

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины»

О. М. ДЕРЮЖКОВА

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Практическое руководство

для студентов специальности 1-31 04 01 «Физика»

Гомель
ГГУ им. Ф. Скорины
2020

УДК 539.1(076)
ББК 22.38я73
Д368

Рецензенты:

кандидат физико-математических наук А. А. Бабич,
кандидат технических наук Е. Б. Шершнеф

Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
учреждения образования «Гомельский государственный
университет имени Франциска Скорины»

Дерюжкова, О. М.

Д368 Физика атомного ядра и элементарных частиц :
практическое руководство / О. М. Дерюжкова ; Гомельский
гос. ун-т им. Ф. Скорины. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины,
2020. – 45 с.

ISBN 978-985-577-646-9

Целью практического руководства является оказание помощи студентам в усвоении теоретических основ физики атомного ядра и элементарных частиц, а также в подготовке к текущему и итоговому контролю знаний.

Практическое руководство адресовано студентам специальности 1-31 04 01 «Физика».

УДК 539.1(076)
ББК 22.38я73

ISBN 978-985-577-646-9

© Дерюжкова О. М., 2020
© Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
1 Физика атомного ядра	5
1.1 Масштабы микромира. Релятивистские и квантовые свойства частиц. Естественная система единиц в ядерной физике	5
1.2 Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц на атомных ядрах. Состав ядер. Электрический и барионный заряды ядер. Дорожка стабильности атомных ядер. Радиус и плотность ядер	7
1.3 Энергия связи ядра. Удельная энергия связи. Дефект масс. Полуэмпирическая формула энергии связи. Физический смысл слагаемых полуэмпирической формулы Вайцеккера	12
1.4 Полный момент количества движения (спин) ядра. Принцип тождественности частиц. Квантовая статистика. Пространственная четность. Четность ядер	15
1.5 Электрический дипольный и квадрупольный моменты атомных ядер. Форма ядер. Магнитный дипольный момент ядер	19
1.6 Классификация моделей. Модель ядерных оболочек. Одночастичные состояния нуклона в ядре. Спин-орбитальное взаимодействие	22
1.7 Методы изучения ядерных сил. Свойства ядерных сил. Ядерные реакции. Законы сохранения в ядерных реакциях. Энергия реакции. Порог ядерной реакции	27
1.8 Радиоактивность. Закон радиоактивного распада. Характеристики радиоактивных ядер. Активность радиоактивного вещества и ее единицы	30
1.9 Альфа-распад ядер. Бета-распад ядер. Гамма-излучение ядер	32
2 Элементарные частицы	36
2.1 Виды взаимодействий в мире элементарных частиц. Переносчики взаимодействий	36
2.2 Классификация элементарных частиц. Частицы и античастицы	37
2.3 Адроны. Кварковая гипотеза Гелл-Манна, Цвейга. Элементы квантовой хромодинамики (КХД)	41
2.4 Аддитивные и мультипликативные законы сохранения в реакциях элементарных частиц	43
Литература	45

ПРЕДИСЛОВИЕ

С целью совершенствования процесса обучения использование оперативной системы контроля знаний, умений и навыков, позволяющей объективно оценивать деятельность студентов, выявляя имеющиеся пробелы и определяя способы их ликвидации, является весьма актуальным. В настоящее время инновационная деятельность многих образовательных учреждений опирается на использование персональных компьютеров и информационных технологий, в частности компьютерного тестирования. Постепенно компьютерное тестирование становится и основной формой сдачи зачетов и экзаменов. Основной проблемой любого образования является отсутствие четкого контроля за качеством усвоения материала. С появлением компьютерных технологий у преподавателей появилась возможность снизить трудоёмкость подготовки контроля и обработки результатов. Тестирование при использовании современных технических и программных средств более динамично и наглядно, чем традиционные средства и методики. Тест позволяет наиболее полно выявить все недостатки в знаниях студентов, моментально выставить оценку, исходя из результатов. Это не только индикатор качества обучения, определение успеваемости студента, но и показатель совершенства эффективности методики обучения и организации учебного процесса. Компьютерное тестирование дает возможность сформировать у студентов мотивацию для подготовки к каждому занятию, дисциплинирует их, развивает добросовестность и аккуратность. Для качественной и эффективной подготовки к текущему, тематическому, промежуточному или итоговому контролю необходимо методическое сопровождение, т. е. набор вспомогательных материалов, предназначенных для использования в образовательном процессе.

Данное практическое руководство содержит материалы по разделам «Физика атомного ядра» (9 тем) и «Элементарные частицы» (4 темы), которые представляют собой изложение в сжатой форме лекционных занятий по дисциплине «Физика атомного ядра и элементарных частиц», читаемой для студентов 3 курса факультета физики и информационных технологий.

Материалы предназначены для самоподготовки студентов к компьютерному тестированию с целью контроля и коррекции знаний, полученных при изучении дисциплины «Физика атомного ядра и элементарных частиц». Издание адресовано студентам специальности 1-31 04 01 «Физика».

1 ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

1.1 Масштабы микромира. Релятивистские и квантовые свойства частиц. Естественная система единиц в ядерной физике

Ядерная физика – наука о строении, свойствах и превращениях атомного ядра.

Масштабы микромира. Во всей области масштабов физики ядра веществ встречаются только в двух формах: в форме атомных ядер и в форме элементарных частиц.

Основной единицей измерения расстояния в ядерной физике является сантиметр, кроме него часто используется внесистемная единица – ферми: $1\text{Фм} = 10^{-13}$ см. Это радиус действия сил между протоном и нейтроном, а также элементарными частицами. Удобна она тем, что по порядку величины близка к размерам атомных ядер, т. е. является характерным расстоянием в ядерной физике.

Характерное время в ядерной физике – время пролета микрочастицы, определенной энергии сквозь другую микрочастицу, для ядер (средние энергии) составляет $\tau_{\text{яд}} \sim 10^{-22}$ с, а при высоких энергиях, когда скорость частицы близка к скорости света, т. е. для элементарных частиц, это время составляет $\tau_{\text{эл}} \sim 10^{-24}$ с. Поэтому π^0 -мезон, имеющий среднее время жизни $\tau_{\pi} \sim 10^{-16}$ с, является долгоживущей частицей с точки зрения масштабов микромира. В ядерной физике приходится иметь дело с различными по порядку временами, так, например, среднее время жизни нейтрона в свободном состоянии $\tau_n \sim 10^3$ с, а время жизни ядра урана – $\tau_U \sim 10^9$ лет.

Для энергий в ядерной физике используется только одна внесистемная единица – электронвольт: $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж. 1эВ – это энергия, которую приобретает электрон, проходя через разность потенциалов в 1В . Энергия порядка 1эВ характерна для атомной физики, а для ядерной физики используются производные единицы: $1\text{кэВ} = 10^3$ эВ, $1\text{МэВ} = 10^6$ эВ, $1\text{ГэВ} = 10^9$ эВ, $1\text{ТэВ} = 10^{12}$ эВ. Для атомных ядер наиболее характерны энергии порядка 1МэВ .

В качестве единицы массы для ядер используются граммы, атомная единица массы (а. е. м.). Массы атомных ядер и элементарных частиц изменяются в следующих пределах: $m_{\text{яд}} \sim 10^{-24} \div 10^{-22}$ г, $m_{\text{эл}} \sim 10^{-27} \div 10^{-23}$ г.

Релятивистские и квантовые свойства частиц. Релятивистские свойства частиц проявляются при высоких энергиях и больших скоростях. Фундаментальная релятивистская константа – скорость света $c = 3 \cdot 10^{10}$ м/с. Для покоящейся изолированной физической системы (ядро, элементарная частица, ...)

$$E = mc^2, \quad (1.1.1)$$

где m – масса покоя (масса тела при нулевой скорости).

Для движущейся частицы

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}. \quad (1.1.2)$$

Если частица имеет нулевую массу, например γ -квант, то из (1.1.2) следует

$$E = |\vec{p}|c, \quad (1.1.3)$$

т. е. такая частица может иметь только скорость, равную скорости света. Она не может покоиться.

