прямых опытах по изучению $(p-p)$ и $(n-p)$ рассеяния.

6. Свойство насыщения ядерных сил. Это означает, что каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом соседних нуклонов. Свойство насыщения ядерных сил имеет парный характер. Пара нейтронов и пара протонов образует одно из самых прочных легких ядер ${}^4_2\text{He}$ - α -частицу.

Присоединение еще одного нейтрона к α -частице оказывается невозможным.

7. Ядерные силы имеют нецентральный характер. Центральными называются силы, которые действуют вдоль прямой, соединяющей взаимодействующие тела. Центральные силы могут зависеть от относительной ориентации спинов частиц, но не должны зависеть от ориентации спинов относительно линии, соединяющей частицы.

Система из протона и нейтрона имеет наибольшую энергию связи только тогда, когда спины обоих нуклонов направлены вдоль оси дейтона. Ядерные силы имеют нецентральный характер, так как они зависят не только от расстояния между нуклонами, но и от ориентации спинов относительно линии, соединяющей нуклоны.

8. Ядерные силы имеют обменный характер. Они обусловлены обменом третьей частицей, пи-мезоном. Гипотезу высказали в 1934 г. И. Тамм и в 1935 г. Х. Юкава по аналогии с представлением о взаимодействии между электрическими зарядами, принятым в квантовой электродинамике. Процесс взаимодействия между двумя зарядами заключается в обмене виртуальными, а не реальными фотонами. В квантовой механике виртуальными называются частицы, которые не могут быть обнаружены за время их существования. Рассмотрим на примере покоящегося электрона процесс создания им в окружающем пространстве электрического поля:

$$e^- \leftrightarrow e^- + \hbar\omega \quad (61)$$

Это превращение сопровождается нарушением закона сохранения энергии:

$$m_e c^2 < m_e c^2 + \varepsilon, \quad (62)$$

Энергия виртуального фотона:

$$\varepsilon = \hbar\omega, \quad (63)$$

Квантовомеханическое соотношение неопределенностей:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (64)$$

6 ЧЕТНОСТЬ И СТАТИСТИКА ЯДЕР

Микроскопическая частица обладает свойством, которому, в макромире нет аналога. Это свойство непосредственно относится к волновой функции частицы и связано с ее поведением при инверсии системы координат. Согласно основному физическому свойству волновой функции, квадрат ее модуля определяет плотность вероятности найти микрочастицу в данный момент в данной точке пространства. Очевидно, что плотность вероятности не должна зависеть от того, в какой системе координат – правой (x, y, z) или левой (-x, -y, -z) проводятся наблюдения:

$$|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(-x, -y, -z)|^2 \quad (65)$$

в декартовой системе координат.

$$|\psi(r, \nu, \varphi)|^2 = |\psi(r, \pi - \nu, \pi + \varphi)|^2 \quad (66)$$

в сферической системе координат.

Для зеркально симметричного процесса абсолютная величина ψ -функции не изменяется

$$|\psi(x, y, z)| = |\psi(-x, -y, -z)| \quad (67)$$

В общем случае:

$$|\psi(x, y, z)| = P|\psi(-x, -y, -z)| \quad (68)$$

$$|\psi(x, y, z)|^2 = |P|^2 |\psi(-x, -y, -z)|^2 \quad (69)$$

$$P^2 = 1, P = \pm 1$$

Величина P (parity – четность) называется четностью.

Для четных систем $P = 1$, для нечетных $P = -1$

$$|\psi(x, y, z)| = \pm |\psi(-x, -y, -z)| \quad (70)$$

Это свойство, характеризующее изменение (или неизменность) знака волновой функции при инверсии координат называется четностью волновой функции.

Закон сохранения четности: если изолированная физическая система в момент времени $t = 0$ имела определенную четность, то система сохраняет свою четность во все последующие моменты времени. Четность сохраняется в процессах, обусловленных сильными (с участием ядерных сил) и электромагнитными взаимодействиями.

Четность системы из k нуклонов (или электронов) с орбитальными моментами l_1, l_2, \dots, l_k равна $P = (-1)^l$, где $l = l_1 + l_2 + \dots + l_k$ – суммарный относительный орбитальный момент системы.

Выполнение закона сохранения четности приводит к правилам отбора для электромагнитного излучения атомов и ядер, для радиоактивных превращений и ядерных реакций.

Основные состояния четно-четных ядер всегда имеют положительную четность. У других ядер основные состояния могут быть как четными, так и нечетными. Ядра в возбужденных состояниях могут иметь различную четность, не обязательно совпадающую с четностью основного состояния, которая отмечается знаком плюс или минус при обозначении спина.

Статистика – коллективное свойство системы взаимодействующих частиц, связанное с неразличимостью квантовых частиц и вероятностным характером описания состояний системы в квантовой механике.

Одинаковые микрочастицы имеют одинаковые характеристики, с помощью которых отличают микрочастицы одного сорта от микрочастиц другого сорта. В квантовой теории нельзя отличить друг от друга одинаковые микрочастицы, хотя бы потому, что понятие траектории в квантовой теории теряет смысл и невозможно проследить за движением каждой из них вдоль соответствующей траектории. Поэтому вводится понятие тождественности частиц, согласно которому все одинаковые частицы, образующие данную квантовомеханическую систему, оказываются абсолютно неразличимыми. Если в

системе тождественных частиц поменять местами две частицы, то перестановка частиц не приведет ни к какому изменению в состоянии системы и не может быть экспериментально обнаружена.

Система из двух тождественных частиц описывается волновой функцией $\psi(\zeta_1, \zeta_2)$. В силу принципа тождественности частиц, состояния системы, получающейся в результате простой перестановки обеих частиц, должно быть физически эквивалентным исходному состоянию: $\psi(\zeta_2, \zeta_1) = \pm \psi(\zeta_1, \zeta_2)$.

При перестановке частиц волновая функция системы либо не меняется, либо меняет свой знак. Функцию, которая не меняет свой знак при перестановке пары частиц, называют симметричной, в противном случае – антисимметричной. Эти же свойства справедливы для систем, состоящих из более двух тождественных частиц.

Такое свойство тождественных частиц по отношению к перестановкам называется статистикой.

Частицы с целым спином (например, фотоны, пионы) образуют системы, которые описываются симметричными волновыми функциями при перестановке любой пары частиц. Частицы такого рода подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и получили название бозонов.