Условия малости релятивистских эффектов: $v_{\text{нерел}} \ll c$ и $E_{\text{нерел}} \ll mc^2$.

Чем меньше частицы и расстояния между ними, тем резче проявляются квантовые свойства. Фундаментальная квантовая константа – постоянная Планка: $h = 2\pi\hbar$, $\hbar = 6,58 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с}$.

Одно из основных свойств квантового мира – неразрывная связь между волнами и частицами (частице любого сорта соответствует волна де Бройля, каждой волне соответствует частица или группа частиц). Корпускулярно-волновой дуализм для частицы с энергией E и импульсом \vec{p} выражается соотношениями:

$$E = \hbar\omega, \quad \vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (1.1.4)$$

где ω – круговая частота,

\vec{k} – волновой вектор, указывающий направление распространения волны $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$,

λ – длина волны.

Квантовая механика устанавливает количественные пределы применения классических понятий координаты и импульса:

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar, \quad (1.1.5)$$

где Δx – неопределенность значения координаты,

Δp – неопределенность значения импульса.

Если одновременно (в одном определенном состоянии) измерять координату и импульс частицы, то ошибки измерения всегда будут удовлетворять неравенству (1.1.5). Аналогичное соотношение имеет место для энергии и времени:

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar. \quad (1.1.6)$$

Неравенства (1.1.5) и (1.1.6) называются соотношениями неопределенностей Гейзенберга.

Формальные положения квантовой механики:

1. Состояние системы в квантовой механике задается комплексной волновой функцией $\Psi(\vec{r}, t)$, в отличие от \vec{p} и \vec{r} классической физики.

2. Уравнением движения системы является уравнение Шредингера: $\hat{H}\Psi = E\Psi$, где \hat{H} – оператор Гамильтона.

3. Каждой физической величине в квантовой механике ставится в соответствие линейный оператор, действующий на волновую функцию: $\hat{L}\Psi = \Psi'$. Например: $\hat{r} = \vec{r}$, $\hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \vec{r}}$, $\hat{L} = \left[\hat{r}, \hat{p} \right] = -i\hbar \left[\vec{r}, \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right]$.

4. Правило вычисления среднего значения физической величины A в состоянии Ψ : $\langle A \rangle = \int \Psi^* \hat{A} \Psi dV dt$.

5. Физический смысл Ψ : $|\Psi(\vec{r}, t)|^2$ задает плотность вероятности найти частицу в момент времени t с координатой \vec{r} , а $|\Psi(\vec{r}, t)|^2 dV dt$ задает вероятность найти частицу в промежутке dt в объеме dV . Поскольку частица, вообще говоря, где-то находится, то волновая функция должна удовлетворять условию нормировки: $\int |\Psi(\vec{r}, t)|^2 dV dt = 1$.

Естественная система единиц в ядерной физике. Система единиц, в которой $c = \hbar = 1$, называется естественной. В ней размерности энергии, импульса и массы одинаковы и обратны совпадающим друг с другом размерностям времени и длины, в соответствии с формулами (1.1.1)–(1.1.5): $[E] = [\vec{p}] = [m] = [t^{-1}] \equiv [r^{-1}]$. Это значительно упрощает расчеты, ведь достаточно только задать $r^{-1} = 10^{13} \text{ см}^{-1} = 200 \text{ МэВ}$.

1.2 Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц на атомных ядрах. Состав ядер. Электрический и барионный заряды ядер. Дорожка стабильности атомных ядер. Радиус и плотность ядер

Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц на атомных ядрах. Атомное ядро было открыто в 1911 году в результате серии эксперимен-

тов по рассеянию α -частиц тонкими золотыми и платиновыми фольгами, выполненных в Кембридже (Англия) под руководством Э. Резерфорда. Оказалось, что угловое распределение α -частиц, рассеянных на атоме, имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{Z_{\alpha} Z_{\text{ядра}} e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta / 2},$$

где Z_{α} – электрический заряд α -частицы,

$Z_{\text{ядра}}$ – электрический заряд ядра,

E – кинетическая энергия α -частицы,

θ – угол рассеяния α -частицы.

Это означало, что в атоме имеется точечное положительно заряженное ядро, содержащее в себе практически всю массу ядра. В 1914 году Э. Резерфорд показал, что в состав атомного ядра входят протоны – ядра атома водорода. В 1932 году после открытия Дж. Чедвиком нейтрона стало ясно, что ядро состоит из протонов и нейтронов (В. Гейзенберг, Д. Д. Иваненко, Э. Майорана).

Опыты Э. Резерфорда не только установили ядерную структуру атома, но и свидетельствуют о высокой прочности атомных ядер, которые представляют собой квантовые системы нуклонов, связанных между собой ядерным взаимодействием. Свойства атомных ядер определяются совместным действием сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий.

Результаты опытов Э. Резерфорда дают верхний предел размера ядра. Для этого необходимо оценить минимальное расстояние, на которое может подойти, например, к ядру золота α -частица с энергией 5 МэВ. На таком расстоянии кинетическая энергия α -частицы полностью превращается в потенциальную энергию кулоновского отталкивания $E = \frac{Z_{\alpha} Z_{\text{ядра}} e^2}{R_{\min}}$.

Следовательно, $R_{\min} = \frac{Z_{\alpha} Z_{\text{ядра}} e^2}{E} \approx 2 \cdot 10^{-12}$ см.

Состав ядер. Электрический и барионный заряды ядер. Физические величины, характеризующие свойства ядер можно разделить на статические, относящиеся к невозбужденным состояниям ядер, и на динамические, проявляющиеся в ядерных реакциях.

Статическими характеристиками являются:

1) величины, характеризующие состав ядра: атомный номер или число протонов Z , массовое число или число нуклонов A ;

- 2) величины, характеризующие размеры и форму ядер: радиус ядра $R_{яд}$, несферичность $\delta R/R$;
- 3) энергетические величины: энергия связи $E_{св}$ и масса покоя $M_{яд}$;
- 4) квантово-механические величины: спин ядра \vec{J} и четность $P_{яд}$;
- 5) величины, связанные с электромагнитными свойствами ядра: среднеквадратичный электрический радиус $R_{эл}$, магнитный дипольный момент μ , электрический квадрупольный момент Q ;
- 6) статистика ядер;
- 7) изотопический спин \vec{I} .

Согласно современным представлениям ядра состоят из протонов $p = {}_1H^1$ и нейтронов n с массами, $m_p = 938,3 \text{ МэВ} = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{ г}$, $m_n = 939,6 \text{ МэВ} = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{ г}$. Протон имеет электрический заряд, противоположный заряду электрона, а нейтрон заряда не имеет. Протон и нейтрон одинаковы по отношению к сильным взаимодействиям, поэтому часто в физике ядра используют термин нуклон, означающий протон или нейтрон, входящий в состав ядра. Можно сказать, что протон и нейтрон являются двумя зарядовыми состояниями одной частицы. Поскольку атом электрически нейтрален, то число протонов равно числу электронов Z , расположенных в оболочках. Общее число нуклонов носит название массового числа A . Очевидно, что

$$A = Z + N, \quad (1.2.1)$$

где N – число нейтронов ядра.

Для обозначения атомного ядра используется символ химического элемента атома, в состав которого входит ядро ${}_Z X^A$. Верхний индекс у этого символа показывает суммарное число нейтронов и протонов в данном ядре, т. е. число нуклонов, а нижний – число протонов в нём. Все ядра по составу можно разделить на следующие группы:

- 1) ядра с одинаковыми Z и разными A – изотопы (${}_1H^1$ и ${}_1H^2$; ${}_{92}U^{238}$, ${}_{92}U^{235}$ и ${}_{92}U^{234}$). Атом определённого изотопа называется нуклидом;
- 2) ядра с одинаковыми A и разными Z – изобары (${}_6C^{14}$ и ${}_7N^{14}$);
- 3) ядра с одинаковыми N и различными Z (A) – изотоны (${}_1H^3$ и ${}_2He^4$).

С числами Z и A связаны зарядовые характеристики ядра. Электрический заряд ядра $q_{яд} = Ze$ определяется числом протонов, является величиной целочисленной и сохраняется при любых взаимодействиях.