Частицы с полуцелым спином (например, нуклоны, электроны), которые образуют связанные структуры и описываются антисимметричными функциями, подчиняются статистике Ферми-Дирака и носят названия фермионов. Фермионы подчиняются принципу или запрету Паули: в любой системе тождественных фермионов в одном и том же одночастичном состоянии, которому отвечает определенный набор квантовых параметров (энергия, спин, четность), не может находиться больше одной частицы.

Каждой из статистик отвечает свой закон распределения вероятностей нахождения частиц в состояниях с определенными квантовыми параметрами: распределение Бозе-Эйнштейна и распределение Ферми-Дирака.

7 КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Эта модель представляет собой простейшую и при этом исторически первую коллективную модель ядра. Она была предложена в 1936 году Н.Бором и Я.Френкелем. Данная модель строится на основе представления о ядре как о капле несжимаемой жидкости. Несжимаемость означает, что между нуклонами в ядре присутствует сильное взаимодействие. Объемная, поверхностная, кулоновская энергии ядра, входящие в формулу, хорошо интерпретируются в случае капельной модели. Энергия симметрии и смазывания, входящие в данную формулу не могут быть объяснены данной моделью, так как они связаны принципом Паули и зависимостью ядерных сил от ориентации спинов нуклонов. Недостатком данной модели является невозможность объяснения индивидуальных энергии связи и индивидуальных свойства ядер. Согласно капельной модели ядра в невозбужденном состоянии должны иметь сферическую форму. Однако экспериментальные исследования квадрупольных моментов ядер показывают, что в основном состоянии ядра могут иметь эллипсоидальную форму. Капельная модель допускает деформацию и колебания поверхности ядер. Возможны следующие колебания спинов: квадрупольные колебания, октопольные колебания. При этом энергия квадрупольных колебаний:

$$E_{кв} = h\omega_{кв} \left(n_{кв} + \frac{1}{2} \right), \quad (71)$$

октопольных колебаний:

$$E_{окт} = h\omega_{окт} \left(n_{окт} + \frac{1}{2} \right). \quad (72)$$

При малых n наблюдается только качественное согласие с опытом. При сильных колебаниях также нарушается гармоничность. Капельной моделью можно представить ядро, состоящее из жидкостей-протонов и жидкостей-нейтронов. Жидкости могут проникать друг в друга. В результате колебаний 2-х таких жидкостей может возникнуть поляризация ядра.

8 ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Данная модель ядра относится к одночастичным моделям. Впервые ее предложил Эльзасер. В данной модели существует аналогия с электронной оболочкой. В уравнении Шредингера гамильтониан включает энергию поступательного движения частиц и энергию взаимодействия. Вводится одночастичное приближение. Движение каждого нуклона рассматривается в усредненном потенциальном поле всех остальных нуклонов (приближение Хартри). Решение уравнения Шредингера дает одночастичные уравнения энергии ядра, которое заполнено нуклонами согласно принципу Паули и которые группируются в оболочке (аналогично атомным). На ядрах с заполненными оболочками происходит увеличение энергии связи (энергии отдельных нуклонов). Таким образом, согласно этой модели – ядра с заполненными протонными или нейтронными оболочками магические, а дважды магические – с заполненными обеими оболочками. Данная оболочечная модель объясняет периодичность свойств ядер.

Ядра, содержащие магическое число нейтронов или протонов, т.е. 2, 8, 20, 50, 82, 126 обладают повышенной удельной энергией связи по сравнению с «соседними» ядрами, являются сферически симметричными (имеют нулевой электрический квадрупольный момент), имеют большую распространенность в природе. Нуклиды с магическими ядрами имеют наибольшее число стабильных изотопов и изотонов. Ядра с магическими числами N поглощают нейтроны с вероятностью, меньшей в $10 \div 100$ раз, чем ядра с близкими значениями N . Периодичность изменения этих свойств ядер при изменении A и Z напоминает периодическое изменение свойств атомов от числа содержащихся в них электронов. Это наводит на мысль о наличии в ядрах устойчивых заполненных нуклонных оболочек подобно тому, как это имеет место для электронов в заполненных оболочках в атомах инертных газов. В обоих случаях физической причиной периодичности является принцип Паули.

Основные предположения при построении оболочечной модели:

1. Нуклоны движутся в сферически симметричном самосогласованном поле ядерных сил, создаваемом всеми нуклонами ядра. При этом необходимо учесть спин-орбитальное взаимодействие, которое выражается в том, что нуклон испытывает более интенсивное притяжение полем ядерных сил тогда, когда его векторы спина и орбитального момента направлены в одну сторону.

Гамильтониан взаимодействия $H(r)$:

$$H(r) = V(r) + U(r)\vec{s}\vec{l}, \quad (73)$$

$V(r)$ – потенциал Вудса-Саксона.

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/\delta]} \quad (74)$$

$U(r)$ – центрально-симметричный потенциал, более слабый, чем $V(r)$.

$$U(r) = b \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}, \quad (75)$$

где b – константа спин-орбитального взаимодействия.

2. Нуклоны, двигаясь в потенциальной яме, могут находиться на различных дискретных энергетических уровнях. Основному состоянию ядра соответствует полное заполнение самых нижних уровней. При движении нуклоны могут сталкиваться и обмениваться энергией, в результате чего энергия одного из нуклонов может уменьшиться и он должен оказаться на одном из более низких энергетических уровней. Но эти уровни уже заполнены и на них, согласно принципу Паули, другие нуклоны поместить нельзя. Этим оправдывается предположение об отсутствии взаимодействия между нуклонами, как следствие, возможность одночастичной характеристики их состояний с помощью набора квантовых чисел.

Состояние нуклона в потенциальной яме характеризуется квантовыми числами n , l , j , m_j и определенной четностью.

$n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число

$l = 0, 1, 2, 3, \dots n-1$ – орбитальное квантовое число

$$j = l \pm 1/2.$$

В результате спин-орбитального взаимодействия каждый уровень с заданными n и $l \neq 0$ расщепляется на два подуровня с различными значениями энергии, которые всегда выражаются положительными полуцелыми числами: $1/2, 3/2, 5/2$, и т.д. Более высокому подуровню соответствует $j = l + 1/2$.

$$m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j. - \text{азимутальное квантовое число}$$

Каждый из уровней обладает определенной четностью $(-1)^l$ которая совпадает с четностью квантового числа l .