Для объяснения стабильности протона (среднее время жизни протона $\tau_p = 10^{32}$ лет) в 1938 году в физику ядра был введён барионный заряд B .

Согласно законам сохранения электрического заряда, энергии, импульса, момента импульса распад протона на более элементарные частицы возможен, но в природе не наблюдается. Закон сохранения барионного заряда запрещает распад протона. Каждой частице можно приписать барионный заряд, так $B_p = B_n = +1$. Учитывая формулу (1.2.1), барионный заряд ядра определяется числом нуклонов $B_{яо} = A$. Закон сохранения барионного заряда обеспечивает стабильность атомных ядер.

Дорожка стабильности атомных ядер. Атомные ядра могут существовать достаточно долго по сравнению с характерным ядерным временем $\tau \sim 10^{-22} \div 10^{-24}$ с лишь при определенных значениях A и Z . В настоящее время обнаружено $\sim 3\ 500$ атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N . По существующим оценкам число атомных ядер может составлять $\sim 6\ 500$. На рисунке 1 показана протонно-нейтронная диаграмма атомных ядер. Черным цветом выделены стабильные ядра. Область расположения стабильных ядер обычно называют дорожкой или долиной стабильности. Справа от дорожки стабильности располагаются ядра, испытывающие β^- -распад, слева – ядра, испытывающие β^+ -распад и e -захват. В области больших A находятся ядра, испытывающие α -распад и спонтанно делящиеся ядра. Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа протонов и нейтронов $Z \approx N$. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать. Тяжелые ядра оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов N по сравнению с числом протонов Z . Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца ($Z = 82$) и висмута ($Z = 83$). С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа – ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Пунктирные линии (волнистый контур) очерчивают 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 нескольких нуклонов. Если среднее время жизни ядра $\tau < 10^{-23}$ с, обычно считается, что ядра не существуют.

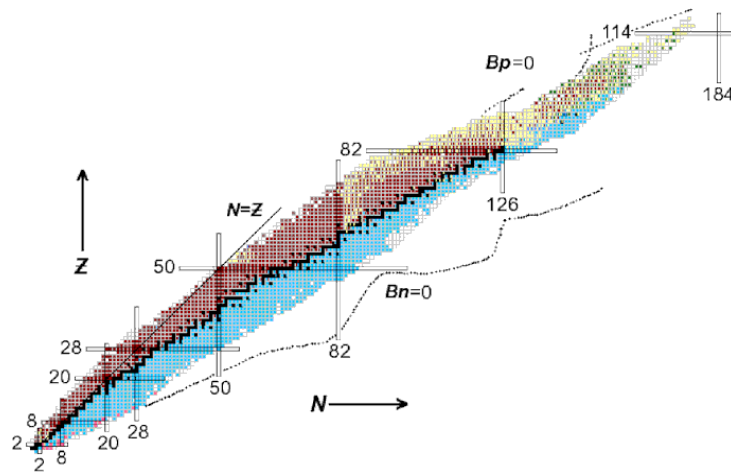


Рисунок 1 – Протонно-нейтронная диаграмма атомных ядер

Рассчитать границы области существования атомных ядер довольно сложно, точность предсказания может составлять 4–5 единиц по A . В правом верхнем углу диаграммы расположена интенсивно исследуемая в настоящее время область сверхтяжелых атомных ядер.

Открытие и исследование сверхтяжелых атомных ядер с $Z = 109–118$ показывают, что в этой области ядер существенную роль в повышении их стабильности играют ядерные оболочки. Достаточно хорошее согласие теоретических расчетов с полученными в последнее время экспериментальными данными позволяет прогнозировать существование острова стабильности в районе $Z = 110–114$ и $N = 178–184$. Ядра на острове стабильности должны иметь повышенную устойчивость по отношению к α - и β -распаду, а также – к спонтанному делению. Теоретические оценки показывают, что времена жизни ядер, расположенных в центре острова стабильности, могут составлять $\sim 10^5$ лет.

Радиус и плотность ядер. В первом приближении ядро можно считать шаром, радиус которого определяется числом A :

$$R_{яд} = r_0 A^{\frac{1}{3}}, \quad (1.2.2)$$

где значение $r_0 = 1,1 \div 1,4$ Фм подобрано из экспериментальных данных по спектрам мезоатомов и рассеянию электронов. Из (1.2.2) следует, что масса ядра, определяемая числом A , пропорциональна его объему:

$V_{яд} = \frac{4}{3} \pi R_{яд}^3 \sim A$. Это одновременно означает независимость средней

плотности ядра от числа A . Действительно, оценим плотность ядра с числом нуклонов A :

$$\rho_{\text{яд}} = \frac{M_{\text{яд}}(Z, A)}{V_{\text{яд}}(Z, A)} = \frac{mA}{\frac{4}{3}\pi R_{\text{яд}}^3} = \frac{3mA}{4\pi r_0^3 A} = \frac{3m}{4\pi r_0^3},$$

где m – масса нуклона.

Таким образом, плотность вещества во всех ядрах примерно одинакова и составляет $\rho_{\text{яд}} \approx 10^{14}$ г/см³. Полученные результаты для плотности и радиуса эквивалентны утверждению о полной несжимаемости ядерной материи.

1.3 Энергия связи ядра. Удельная энергия связи. Дефект масс. Полуэмпирическая формула энергии связи. Физический смысл слагаемых полуэмпирической формулы Вайцеккера

Энергия связи ядра. Удельная энергия связи. Дефект масс. Энергия связи ядра $E_{\text{св}}(Z, A)$ – это энергия, необходимая для полного расщепления ядра на отдельные протоны и нейтроны. Зная энергию связи, можно рассчитать энергетический баланс любого ядерного процесса:

$$E_{\text{св}}(Z, A) = ZE(p) + NE(n) - E(Z, A),$$

где $E(p)$, $E(n)$, $E(Z, A)$ – энергии покоя протона, нейтрона и ядра, соответственно. Запишем их с помощью соотношения Эйнштейна $E = mc^2$, тогда:

$$E_{\text{св}}(Z, A) = (Zm_p + Nm_n - M_{\text{яд}})c^2. \quad (1.3.1)$$

В естественной системе единиц ($c = 1$) формула (1.3.1) имеет вид

$$E_{\text{св}}(Z, A) = Zm_p + Nm_n - M_{\text{яд}}, \quad [E_{\text{св}}] = \text{МэВ},$$

т. е., зная массы нуклонов и ядра, можно определить энергию связи.

Основные методы измерения масс атомных ядер: метод магнитного анализа, метод времени пролёта, измерение циклотронной частоты, измерение энергии реакции Q , измерение α -спектров, измерение энергии β -распада. Современные методы дают возможность измерять массы изо-

топов с относительной точностью $10^{-5} - 10^{-6}$, что соответствует определению энергии связи с точностью до десятых и даже сотых долей процента.

Полезным понятием в ядерной физике является дефект массы ядра, связанный с энергией связи. Дефект массы – это число, выраженное в атомных единицах массы (*a.e.m.*) и равное разности между массой ядра и массовым числом (число нуклонов): $\Delta(a.e.m.) = M_{\text{яд}}(a.e.m.) - A \cdot 1 a.e.m.$,

где $1 a.e.m. = \frac{1}{12} m({}_6\text{C}^{12}) = 931,5 \text{ МэВ}$.

Удобной величиной для анализа особенностей ядерных сил является удельная энергия связи – энергия связи, приходящаяся на один нуклон:

$$\varepsilon_{св}(Z, A) = \frac{E_{св}(Z, A)}{A}, \quad [\varepsilon_{св}] = \text{МэВ/нуклон}. \quad (1.3.2)$$

Полуэмпирическая формула энергии связи. Физический смысл слагаемых полуэмпирической формулы Вайцеккера. Энергия связи является одной из важнейших характеристик прочности ядра. Экспериментально установленное распределение удельных энергий связи ядер $\varepsilon_{св}$ по значениям чисел нуклонов в ядре A (см. рисунок 2) имеет следующие характерные черты: 1) в широкой области ядер удельная энергия связи очень слабо зависит от A ; для ядер с малыми A удельная энергия имеет «спад»; 2) для тяжелых ядер средняя удельная энергия связи меньше, чем для средних, причем с ростом A наблюдается снижение ее величины; 3) для ядер с $Z = N$ удельная энергия выше, чем для других ядер с тем же значением A ; 4) четно-четные (по Z и N) ядра имеют в среднем большие значения, чем четно-нечетные, а нечетно-нечетные – меньшие.