Систематика уровней:

Первой ставится цифра главного квантового числа n , затем следует буква, обозначающая квантовое число орбитального момента (s, p, d, \dots), нижний правый индекс которой равен квантовому числу j полного момента нуклона. Например: $1p_{3/2}$ ($n=1, l=1, j=3/2$).

Группы тесно расположенных уровней принято называть оболочкой. Оболочки разделены относительно большими энергетическими промежутками.

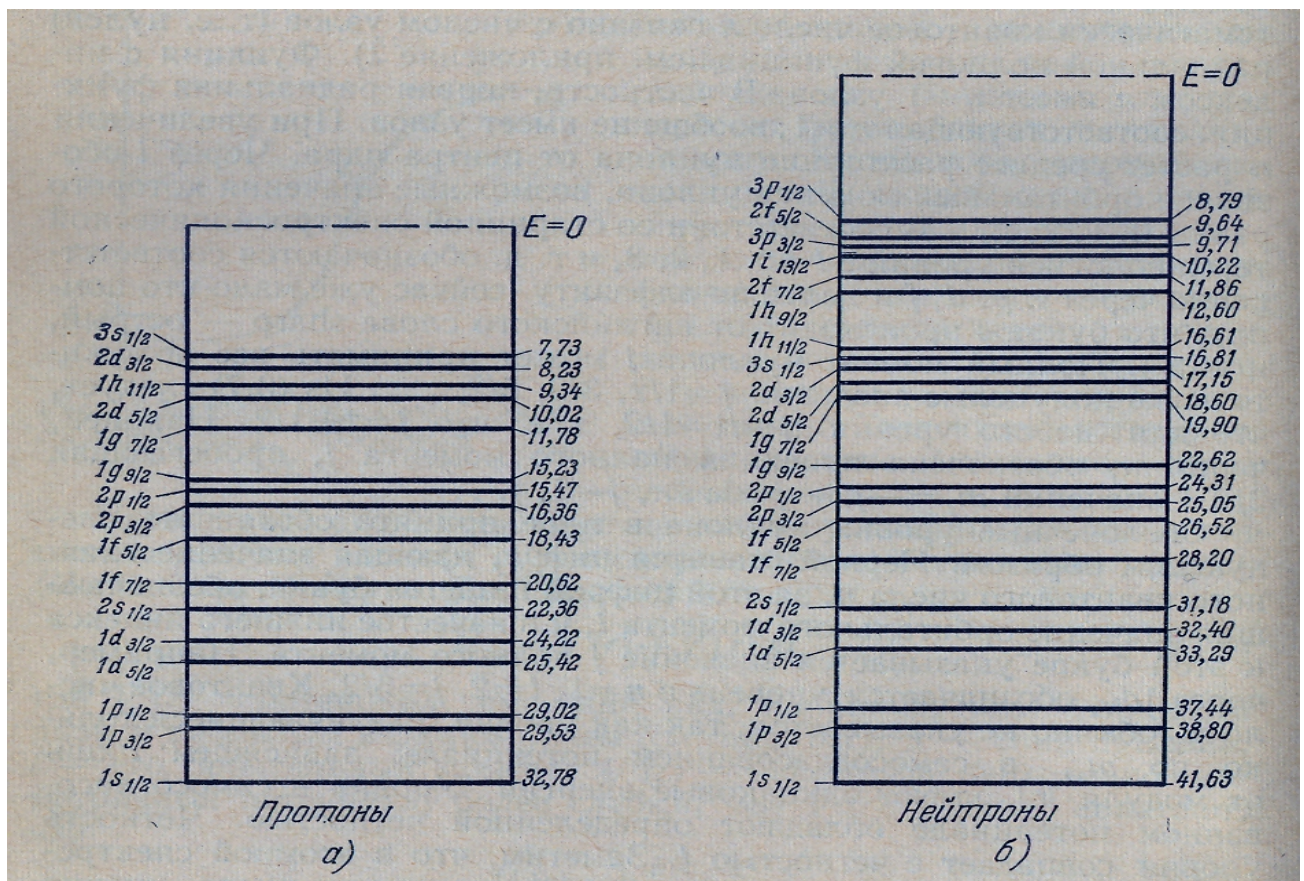


Рисунок 5 – Протонные (а) и нейтронные (б) уровни ядерных оболочек изотопа ${}^{197}\text{Au}$.

Из модели оболочек следует:

1. Основные состояния дважды магических ядер должны иметь характеристику 0^+
2. Характеристика основного состояния ядра, имеющего на один нуклон больше дважды магического, определяется характеристикой уровня, следующего поверх оболочки магического числа. Например, спин ядра ${}^{17}\text{O}$ должен определяться одним девятым нейтроном на нижнем уровне третьей оболочки сверх заполненной второй, который находится на уровне $1d_{5/2}$, то есть имеет характеристику $5/2^+$
3. Характеристика основного состояния ядра, имеющего на один нуклон меньше дважды магического ядра, определяется характеристикой высшего уровня оболочки, соответствующей

магическому числу, на которой должен находиться недостающий нуклон. Например, в ${}_{15}^7N$ ядре не хватает одного протона до дважды магического ядра

Вторая протонная оболочка для магического числа $Z = 8$ заканчивается высшим уровнем $1p_{1/2}$. Поэтому основное состояние ядра ${}_{15}^7N$ имеет характеристику $(\frac{1}{2})^-$. Эти три правила выполняются без исключений.

Оболочечная модель дает правильные границы для изомерных ядер в процессе заполнения IV и V оболочек.

Однако для двух и более нуклонов сверх дважды магических чисел приведенные правила не дают правильных результатов. Расхождения объясняются взаимодействием этих нуклонов между собой, которое не учитывается в одночастичной модели оболочек. Простейший способ учесть взаимодействия между одноименными нуклонами – использовать эффект спаривания нуклонов. Модель оболочек, учитывающая эффект спаривания одноименных нуклонов, называется моделью оболочек с феноменологическим спариванием.