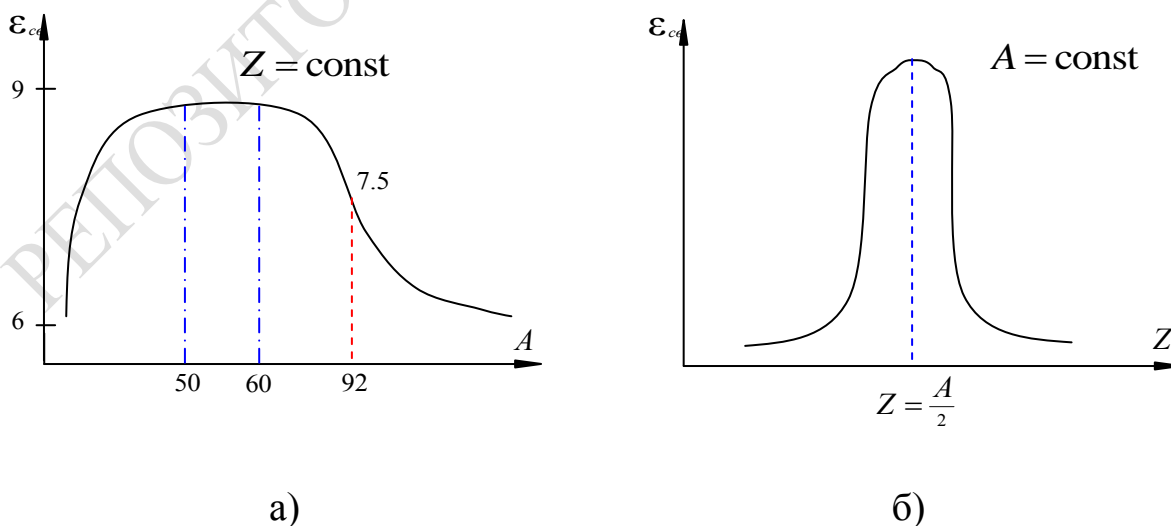


Рисунок 2 – Удельная энергия связи как функция числа нуклонов A (а) и числа протонов Z (б)

Теоретическое объяснение этого распределения дает модель заряженной жидкой капли и соответствующая этой модели формула Вайцеккера, написанная в 1935 году:

$$E_{св} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 A^{-1/3} Z^2 - a_4 A^{-1} (N - Z)^2 + \delta E_{св}. \quad (1.3.3)$$

Рассмотрим зависимости удельной энергии связи от A при $Z = \text{const}$ (рисунок 2,а), а также от Z при $A = \text{const}$ (рисунок 2,б) подробнее. Анализ хода этих кривых дает интересную информацию о свойствах ядер и, в конечном счете, о характере ядерных сил между нуклонами. Каждое слагаемое формулы (1.3.3) имеет определенный физический смысл и влияет на энергию связи ядра.

1. Проанализируем первое слагаемое. Если отвлечься от самых легких ядер, то удельную энергию можно считать постоянной и равной 8 МэВ/нуклон, а это значит, что энергия связи \approx удельной энергии связи, умноженной на A (см. формулу (1.3.2)). Это объясняется тем, что ядерные силы – короткодействующие. Приближенная независимость удельной энергии от A свидетельствует о свойстве насыщения ядерных сил: данный нуклон взаимодействует только с небольшим числом своих соседей, насыщая связи. Принцип насыщения приводит к постоянству плотности ядерного вещества. Удельная энергия для большинства ядер $\in [6;8]$ МэВ/нуклон, а максимальная 8,8 МэВ/нуклон.

2. Второе слагаемое – поверхностная энергия ядра. Она уменьшает энергию связи ядра, так как нуклоны, находящиеся на поверхности, имеют меньше соседей, чем внутренние частицы. Это хорошо известный эффект поверхностного натяжения жидкой капли. Поверхностная энергия пропорциональна поверхности сферического ядра $E \sim S \sim R_{я}^2$. Следовательно, она должна зависеть от массового числа A как $A^{2/3}$. Роль поверхностных эффектов больше проявляется в области легких ядер.

3. С увеличением A удельная энергия убывает плавно. Уменьшение объясняется электрическим отталкиванием протонов в ядре, а так как кулоновские силы носят дальнедействующий характер, то каждый протон взаимодействует со всеми протонами. В капельной модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен внутри сферы радиуса $R = r_0 A^{1/3}$. Значит, энергия связи уменьшается на величину $\sim Z^2$ и $\sim 1/R_{я} \sim 1/A^{1/3}$, т. е. $\sim Z^2 A^{-1/3}$.

4. Для того чтобы описать четвертое слагаемое, рассмотрим график зависимости удельной энергии от Z при $A = \text{const}$. В области легких ядер наибольшая устойчивость наблюдается при $N \approx Z$, для тяжелых $N > Z$,

т. е. идёт опережающий рост числа нейтронов над протонами. В ядре энергетическое взаимодействие $p-n > p-p$ или $n-n$, т. е. возникает энергия симметрии, которая зависит от разности $(N-Z)$, тогда энергия связи $\sim (N-Z)^2 A^{-1}$, где A^{-1} – эмпирически полученная добавка.

5. Изучение удельной энергии как функции N и Z указывает на то, что наибольшей устойчивостью обладают чётно-чётные, меньшей – чётно-нечётные и наименьшей – нечётно-нечётные ядра. Такое поведение удельной энергии свидетельствует о существовании явления спаривания нуклонов: нуклоны одного сорта объединяются в пары, образуя устойчивые замкнутые оболочки. Количественно эффект спаривания учитывается введением поправки:

$$\delta E_{\text{св}} = \begin{cases} +\delta, & \text{ч-ч} \\ 0, & A - \text{неч} \\ -\delta, & \text{н-н} \end{cases}, \text{ где } \delta \text{ получено эмпирически: } \delta = \frac{12}{A^{\frac{1}{3}}} \text{ МэВ.}$$

Коэффициенты в (1.3.3) подобраны из экспериментальных данных по массам ядер: $a_1 = 15,75$ МэВ, $a_2 = 17,8$ МэВ, $a_3 = 0,71$ МэВ, $a_4 = 23,71$ МэВ. Итак, 1-е слагаемое – энергия насыщения; 2-е – поверхностная энергия; 3-е – энергия кулоновского взаимодействия протонов; 4-е – энергия симметрии; 5-е – энергия спаривания нуклонов.

1.4 Полный момент количества движения (спин) ядра. Принцип тождественности частиц. Квантовая статистика. Пространственная чётность. Чётность ядер

Полный момент количества движения ядра. Вращательное движение частицы характеризуется моментом количества движения (МКД), который в квантовой механике квантуется. При этом, согласно правилам квантовой механики, одновременно можно определить модуль вектора и его проекцию на выбранное направление. Для орбитального МКД имеем: $|\vec{l}| = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}$, $(l_z)_{\text{max}} = \hbar \ell$, где $\ell = 0, 1, 2, \dots$ – орбитальное квантовое число. Остальные возможные проекции на то же направление можно получить из $\hbar \ell$, вычитая \hbar , т. е. величина проекции МКД может принимать всего $2\ell + 1$ целочисленных значений. Только при $\ell \gg 1$ величина проекции практически совпадает со значением МКД, а свойства микрочастицы со свойствами классической частицы.

Многие частицы обладают собственным МКД, который имеет квантовую природу и не связан с перемещением частицы как целого: $|\vec{s}| = \hbar\sqrt{s(s+1)}$, $(s_z)_{\max} = \hbar s$, где s – квантовое число спин (от англ. spin – вращаться, вертеться), может равняться как целому, так и полуцелому числу $s = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$. Что же касается электрона, протона и нейтрона, то у них максимальное значение проекции спина равно $1/2$. Полный МКД частицы состоит из собственного и орбитального моментов, которые суммируются по правилам сложения квантовых векторов: $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$. Полный момент количества движения нуклона $j = \ell \pm 1/2$.

Полный МКД ядра состоит из МКД входящих в него протонов и нейтронов. Последние в свою очередь обладают спиновым и орбитальным МКД, обусловленным движением относительно общего центра инерции ядра. Атомное ядро в каждом состоянии характеризуется полным моментом количества движения J , который в системе покоя ядра называется спином ядра, поскольку, как и для отдельного нуклона, это внутренний момент движения системы-ядра, рассматриваемого в целом как одна частица. Его можно получить двумя способами, все зависит от того, как взаимодействуют нуклоны:

$$1) (jj)\text{-связь } \vec{J}_{\text{ядра}} = \sum_{i=1}^A (\vec{\ell}_i + \vec{s}_i) = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i ;$$

$$2) (ls)\text{-связь } \vec{J}_{\text{ядра}} = \vec{L} + \vec{S}, \text{ где } \vec{L} = \sum_{i=1}^A \vec{l}_i, \vec{S} = \sum_{i=1}^A \vec{s}_i .$$

Тогда $|\vec{J}| = \hbar\sqrt{J(J+1)}$, $J_z = \hbar m_J$, m_J может принимать $2J+1$ значений от J до $-J$, $J = L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$. Если ядро находится в состоянии с определенным значением спина и его проекции, то оно описывается волновой функцией Ψ_{J,m_J} , которая является собственной функцией операторов \hat{J}_z и \hat{J}^2 :

$$\hat{J}^2 \Psi_{J,m_J} = J(J+1)\hbar^2 \Psi_{J,m_J}, \quad \hat{J}_z \Psi_{J,m_J} = m_J \hbar \Psi_{J,m_J} .$$

Для спинов атомных ядер экспериментально установлены следующие закономерности: если A – чётное, то $J = n$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$), т. е. спин ядра имеет целочисленное значение; если A – нечётное, то $J = n + 1/2$, т. е. спин ядра имеет полуцелое значение; чётно-чётные ядра в основном состоянии имеют значение спина $J = 0$, что указывает на взаимную компенсацию

моментов нуклонов в основном состоянии ядра – особое свойство межнуклонного взаимодействия; спины всех известных стабильных ядер не превышают $9/2\hbar$, т. е. очень малы по сравнению с суммой абсолютных величин спинов и орбитальных моментов всех входящих в ядро частиц. Этот факт свидетельствует о том, что большинство нуклонов прочно связаны в замкнутых оболочках, имеющих нулевой суммарный момент, и не участвует в создании спина ядра.

Если частица обладает векторными или тензорными характеристиками любой природы, то они должны выражаться через вектор спина: $\vec{A} = a\vec{J}$, где a – константа, характеризующая \vec{A} .

Принцип тождественности частиц. Квантовая статистика. В квантовой механике при рассмотрении систем частиц важную роль играет принцип тождественности: если две частицы одного сорта, имеющие абсолютно одинаковые (тождественные) свойства, поменять местами, то их невозможно экспериментально различить. Пусть $\Psi(\vec{r}_1, \vec{J}_1, \vec{r}_2, \vec{J}_2) = \Psi(1,2)$ – волновая функция системы двух тождественных частиц. Введем оператор перестановки \hat{P}_{12} и подействуем им дважды на волновую функцию $\Psi(1,2)$. Тогда $\hat{P}_{12}(\hat{P}_{12}\Psi(1,2)) = \hat{P}_{12}\Psi(2,1) = P_{12}\Psi(1,2)$, отсюда собственное значение оператора $P_{12} = \pm 1$, т. е. возможны два случая:
 $\hat{P}_{12}\Psi(1,2) = \Psi(2,1)$ – функция, симметричная по частицам;
 $\hat{P}_{12}\Psi(1,2) = -\Psi(2,1)$ – функция антисимметричная по частицам.

Частицам одного сорта свойственен лишь один из этих типов симметрии. Это называется квантовой статистикой. Она определяет коллективное поведение системы тождественных частиц. Частицы подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна и называются бозонами, если $\Psi_b(1,2,3,\dots,n) = \Psi_b(2,1,3,\dots,n)$ симметричная по частицам. Частицы подчиняются статистике Ферми–Дирака и называются фермионами, если $\Psi_f(1,2,3,\dots,n) = -\Psi_f(2,1,3,\dots,n)$ антисимметричная.

Статистика тесным образом связана со спином частицы. Эта связь доказывается в квантовой теории поля и носит название теоремы Паули–Людерса. Одна из её формулировок гласит следующее: частицы с целым спином подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна ($S = 0,1,2,\dots$), частицы с полуцелым спином – статистике Ферми–Дирака ($S = 1/2, 3/2, 5/2,\dots$). С симметрией волновых функций связан также принцип Паули: в одном и том же квантовом состоянии не может находиться более одного фермиона.

Пространственная четность. Четность ядер. Пространственная четность характеризует свойства симметрии физической величины при зер-

кальном отражении (пространственной инверсии). Это квантовая характеристика системы частиц. Пусть $\Psi(\vec{r})$ – волновая функция частицы. Введем оператор пространственной инверсии \hat{P} и подействуем им дважды на волновую функцию $\Psi(\vec{r})$. Тогда $\hat{P}(\hat{P}\Psi(\vec{r})) = \hat{P}\Psi(-\vec{r}) = P\Psi(\vec{r})$, отсюда собственное значение оператора $P = \pm 1$, т.е. возможны два случая: $\hat{P}\Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r}) = \Psi(\vec{r})$ – функция является четной; $\hat{P}\Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r}) = -\Psi(\vec{r})$ – функция является нечетной. Если волновая функция не меняет свой знак при инверсии всех координат, то состояние системы, которую она описывает, называется четным и обозначается $P = +1$, а если меняет – нечетным ($P = -1$).

Кроме четности волновой функции, легко обнаруживаемой по известной зависимости $\Psi(\vec{r})$, частицы обладают так называемой внутренней четностью. Её происхождение можно определить как результат того, что частица имеет некоторую внутреннюю структуру, так $P_p = P_n = P_e = +1$, т. е. четные частицы.

В квантовой механике для изолированной системы четность не меняется с течением времени. Четность системы из двух не взаимодействующих частиц A и B определяется как произведение их внутренних четностей и четностей волновых функций, описывающих движение частиц относительно центра инерции:

$$P_{A+B} = P_B P_A (-1)^{\ell_B} (-1)^{\ell_A}, \quad (1.4.1)$$

где ℓ_A и ℓ_B – орбитальные квантовые числа, характеризующие движение частиц. Если между частицами действуют электромагнитные и ядерные силы, то четность системы сохраняется, т. е. если система вначале имела четность $+1$, то после взаимодействия у этой или новой системы частиц четность останется той же. Но в слабых взаимодействиях закон сохранения четности не работает.

Если атомное ядро представлять в виде совокупности независимо движущихся нуклонов, то четность ядра будет равна произведению внутренних четностей нуклонов на $(-1)^{\sum_{i=1}^A \ell_i}$ в соответствии с формулой (1.4.1), т. е. $P_{яд} = (-1)^{\sum_{i=1}^A \ell_i}$, где ℓ_i – орбитальное квантовое число, определяющее характер движения данного нуклона. Внутренняя четность нуклона $+1$, значит, его состояние будет четное или нечетное, в зависимости от четности ℓ , и четность системы нуклонов (ядра) будет определяться суммой

всех ℓ . Так как четность замкнутой системы сохраняется, то четность ядра может измениться в результате испускания или захвата частиц, находящихся в нечетном состоянии.

1.5 Электрический дипольный и квадрупольный моменты атомных ядер. Форма ядер. Магнитный дипольный момент ядер

Электромагнитные моменты определяют потенциал взаимодействия ядра или частиц с внешними электрическим и магнитным полями:

$$V = Ze\phi - D_i E_i - Q_{ij} \frac{\delta E_i}{\delta r_j} - \mu_i B_i + \dots, \quad (1.5.1)$$

где Ze – заряд ядра,

D – электрический дипольный момент ядра,

Q – электрический квадрупольный момент ядра,

μ – магнитный дипольный момент.