Оболочечная модель имеет весьма ограниченную область применения. Она позволяет объяснить некоторые свойства сферических ядер в основном и слабо возбужденном состоянии. Она дает резко заниженные значения квадрупольных электрических моментов для ядер, число протонов, в составе которых, соответствует заполнению середины оболочки. Расхождения расчетных и экспериментальных величин для тяжелых ядер могут достигать $10 \div 20$ раз. Считается, что недостатки оболочечной модели вызваны предположениями о сферичности ядерного потенциала и отсутствием учета взаимодействия между нуклонами.

9 ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Данная модель была предложена Рейнуотером. В ней предполагается, что ядро состоит из внутренней устойчивой части (остов ядра), образованной нуклонами заполненными оболочек и внешней части, образованной нуклонами, движущихся в поле остова.

Движение внутри остова описывается коллективной моделью. Согласно одночастичной модели квадрупольный момент полностью определяет состояние нуклонов наружной оболочки. Обобщенная модель объясняет большие квадрупольные моменты тех ядер, которые вызваны взаимодействием с внешними нуклонами. Модель позволяет ввести классификацию уровня энергии ядра, а именно, ввести одночастичные и коллективные (колебательные и вращательные) уровни ядра. Модель позволяет определить энергетические уровни, спины ядра, четность.

Существуют многие другие модели, которые объясняют определенный круг ядерных явлений. Наличие многих моделей связано с тем, что не существует законченной теории ядерных сил. Недостатком всех моделей является наличие многих параметров.

10 РАДИОАКТИВНОСТЬ. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОСТИ

Радиоактивность - это стабилизированный процесс самопроизвольного, спонтанного превращения ядер одного сорта в другие ядра и частицы:



Каждое ядро характеризуется определенным нуклонным составом (A, Z) и определенной энергией E . Если спонтанно изменяется хотя бы одна из этих характеристик, то такое изменение является радиоактивным распадом. Ядро, испытывающее радиоактивный распад, будем называть материнским, а ядро-продукт – дочерним. Радиоактивный распад характеризуется временем протекания, видом и энергией испускаемых частиц, называемых излучением

Радиоактивность ядер, существующих в природных условиях, называют естественной. Радиоактивные ядра, синтезированные в лабораторных условиях искусственными способами посредством ядерных реакций, называются искусственными. Принципиальной разницы между ними нет.

К радиоактивным процессам относятся: 1) альфа-распад; 2) бета-распад; 3) гамма-излучение ядер; 4) спонтанное деление тяжелых ядер; 5) испускание запаздывающих нейтронов и протонов.

Все тяжелые ядра с массовым числом $A > 209$, нестабильны по отношению к альфа-распаду. Ядра нуклидов, у которых массовое число A превышает граничное значение 209, являются родоначальниками последовательных цепочек распадов. При каждом альфа-распаде число протонов Z и число нейтронов в дочернем ядре уменьшается на две единицы (число нуклонов – на 4) по отношению к материнскому. Такое ядро чаще всего нестабильно по отношению к β -распаду, так как оказывается ниже дорожки стабильности. Поэтому в последовательных цепочках распадов процессы альфа- и бета-распадов чередуются друг с другом.

Все естественные радиоактивные нуклиды с $A > 209$ можно расположить в виде трех последовательных цепочек, называемых радиоактивными семействами или рядами. Каждое радиоактивное семейство начинается с альфа-радиоактивного нуклида, называемым родоначальником семейства, а каждый радиоактивный последующий элемент семейства является продуктом распада предыдущего.

Переход от одного элемента к другому в пределах семейства может быть описан правилом смещения:

$$A = 4n + C \quad (77)$$

C - постоянная для данного семейства величина.

Последними элементами всех четырех радиоактивных семейств являются стабильные магические (следовательно, особо устойчивые) нуклиды свинца и висмута.

Основные законы радиоактивного распада.

Радиоактивный распад – явление принципиально статистическое. Нельзя предсказать, когда именно распадется данное ядро, а можно лишь указать с какой вероятностью оно распадется за тот или иной промежуток времени.

Постоянная (или константа) распада λ – определяет вероятность распада ядра в единицу времени. Постоянная распада λ не зависит от времени, прошедшего с момента образования ядра. Пусть ядро достоверно существует в некоторый момент времени $t = 0$. У этого ядра к произвольно выбранному моменту времени t может реализоваться одна из двух возможностей:

- 1) ядро испытало радиоактивный распад и вероятность такого события равна $p(t)$
- 2) ядро не испытало радиоактивного распада и вероятность такого события равна $q(t)$

$$p(t) + q(t) = 1 \quad (78)$$

Установим, чему равна вероятность $p(t)$ испытать ядру радиоактивный распад за время dt . Прежде, чем ядро испытает распад за интервал времени между t и dt , необходимо, чтобы ядро не распалось к моменту времени t . Вероятность такого события $dp(t)$ будет равна

$$dp(t) = q(t)\lambda dt \quad (79)$$

где λdt - вероятность распада ядра за время dt .

$$dp(t) = [1 - p(t)]\lambda dt, \quad (80)$$

Поскольку ядро достоверно существует в момент времени $t = 0$ то имеем очевидное начальное условие $p(t = 0) = 0$. Тогда искомая вероятность составит

$$p(t) = 1 - e^{-\lambda t}. \quad (81)$$

Вероятность $q(t)$ не испытать распада к моменту времени t :

$$q(t) = e^{-\lambda t}. \quad (82)$$

Соотношения (1) и (2) содержат полное описание статистических свойств радиоактивного распада ядер и позволяют определить любые статистические характеристики распада.

Найдем среднее время жизни ядра, используя определение для математического среднего

$$\tau = \int_0^{\infty} t dp(t) = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (83)$$

Пусть в момент времени $t = 0$ имелось N_0 радиоактивных ядер одной природы. Число ядер $N(t)$, которые не испытают радиоактивного распада к моменту времени t :

$$N(s) = N_0 q(s) = N_0 e^{-\lambda s} \quad (84)$$

Число распавшихся ядер:

$$N_d(s) = N_0 p(s) = N_0 (1 - e^{-\lambda s}) \quad (85)$$

Период полураспада $T_{1/2}$ - определяет время, за которое первоначальное количество ядер N_0 должно уменьшиться в два раза.

$$\frac{N(t = T_{1/2})}{N_0} = \exp(-\lambda T_{1/2}) = \frac{1}{2}, \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (86)$$

Активность A - среднее число ядер в образце, испытавших радиоактивный распад за единицу времени.

$$A(t) = \frac{dN_d(t)}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (87)$$

$$A(t) = \lambda N(t), \quad (88)$$

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (89)$$

Единицей измерения активности в СИ служит беккерель (Бк),

1 Бк = 1 распад/с.