Более высокие по тензорной размерности члены потенциала взаимодействия (1.5.1) дают пренебрежимо малый вклад во взаимодействие.

Электрический дипольный момент ядер в основном состоянии равен нулю (с точностью до малых членов, связанных со слабыми взаимодействиями в ядрах). Покажем это. Представим ядро в виде системы Z диполей с дипольным моментом $D = Ze\delta$, где δ – расстояние между зарядами. Тогда проекция дипольного момента D_x на ось x имеет вид: $D_x = \int x\rho(\vec{r})d\vec{r}$, где x – проекция δ на ось x , $\rho(\vec{r})$ – распределение заря-

да относительно центра инерции ядра, равное $\rho(\vec{r}) = \sum_{i=1}^Z e_i P_i(\vec{r})$, где $P_i(\vec{r})$ –

вероятность найти i -й протон в точке \vec{r} . Эту вероятность можно выразить через волновую функцию рассматриваемого состояния системы $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z, \dots, \vec{r}_A)$:

$$P_i(\vec{r}) = \int |\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z, \dots, \vec{r}_A)|^2 d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A.$$

Тогда

$D_x = \sum_{i=1}^Z \int_{-\infty}^{+\infty} e_i x_i |\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z, \dots, \vec{r}_A)|^2 d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A$. В соответствии с законом

сохранения пространственной четности $|\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z, \dots, \vec{r}_A)|^2 = |\Psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_Z, \dots, -\vec{r}_A)|^2$ – четная функция, а x_i – нечетная функция,

Интеграл по трехмерному пространству от произведения четной и нечетной функций всегда равен 0, т. е. $D_x = 0$. Значит, равенство нулю диполь-

ного электрического момента является следствием четности квадрата волновой функции основного состояния ядра. Квадрат Ψ -функции имеет положительную четность в случае, если сама Ψ -функция имеет определенную четность (+ или -). Это справедливо для вкладов в Ψ -функцию от сильных и электромагнитных взаимодействий, сохраняющих четность. Малые добавки в Ψ -функцию от слабых (не сохраняющих четность) взаимодействий могут дать отклонение от нуля для дипольных моментов ядер и частиц. Роль этих вкладов представляет большой интерес для современной физики, поэтому попытки измерить дипольный момент нейтрона не прекращаются. Из этого можно сделать два обобщения:

1) равенство нулю дипольного электрического момента справедливо не только для основного состояния ядра, но и для всех не вырожденных возбужденных состояний;

2) $D_x = 0$ справедливо для всех статических электрических моментов нечетного порядка.

Дипольный электрический момент у квантовой механической системы может быть не равен нулю только при одновременном нарушении закона сохранения пространственной четности и инвариантности относительно обращения времени.

Электрический квадрупольный момент ядер. Форма ядер. Различают внешний и внутренний квадрупольный моменты ядра. Внешним, или наблюдаемым, называется квадрупольный момент Q , измеряемый в лабораторной системе отсчета. Внутренний, или собственный, квадрупольный момент Q_0 измеряется в системе координат, вращающейся вместе с атомным ядром вокруг его центра масс. Из-за нулевых колебаний оси атомного ядра, относительно лабораторной системы координат, эти два момента не совпадают между собой. Собственный квадрупольный момент Q_0 определяется следующим образом:

$$Q_0 = \int (3x^2 - r^2) \rho(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (1.5.2)$$

где r – расстояние от центра инерции ядра,

x – проекция r на ось x , совпадающую с осью симметрии ядра,

$\rho(\vec{r})$ – распределение заряда Z .

Из (1.5.2) видно, что квадрупольный электрический момент ядра имеет размерность площади, а единицей измерения является $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 100 \text{ Фм}^2$. Собственный квадрупольный момент является мерой отклонения распределения электрического заряда в ядре от сферического. Многие ядра обладают осью симметрии вращения и имеют плоскость симметрии, перпендикулярную оси симметрии и проходящую через центр инерции

ядра. Обычно принимают, что ядро имеет форму эллипсоида вращения. Так как $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, то при $r^2 = 3x^2$ из формулы (1.5.2) следует, что $Q_0 = 0$ – сферически симметричное распределение заряда, ядро имеет сферическую форму; при $r^2 > 3x^2$ из формулы (1.5.2) следует, что $Q_0 > 0$ – распределение заряда вытянуто относительно оси вращения x , ядро имеет вытянутую форму; при $r^2 < 3x^2$ из формулы (1.5.2) следует, что $Q_0 < 0$ – распределение заряда сплюснуто относительно оси вращения x , ядро имеет сплюснутую форму. Собственный квадрупольный момент может быть получен из экспериментальных данных для сечения кулоновского возбуждения вращательных уровней ядер.

Внешний квадрупольный момент есть среднее значение квадрупольного момента ядра в состоянии, которое характеризуется квадратом полного момента импульса ядра $|\vec{J}|^2 = \hbar^2 J(J+1)$ и его максимальной проекции $J_z^{\max} = \hbar J$ на выделенное в пространстве направление. Зная Q , можно вычислить Q_0 . Для ядер в основном состоянии $Q = Q_0 \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)}$. Если

спин ядра равен 0 или 1/2, то внешний квадрупольный момент равен нулю, а по поводу внутреннего квадрупольного момента ничего сказать нельзя. Из экспериментов по сверхтонкой структуре спектральных линий можно определить внешний квадрупольный момент.

Наличие квадрупольного момента у дейтрона свидетельствует о нецентральности ядерных сил. Большинство тяжелых ядер имеют вытянутую форму, все ядра с $Z = N$ сферически симметричны.

Магнитный дипольный момент ядер. Каждое ядро с отличным от нуля спином обладает магнитным дипольным моментом $\vec{\mu}$, который характеризует взаимодействие ядра с однородным внешним магнитным полем, созданным электронной оболочкой: $\vec{\mu} = g\vec{J}$, где g – ядерное гиромагнитное отношение, \vec{J} – спин ядра.

Магнитный момент ядра, состоящего из A нуклонов, обусловлен спиновыми магнитными моментами нуклонов и орбитальными магнитными моментами, вызванными относительным движением протонов. Но вектор магнитного момента $\vec{\mu}$ не совпадает с вектором МКД \vec{J} благодаря магнитному взаимодействию между орбитальным и спиновым моментами. Так как векторы $\vec{\mu}$ и \vec{J} направлены в одну сторону, то магнитные свойства ядра характеризуются одной константой μ , в качестве которой выбирается максимальное значение проекции $\vec{\mu}$ на ось z : $\mu_z^{\max} = g\hbar J$. Эту константу называют магнитным дипольным моментом ядра. Единицей

измерения магнитного момента ядер является ядерный магнетон μ_0 :

$\mu_0 = \mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c}$. Существует магнетон Бора, который в точности совпадает

с магнитным моментом электрона: $\mu_B = \mu_e = \frac{e\hbar}{2m_e c}$. Исходя из послед-

них формул, магнитные моменты ядер в 1 000 раз меньше магнетона Бора. Гипотезу о существовании у ядра спина и магнитного момента выдвинул в 1928 году В. Паули.

Теоретически сложно определять значения g и \vec{J} , поэтому их определяют экспериментально. Измерения величины ядерного спина и магнитного момента ядра проводят следующими методами: исследованием сверхтонкого расщепления линий атома; методами, основанными на использовании внешних полей; методом Раби или методом магнитного резонанса. Из эксперимента известно, что μ ядер либо равен нулю, если спин равен нулю, либо имеет значение порядка ядерного магнетона. Например, $\mu_p = 2,79\mu_0$ и $\mu_n = -1,91\mu_0$. Если направление вектора магнитного момента совпадает с направлением вектора полного МКД, то считают значение $\mu > 0$, а если противоположно – $\mu < 0$.