Часто в практических приложениях используется другая единица измерения активности - кюри (Ки):

1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Активность, отнесенная к массе радиоактивного препарата, называется массовой удельной активностью.

11 α -РАСПАД ЯДЕР

Альфа-распадом (α -распадом) называется процесс спонтанного изменения ядра, в результате которого возникает свободная α -частица (ядро нуклида ${}^4_2\text{He}$). Символическая запись α -распада имеет вид:



α -распад характерен для тяжелых нуклидов, у ядер которых с ростом массового числа A наблюдается уменьшение удельной энергии связи.

В этой области уменьшение числа нуклонов в ядре ведет к увеличению удельной энергии связи. Но при уменьшении A на единицу увеличение энергии связи оказывается существенно меньше энергии связи нуклона в ядре и испускание протона или нейтрона невозможно. Однако, испускание α -частицы оказывается энергетически выгодным, так как удельная энергия связи нуклона в ядре ${}^4\text{He}$ около 7,1 МэВ и сравнима с удельной энергией связи нуклонов для тяжелых ядер. Поэтому α -распад наблюдается у ядер, тяжелее свинца.

Небольшое количество α -активных ядер средней массы имеется среди лантаноидов. Объясняется это тем, что количество нейтронов в этих ядрах несколько превышает 82 – магическое число при заполнении нейтронной оболочки. Примером таких ядер являются, ${}^{142}_{58}\text{Ce}$ и ${}^{151}_{67}\text{Ho}$ у которых количество нейтронов равно 84.

Энергетическая возможность альфа-распада обеспечивается, если масса исходного ядра больше суммы масс ядер продуктов распада

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M({}^4_2\text{He}) \quad (91)$$

или, если использовать массы нейтральных атомов

$$M_{am}(A, Z) > M_{am}(A-4, Z-2) + M_{am}({}^4_2\text{He}) \quad (92)$$

Энергия, выделяющаяся при α -распаде:

$$E_\alpha = M_{am}(A, Z) - M_{am}(A-4, Z-2) - M_{am}({}^4_2\text{He}) \quad (93)$$

α -распад возможен, если:

$$E_\alpha > 0 \text{ и } \bar{\varepsilon}_\alpha < 0, \quad (94)$$

где $\bar{\varepsilon}_\alpha$ – энергия связи α -частицы относительно материнского ядра.

Выполнение условия (94) для α -распада можно теоретически оценить, используя формулу Вейцеккера для нахождения масс ядер, входящих в (94). Расчет приводит к выводу о том, что $\bar{\varepsilon}_\alpha < 0$ для $Z > 73$.

Условие (94) не является достаточным условием для α -распада.

Кинетическая энергия T_α α -частиц при распаде ядер различных нуклидов меняется в пределах 4 - 9 МэВ.

Энергия E_α , выделяющаяся при альфа-распаде, переходит в кинетическую энергию T_α α -частицы и кинетическую энергию T_γ дочернего ядра. Часть энергии ΔE может также переходить в энергию возбуждения дочернего ядра. Таким образом, закон сохранения энергии при альфа-распаде имеет вид:

$$E_\alpha = T_\alpha + T_\gamma + \Delta E \quad (95)$$

Если ядро, испытывающее α -распад, неподвижно в лабораторной системе координат, то его импульс равен нулю. Тогда из закона сохранения импульса следует, что абсолютные величины импульсов α -частицы (P_α) и дочернего ядра (P_γ) равны друг другу $P_\alpha = P_\gamma$.

Можно воспользоваться нерелятивистской связью между импульсами и кинетической энергией:

$$P_\alpha = \sqrt{2m_\alpha T_\alpha} \quad (96)$$

$$P_\gamma = \sqrt{2M_\gamma T_\gamma} \quad (97)$$

Из последних трех соотношений получаем

$$T_\gamma = \frac{M_\gamma}{m_\alpha + M_\gamma} (E_\alpha - \Delta E) \quad (98)$$

$$T_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + M_\gamma} (E_\alpha - \Delta E) \quad (99)$$

Из этого следует, что $T_\alpha / T_\gamma = M_\gamma / m_\alpha$. Больше 98% кинетической энергии передается α -частице. Энергия каждой α -частицы для данного типа распада строго одинакова.

Вместе с тем при анализе α -частиц в α -спектрометре кроме основной энергетической группы, имеющей наибольшую интенсивность, часто наблюдаются группы α -частиц с меньшими энергиями, причем каждая из групп имеет свое значение энергии. Такой энергетический спектр называется линейчатым.

α -частицы с меньшей, чем у основной группы, энергией имеют меньший пробег в воздухе и были названы короткопробежными α -частицами.

Поскольку процесс альфа-распада носит статистический характер, то ядра одного и того же сорта могут возникать в разных возбужденных состояниях. Таким образом, в данном альфа-активном источнике, который содержит огромное количество ядер, при альфа-распаде может возникать вполне закономерный дискретный набор энергий α -частиц и возбужденных состояний дочернего ядра.

В некоторых случаях возникающее в результате предшествующего бета -распада альфа-активное ядро оказывается преимущественно в возбужденном состоянии. Тогда небольшая часть ядер может испытать альфа-распад раньше, чем переход в основное состояние с испусканием γ -кванта.

При этом появляются α -частицы с кинетической энергией большей, чем для α -частиц из основного состояния.

Такие α -частицы носят название длиннопробежных.

Экспериментально было установлено, что наблюдается регулярная связь между периодом полураспада и кинетической энергией испускаемых α -частиц. Период полураспада α -активных ядер тем больше, чем меньше кинетическая энергия испускаемых α -частиц. Однако, если кинетическая энергия α -частиц изменяется в пределах 4 - 9 МэВ, то диапазон изменения периодов полураспада составляет 10^{-7} с ÷ 10^{10} лет.

12 β -РАСПАД ЯДЕР

Бета-распад (β -распад) является спонтанным процессом преобразования ядра, в результате которого ядро изменяет свой заряд на $\Delta Z = \pm 1$, сохраняя при этом неизменное число нуклонов A (массовое число). В некоторых случаях образуются свободные β -частицы (электрон β^- или позитрон β^+) или перестает существовать один из электронов («захват» ядром электрона из электронной оболочки) соответствующего атома. Свойства электрона и позитрона тождественны, за исключением знака электрического заряда. Потоки образующихся β -частиц называются β -излучением.