1.6 Классификация моделей. Модель ядерных оболочек. Одночастичные состояния нуклона в ядре. Спин-орбитальное взаимодействие

Классификация моделей. В настоящее время нет точной теории атомного ядра. Поэтому для описания структуры атомных ядер используют различные модели, в которых ядро заменяется некоторой модельной физической системой, достаточно хорошо описывающей определенную совокупность свойств ядра и вместе с тем допускающей простую математическую трактовку. Хорошая модель должна, во-первых, объяснять свойства основных состояний ядер; во-вторых, объяснять спектр возбуждения ядра и, в-третьих, описывать динамические свойства ядра. Таким образом, ядерные модели имеют ограниченную область применения. Тем не менее они играют важную роль в развитии теории атомного ядра, которая исходит из того, что ядро является квантовой системой многих частиц – нуклонов, связанных между собой ядерными силами. Все существующие модели можно разделить на два класса. В основу каждой модели кладется допущение о приближенной независимости какого-либо набора степеней свободы ядра. Степени свободы делят на одночастичные, описывающие

движение отдельных частиц, и коллективные, описывающие согласованное движение большого числа частиц.

1. Модели, основанные на учете одночастичных степеней свободы, часто называют моделями из независимых частиц. В них движение нуклонов несогласованно, они движутся практически независимо друг от друга в потенциальном поле, которое образовано суммарным средним действием всех нуклонов ядра, при этом их свободный пробег намного больше радиуса ядра. К такому типу относятся модели: оболочечная, модель Ферми-газа, модель потенциальной ямы и другие.

2. Модели, основанные на коллективных степенях свободы ядра, принято называть моделями с сильным взаимодействием между частицами. Движение нуклона в них определяется не состоянием ядра как целого, а движением небольшого числа соседних нуклонов. При этом свободный пробег нуклона в ядре и радиус сил между двумя нуклонами малы по сравнению с размерами ядра. К такому типу относятся модели: капельная, составного ядра, статистическая, модель из α -частиц и другие.

Кроме того, существуют обобщенные модели, в которых используются как коллективные, так и одночастичные степени свободы. Они трактуют ядро как двухфазную систему.

Модель ядерных оболочек явилась результатом систематизации и обобщения огромного количества экспериментальных данных, связанных с определённой периодичностью свойств атомных ядер при изменении числа составляющих их нуклонов. Эту периодичность капельная модель ядра описать была не способна. Еще в начале 30-х годов 20 века исследователи обратили внимание на то, что ядра, у которых числа Z и N (или оба числа) равны одному из чисел ряда

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

названных магическими, имеют следующие особенности: энергия связи этих ядер имеет явно выраженный максимум; ядра с магическими числами Z и N наиболее распространены в природе; вероятность захвата нейтрона такими ядрами мала; квадрупольные моменты ядер с магическими числами Z и N малы, что указывает на сферическую симметрию этих ядер; при делении урана образуются два неодинаковых осколка с вероятностью, что один из них содержит 50, а другой 82 нейтрона; число изотопов у таких ядер больше, чем у соседних.

Ядра, у которых числа Z и (или) N совпадают с магическими числами, называют дважды магическими (или магическими) ядрами. Например, ${}^2_2\text{He}^4$, ${}^{20}_{20}\text{Ca}^{48}$.

Таким образом, опытные факты дают основание предположить, что указанные выше числа Z и N образуют в ядре особенно устойчивые замкнутые оболочки (оболочкой называется совокупность близких по энергии уровней, разделенных энергетическими интервалами, значительно превышающими расстояние между уровнями). Одночастичная модель оболочек атомных ядер была разработана М. Гепперт-Майер и независимо О. Хакселем, Е. Йенсенем и Г. Зюссом в 1949 году (Нобелевская премия, 1963 г.).

Одночастичные состояния нуклона в ядре. Модель ядерных оболочек относится к одночастичным моделям. В ней предполагается, что нуклоны движутся независимо друг от друга в среднем самосогласованном сферически-симметричном потенциальном поле ядра. Собственные состояния нуклона в таком поле находят, решая уравнение Шредингера. Эти состояния характеризуются квантовыми числами, которые определяют физические величины, сохраняющиеся при движении в сферическом поле. Каждому состоянию будет соответствовать определенный уровень энергии. Нуклоны в ядре последовательно заполняют энергетические уровни, начиная с самого нижнего согласно принципу Паули. Рассмотрим классификацию состояний нуклона в сферически-симметричном потенциале в самом общем виде, не опираясь на его явный вид. Определим величины, сохраняющиеся в сферически-симметричном поле.

1. Полный момент количества движения нуклона $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$. Спин нуклона $s = 1/2$, его орбитальный момент ℓ может принимать одно из целочисленных значений $0, 1, 2, 3, \dots$, поэтому, полный момент количества движения нуклона j , в соответствии с тем, что это ферми-частица, будет полуцелым числом $j = \ell \pm 1/2$.

2. Если физическая система обладает сферической симметрией, то сохраняется не только j , но и её четность P . Для нуклона, движущегося в сферически-симметричном поле, четность состояния равна $(-1)^\ell$, где ℓ – орбитальное квантовое число. Поэтому вместо квантового числа P можно использовать квантовое число ℓ .

3. Из-за сферической симметрии, энергия состояния с числами ℓ, j не зависит от квантового числа m_j , характеризующего проекцию \vec{j} . Поэтому каждая ℓ_j -орбита кратко вырождена по энергии, образуя ядерную оболочку. Кратность вырождения или число частиц на энергетическом уровне $m_j = 2j + 1$.

4. Введенных квантовых чисел не достаточно для полного описания нейтронных и протонных одночастичных состояний, поскольку в сферически-симметричном потенциальном поле может быть несколько или даже бесконечное множество состояний с одинаковыми ℓ, j, m_j . Недостающее квантовое число – главное квантовое число n . Оно нумерует нуклонные орбиты с одинаковыми значениями ℓ, j в порядке увеличения их энергии. Самое низшее состояние $n = 1$.

Итак, в оболочечной модели одночастичные состояния нуклона характеризуются квантовыми числами: n, ℓ, j, m_j .

В оболочечной модели, как и в атомной физике, для обозначения состояния с различными значениями ℓ используют буквы латинского алфавита $\ell = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$
 $s, p, d, f, g, h, i, \dots$

Различные орбиты $n\ell_j$ обозначаются буквами и цифрами. Например, $1S_{1/2}$ – это состояние с $n = 1, \ell = 0, j = 1/2$ и $m_j = 2$.

Спин-орбитальное взаимодействие. Основная задача модели оболочек состоит в объяснении наблюдаемых в эксперименте магических чисел нуклонов. Это возможно, если в качестве оболочечного потенциала самосогласованного поля выбрать $V_{o\bar{o}} = V_S(r) + V_{\ell s}$, где $V_S(r)$ – потенциал Вудса-Саксона, $V_{\ell s}$ – потенциал спин-орбитального взаимодействия.

Поскольку ядерные силы – силы короткодействующие, зависимость потенциала этого самосогласованного поля от расстояния до центра ядра должна быть подобной зависимости от радиуса плотности распределения ядерной материи. Кроме того, потенциал должен быть потенциалом притяжения. Этим условиям и удовлетворяет так называемый потенциал Вудса-Саксона, который является средним между осцилляторным потенциалом и потенциалом прямоугольной ямы:

$$V_S(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(r - \frac{R_{яд}}{a}\right)},$$

где $V_0 < 0$ – глубина потенциала,

$R_{яд} = r_0 A^{1/3}$ – радиус ядра,

a – параметр.

Спин-орбитальное взаимодействие – это взаимодействие, которое зависит от величины и взаимной ориентации орбитального и спинового момента. Простейший спин-орбитальный потенциал имеет вид:

$V_{ls} = f(r)(\vec{l}\vec{s})$. Спин-орбитальное взаимодействие в основном сосредоточено вблизи поверхности ядра, где можно говорить о выделенном направлении движения, следовательно, $f(r)$ убывает вглубь ядра. Решающим шагом в развитии оболочечной модели ядра явилось понимание того, что спин-орбитальное взаимодействие нуклонов в среднем поле ядра приводит к расщеплению уровней с данным значением j на два уровня с $j = \ell \pm 1/2$, где j – спин нуклона, ℓ – орбитальный момент нуклона.