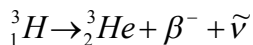
β -распад – самый распространенный вид радиоактивных превращений ядер в природе. В отличие от α -распада, который наблюдается исключительно у тяжелых ядер, β -распаду подвержены ядра практически во всей области значений массового числа A , начиная от единицы (свободный нейтрон) и заканчивая массовыми числами самых тяжелых ядер.

Энергия, выделяющаяся при β -распаде лежит в широком интервале значений от 0,02 МэВ при распаде ядра трития ${}^3\text{H}$ до 16,4 МэВ при распаде ядра ${}^{12}\text{N}$.

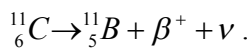
Периоды полураспада β -активных ядер изменяются в очень широких пределах от 10^{-2} с до 10^{18} лет.

Известны три разновидности β -распада:

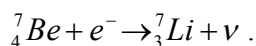
1. Электронный (β^- -распад):



Позитронный (β^+ -распад):



3. e^- -захват (или k -захват - по обозначению электронной оболочки)



e^- -захват и β^+ -распад часто конкурируют между собой, так как ядра претерпевают одинаковые превращения.

Таким образом, при бета-распаде любого вида число нуклонов в ядре сохраняется, но происходит самопроизвольное превращение либо нейтрона в протон, либо протона в нейтрон.

Этот процесс – внутринуклонный, а не внутриядерный.

Бета-распад свободного нейтрона:



Период полураспада нейтрона равен 10,25 мин.

Превращение свободного протона в нейтрон запрещено законом сохранения энергии, так как его масса на 1,3 МэВ меньше массы нейтрона. Но в составе ядра он может превращаться в нейтрон за счет внутренней энергии ядра, что приводит к явлению бета⁺ - распада или e-захвата.

Обнаружить на опыте β^{-} и β^{+} - распады можно регистрируя обычными методами β -частицы с большой энергией. Зарегистрировать нейтрино, возникающее при e-захвате, обычными лабораторными методами невозможно. Однако e-захват сопровождается характеристическим рентгеновским излучением, возникающим вследствие того, что образовавшаяся энергетическая вакансия после захвата электрона ядром, заполняется электронами с вышележащих электронных оболочек атома. Длина волны характеристического рентгеновского излучения определяется величиной Z ядра (закон Мозли), что позволяет идентифицировать заряд материнского ядра. Кроме этого, энергия перехода может быть непосредственно передана одному из электронов внешней оболочки, в результате чего возникает излучение моноэнергетических электронов (т.н. электроны Оже). Именно по таким сопутствующим явлениям был открыт e-захват (1937 г.).

При β -распаде, в отличие от α -распада, из ядра вылетают не одна, а две частицы. В силу статистического характера явления радиоактивности в каждом акте β -распада распределение энергии распада между β -частицей и нейтрино может быть любым, т.е. кинетическая энергия электрона может иметь любое значение от нуля и до \max . Для очень большого числа распадов получается уже не случайное, а вполне закономерное распределение β -частиц по энергиям, называемое β -спектром.

При β -распаде, из ядра вылетают не одна, а две частицы. В силу статистического характера распада, в каждом акте β -распада распределение энергии распада между β -частицей и нейтрино может быть любым, т.е. кинетическая энергия электрона может иметь любое значение от нуля и \max . Для очень большого числа распадов получается уже не случайное, а вполне закономерное распределение β -частиц по энергиям, называемое β -спектром.

13 γ - РАСПАД ЯДЕР

Гамма излучение (γ -излучение) - испускание кванта электромагнитного излучения при спонтанном переходе ядра с более высокого энергетического уровня на любой нижележащий.

В отличие от рентгеновских и квантов видимого света, испускаемых при переходах атомных электронов, фотоны, испускаемые ядрами, называются γ -квантами, хотя для обозначения квантов любого происхождения сохраняется обобщающее название фотон. Излучение гамма-кванта является основным процессом освобождения ядра от избыточной энергии, при условии, что эта энергия не превосходит энергию связи нуклона в ядре.

Переходы, при которых испускаются гамма-кванты, называются радиационными. Радиационный переход может быть однократным, когда ядро сразу переходит в основное энергетическое состояние, или каскадным, когда происходит испускание нескольких гамма-квантов в результате ряда последовательных радиационных переходов. Энергия гамма-кванта определяется разностью энергий уровней, между которыми происходит переход.

Энергия гамма-кванта определяется разностью энергий уровней, между которыми происходит переход:

$$E = \hbar\omega = E_i - E_j, \quad i > j \quad (104)$$

В соответствии с законами сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} E &= E_\gamma + T_{\text{яд}}, \\ 0 &= \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{\text{яд}}, \\ T_{\text{яд}} &= \frac{E_\gamma^2}{2M_{\text{яд}}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_{\text{яд}}c^2}. \end{aligned} \quad (105)$$

Таким образом, $T_{\text{яд}} = (10^{-6} \div 10^{-5})E$, т.е. γ -квант уносит подавляющую часть энергии возбуждения ядра. Из проведенного рассуждения очевидно также, что энергетический спектр γ -квантов дискретен, так как энергетическая ширина Γ обычно много меньше расстояния между уровнями.

Гамма -квант – это не только частица, но и волна. Приведенная длина волны гамма-кванта связана с его энергией соотношением

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_\gamma} \quad (106)$$

или

$$\lambda[\text{см}] = \frac{1,24 \cdot 10^{-10}}{E_\gamma[\text{МэВ}]} \quad (107)$$

при $E_\gamma = 1$ МэВ.

Поэтому волновые свойства такого гамма-излучения при взаимодействии с атомами проявляются слабо. На первый план выдвигаются корпускулярные свойства. Однако при взаимодействии с ядрами, наоборот, проявляется в основном волновая природа излучения.

Образование γ -квантов происходит под действием электромагнитных сил и обусловлено взаимодействием отдельных нуклонов ядра с электромагнитным полем, создаваемым движением всех нуклонов ядра. Поэтому γ -излучение, в отличие от β -распада, явление внутриядерное, а не внутринуклонное. Испускание или поглощение гамма-квантов свободным нуклоном запрещено совместным действием законов сохранения энергии и импульса.

Собственный механический момент гамма-кванта равен единице. В этой связи гамма-кванты, испускаемые ядрами, должны уносить из ядра момент импульса не меньше единицы. Для фотона вообще, имеющего нулевую массу покоя, в отличие от других микрочастиц, не существует понятия орбитального момента, и у фотона нет s-, p-, d- и других состояний с определенными значениями орбитального момента l . Фотон может обладать только полным моментом $L = 1, 2, 3 \dots$

Состояние свободно распространяющегося электромагнитного поля с определенным полным моментом и четностью называется мультиполем. Излучение, уносящее момент $L = 1$, называется дипольным,

$L = 2$ – квадрупольным $L = 3$ - октупольным и т.д. Для обозначения радиационных переходов определенной мультипольности используются следующие обозначения.

Радиационные переходы, вызванные перераспределением электрических зарядов в ядре, называют электрическими и обозначают буквой E ($E1$ - дипольные ($L = 1$), $E2$ - квадрупольные ($L = 2$), и т.д.), переходы, вызванные перераспределением магнитных моментов нуклонов называют магнитными переходами (дипольные - M_1 , квадрупольные - M_2 и т.д.).

В соответствии с законом сохранения спина существует следующее соотношение между спином I_H начального и спином I_K конечного ядра и моментом L , уносимым гамма-квантом:

$$|I_H - I_K| \leq L \leq I_H + I_K. \quad (108)$$

Это соотношение называется правилом отбора по спину. Согласно этому соотношению дипольные γ -кванты ($L = 1$) могут быть испущены при переходах между состояниями с $\Delta I = 0, \pm 1$, кроме (0-0)-переходов; квадрупольные γ -кванты ($L = 2$) – при переходах с $\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2$, кроме (0-0)-, (0-1)- и (1-0)-переходов; октупольные γ -кванты ($L = 3$) – при переходах с $\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2$, кроме (0-0)-, (0-2)- и (2-0)- и т.д.

Время жизни ядер в возбужденных состояниях колеблется в пределах $10^{-14} \div 10^{-7}$ с. В редких случаях сочетания низкой энергии с высокой степенью запрета перехода могут наблюдаться возбужденные состояния с временами жизни макроскопического порядка, измеряемые секундами, часами, а иногда и годами. Такие состояния называют метастабильными, а соответствующие уровни энергии – изомерными уровнями. Ядро нуклида в метастабильном состоянии и это же ядро в основном энергетическом состоянии образуют изомерную пару, ядра которой называются изомерами. Часто изомером называют возбужденное метастабильное ядро из изомерной пары. Ядерные изомеры наблюдаются как среди стабильных, так и преимущественно среди β -активных нуклидов.

У стабильного нуклида один из изомеров стабилен, а второй распадается с испусканием γ -кванта. Но у β -активного нуклида изомерный уровень не обязательно обращается в основное состояние с испусканием γ -кванта, а может претерпевать β -распад со своим типом и периодом полураспада, отличными от характеристик распада основного состояния. Различие во временах жизни ядер изомерной пары может изменяться в широких пределах от долей секунды до многих лет.

14 ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Законы сохранения накладывают определенные ограничения на возможность протекания ядерных реакций, и энергетически выгодный процесс всегда оказывается абсолютно запрещенным, если он сопровождается нарушением хотя бы одного из законов сохранения.

Закон сохранения электрического заряда. Во всех ядерных реакциях и радиоактивных превращениях ядер алгебраическая сумма числа элементарных электрических зарядов первичной системы равна алгебраической сумме элементарных зарядов вторичной системы.

Закон сохранения барионного заряда. Барионами называется группа тяжелых частиц из нуклонов и гиперонов, имеющих полуцелый спин и массу не меньше массы протона. Всем барионам приписывается барионный заряд (барионное число), равный единице. Поэтому массовое число A есть в то же время и барионный заряд ядра. Для всех остальных частиц барионный заряд равен нулю. Если барионам и антибарионам приписать разные знаки, то закон сохранения барионного заряда оказывается аналогичным закону сохранения электрического заряда.

Для ядерных реакций в области энергий меньше 1 ГэВ и радиоактивного распада закон сохранения барионного заряда сводится к тому, что сохраняется полное число нуклонов, так как в этой области энергий в ядерных реакциях не может происходить рождение антинуклонов и гиперонов.

Закон сохранения энергии для ядерной реакции:

$$E_{01} + T_1 + U_1 = E_{02} + T_2 + U_2. \quad (109)$$

Величина $Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1$ называется энергией реакции. Очевидно, что величина Q не зависит от выбора системы координат, т.к. определяется разностью масс покоя.

Если $Q > 0$, то реакция сопровождается увеличением суммарной кинетической энергии частиц за счет уменьшения массы (энергии) покоя системы и называется экзоэнергетической. Экзоэнергетические реакции могут идти при любой кинетической энергии частиц, вступающих в ядерную реакцию.

Если $Q < 0$, то реакция сопровождается увеличением энергии покоя за счет уменьшения суммарной кинетической энергии частиц и называется эндоэнергетической. Эндоэнергетические реакции обладают энергетическим порогом – минимальной величиной кинетической энергии частиц, необходимой для рождения продуктов заданного канала реакции

Случай $Q = 0$ соответствует упругому рассеянию частиц. Состав входного и выходного каналов при этом не изменяется, не изменяется сумма энергии покоя частиц и их кинетической энергии.

Закон сохранения импульса в ядерной реакции:

$$\vec{P}_1 = \vec{P}_2 \quad (110)$$

Полный импульс системы частиц до реакции равен полному импульсу частиц, возникших в результате реакции

$$\vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_B + \vec{P}_b \quad (111)$$

сохраняется и полный момент, состоящий из суммы относительного, то есть орбитального момента движения каждой из частиц относительно центра инерции системы и собственных моментов частиц (спинов).

$$\vec{l}_{aA} + \vec{l}_a + \vec{l}_A = \vec{l}_{Bb} + \vec{l}_B + \vec{l}_b \quad (112)$$

Закон сохранения четности в ядерной реакции:

$$P_0 P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{Bb}} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \quad (113)$$

где буквой P обозначены соответствующие собственные четности частиц, а четность орбитального движения. Так же как и другие законы сохранения, закон сохранения четности накладывает ограничения на возможность протекания реакции.

При упругом рассеянии собственные четности частиц не изменяются. Поэтому из (113) следует, что при упругом рассеянии l может изменяться только на четное число.

15 ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Само понятие элементарные частицы (ЭЧ) предполагало, что существуют первичные, неделимые частицы, которые составляют всю материю. В настоящий момент с достоверностью неизвестно, какие частицы действительно элементарные и существуют ли вообще ЭЧ в первоначальном смысле.

К 1950 году было открыто всего 15 частиц: протон, нейтрон, электрон, π -мезон, μ -мезон, нейтрино и их античастицы. К 1960 году уже было открыто ~100 частиц. Сейчас известно >400 ЭЧ. Оказалось, что большинство из них делится на более мелкие. К истинным элементарным частицам относятся следующие частицы:

кварки	(верхний)	(очарованный)	(наивысший, истинный)	Переносчики взаимодействий	γ
	U	c	t		g (глюон)
лептоны	(up)	(char)	(top, truth)	Z, W – промежуточные бозоны	
	ν_e	ν_μ	ν_τ	G	
	e^-	μ	τ		

13 из этих частиц имеют античастицы.

В настоящее время существует гипотеза, основанная на идее единой теории мира (Великого Объединения Сил) о том, что кварки и лептоны состоят из более фундаментальных частиц – преонов.

W^+, W^-, Z^0 - бозоны предполагают существование дискретных возбужденных состояний. Наиболее характерным свойством ЭЧ является их способность распадаться и само превращаться друг в друга при столкновении. Большинство ЭЧ нестабильны. $\tau = 10^{-24} \div > 10^{23}$ лет.

Классификация элементарных частиц.

Классификацию можно проводить по различным свойствам: массе, спину, времени жизни. Все частицы разделяются на бозоны и фермионы (по целости спина).

К бозонам относятся: гравитон G (S=2), фотон γ (S=1), промежуточные бозоны W, Z (S=1), глюон g (S=1), мезоны и мезонные резонансы.

Фермионы: лептоны, барионы, барионные резонансы, кварки.

По времени жизни частицы делятся на:

Стабильные: электрон ($\tau > 10^{21}$ лет), протон ($\tau > 10^{30}$ лет), фотон, нейтрино.

Квазистабильные: частицы с $\tau > 10^{-20}$ лет, которые распадаются за счет ЭМ и слабого взаимодействия.

Нестабильные (резонансные): $\tau > 10^{-23}$ лет.

Резонансы распадаются за счет сильного взаимодействия. В силу соотношений неопределенности и малости времени жизни резонансы не обладают определенной массой. Резонансы описываются непрерывным спектром масс.

По характеру взаимодействия различают: лептоны не участвуют в сильном взаимодействии, $S = \frac{1}{2}$.

Все лептоны – истинно элементарные частицы. Кроме лептонов существуют адроны, участвующие в сильном взаимодействии (их число ~ 400).

Адроны делятся на: стабильные, квазистабильные и резонансы. Стабильные адроны подразделяются на мезоны и барионы.

Мезоны – не стабильные заряженные или нейтральные адроны с нулевым или целочисленным спином. Сюда относятся π -, τ -мезоны. Масса этих частиц лежит в промежутке между массой электрона и протона. Первыми были открыты каоны, то есть k^+ и k^- - мезоны.

Барионами называют адроны с полуцелым спином и массой $>$ массы протона. Сюда относятся нуклоны, гипероны и т.д.

Не стабильные барионы с массой $>$ массы протона и временем жизни $\tau \sim 10^{-23}$ с называются гиперонами.

Пример:

$$; \Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Omega^-, \Lambda_c \leftrightarrow S = \frac{1}{2}$$

$$\Omega^- \leftrightarrow S = \frac{3}{2}, \tau = 10^{-10} \text{ с}$$

$$. \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma .$$

Эти частицы были названы странными, так как они оказались “лишними”.

Переносчики взаимодействий: фотоны, W^\pm, Z^0 -бозоны, глюон g , гравитон G .

По характеру взаимодействий можно составить схему:

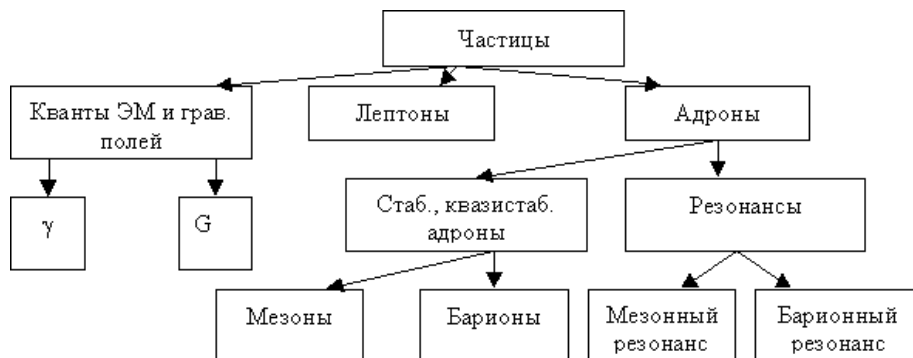


Рисунок 6 – Схема частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тюрин Ю.И., Чернов И.П., Крючков Ю.Ю. Физика. Ч. 3. Оптика. Квантовая физика: учебное пособие для технических университетов. – Томск: Изд-во Томского ун-та, 2004. – 738 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 5 кн.: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Кн. 5: учебное пособие для втузов. – М.: АСТ: Астрель, 2006. – 368 с.: ил.
3. Суханов А.Д., Голубева О.Н. Лекции по квантовой физике: учебное пособие. – М.: Высш. шк., 2006. – 300 с.: ил.
4. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – 4-е изд., испр. – М.: Высш. шк., 2002. – 718 с.
5. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – Изд. 9-е, перераб. и доп. – М.: Издательский центр «Академия», 2004. – 560 с.
6. Фейнман Ричард Ф., Лейтон Роберт Б., Сэндс Метью. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 8, 9. Квантовая механика. Пер. с англ./ под ред. Я.А. Смородинского. Изд. 3-е, испр. – М.: Едиториал УРСС, 2004. – 528 с.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учебное пособие для вузов. В 5 т. Т V Атомная и ядерная физика. – 3-е изд., стер. – М. ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 784 с.