В потенциале, учитывающем спин-орбитальное взаимодействие, снимается вырождение состояний по полному моменту j нуклона в пределах одной оболочки, который при данном ℓ в зависимости от ориентации спина нуклона принимает 2 значения $j = \ell \pm 1/2$. Происходит расщепление состояния ℓ на два состояния с разной взаимной ориентацией \vec{l} и \vec{s} . Глубже по энергии опускается уровень с $j = \ell + 1/2$, так как в этом случае нуклон сильнее взаимодействует с остальными нуклонами ядра. Схема ядерных одночастичных уровней с учётом ls -расщепления показана на рисунке 3. Величина спин-орбитального расщепления тем больше, чем больше ℓ . Начиная с уровня $1g$ и т. д., спин-орбитальное расщепление становится сравнимым с расстоянием между соседними осцилляторными оболочками.

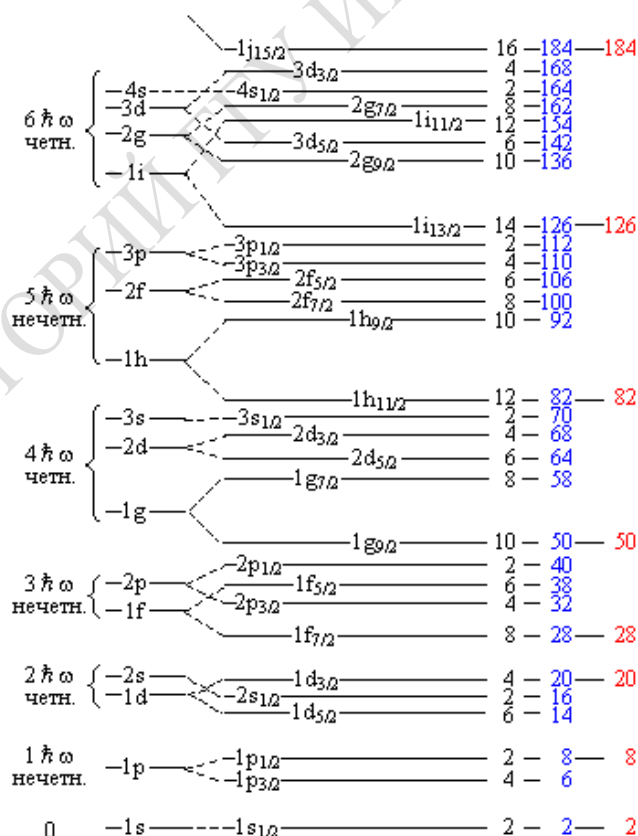


Рисунок 3 – Одночастичные уровни в оболочечном потенциале

Расщепление уровней с $\ell \geq 4$ настолько велико, что нижний уровень оболочки с максимальными j сильно опускается вниз и оказывается в предыдущей оболочке (это относится к уровням $1g_{9/2}$, $1h_{11/2}$, $1i_{13/2}$, и $1j_{15/2}$, которые попадают соответственно в 4-ю, 5-ю, 6-ю и 7-ю оболочки). В результате этого воспроизводятся не получавшиеся ранее магические числа 50, 82, 126, 184... Кроме того, от оболочки $N = 3$ отщепляется вниз орбита $1f_{7/2}$, что позволяет понять появление магического числа нуклонов 28, хотя на нем не заканчивается заполнение оболочки.

1.7 Методы изучения ядерных сил. Свойства ядерных сил. Ядерные реакции. Законы сохранения в ядерных реакциях. Энергия реакции. Порог ядерной реакции

Методы изучения ядерных сил. Так как ядро является квантовой системой многих частиц – нуклонов, связанных между собой ядерными силами, то изучать его классическими методами невозможно. Классически – это значит, рассматривать действие сил при различных расстояниях, ориентациях спина, скоростях и т. д. Так изучались электромагнитные и гравитационные взаимодействия. Из-за короткого радиуса сил и соотношений неопределенности два нуклона невозможно заметное время удержать неподвижно. Изучая систему нуклон–нуклон, мы можем измерять лишь характеристики связанных состояний и зависимость дифференциального сечения от углов, энергий и спинов, а также можно подобрать потенциал, описывающий свойства нуклон-нуклонного взаимодействия. Основные методы изучения ядерных сил:

1) изучение связанных состояний нуклонов. В системах $n-n$ и $p-p$ достаточно «долгоживущих» состояний нет, а вот система $n-p$ существует и называется дейтрон d . При изучении этой простейшей системы получен ряд свойств ядерных сил;

2) исследование процессов рассеяния нуклонов. Данные по рассеянию ненамного дополняют наши сведения. Хорошо можно изучить лишь $p-p$ и $n-p$ рассеяние, $n-n$ рассеяние не изучено из-за отсутствия нейтронных мишеней. Поэтому $n-n$ рассеяние изучают косвенно, т. е. $n + d \rightarrow p + n + n$. Обычно процессы рассеяния наблюдают при низких энергиях до 10–20 МэВ и высоких – более 100 МэВ. При энергиях выше 2–3 ГэВ понятие ядерных сил уже неприменимо.

Свойства ядерных сил: малый радиус действия ($r \sim 1$ Фм); большая величина ядерного потенциала ($V \sim 50$ МэВ); велики по абсолютной величине ($E_{cs}(d) = 2,23$ МэВ, $E_{cs}(H^2) = 13,6$ эВ); сильная зависимость от спи-

нов взаимодействующих нуклонов; тензорный (нецентральный) характер взаимодействия нуклонов; зависимость от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы); насыщение; зарядовая независимость; обменный характер ядерного взаимодействия; притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ Фм) сменяется отталкиванием на малых ($r < 0,5$ Фм); могут быть множественными, например, тройными; возможно зависят от скоростей нуклонов.

Ядерные реакции. Ядерная реакция (ЯР) – это процесс, возникающий в результате взаимодействия нескольких частиц или сложных атомных ядер, при котором изменяются внутренние свойства и состав мишени и вылетает новая частица. В более общем виде ЯР – это рассеяние одних частиц на других. ЯР в естественных условиях наблюдаются в недрах звёзд и космических лучах. Изучение ЯР происходит на ускорителях. В настоящее время для получения информации о структуре и свойствах частиц и их взаимодействиях используются ускорители на встречных пучках – коллайдеры, т. к. ускорители с неподвижной мишенью требуют больших затрат энергии. ЯР идут обычно под действием ядерных сил, но возможны под действием слабых и электромагнитных.

ЯР можно записать в виде: $a + A \rightarrow b + B$ или $A(a, b)B$, где a – налетающая (обычно легкая) частица (ядро), A – ядро-мишень, b – регистрируемая частица, B – конечное ядро. ЯР может идти несколькими различными способами.

Классификация ядерных реакций:

1. По типу регистрации: а) реакции, где фиксируют все вылетающие частицы, называются эксклюзивными; б) реакции, где фиксируют вылетающие частицы определённого сорта, называются инклюзивными.

2. В соответствии с природой бомбардирующих частиц: а) под действием нейтронов; б) под действием заряженных частиц; в) под действием гамма-квантов.

3. В соответствии с характером превращений: а) кулоновское возбуждение ядра; б) деление и синтез ядер; в) процесс множественного рождения частиц.

4. По массе ядер A : а) ядерные реакции на лёгких ядрах $A < 50$; б) ядерные реакции на средних ядрах $50 < A < 100$; в) ядерные реакции на тяжёлых ядрах $A > 100$.

5. По энергии взаимодействующих частиц: а) при малых энергиях – до 1кэВ; б) при средних энергиях – от 1кэВ до 1МэВ; в) при больших энергиях – от 1МэВ до 1ГэВ; г) при высоких энергиях – более 1ГэВ.

Законы сохранения в ядерных реакциях. Законы сохранения устанавливают определенные ограничения на продукты ЯР. Рассмотрим пять точных аддитивных (сохраняется сумма величин до и после реакции)

законов сохранения, которые выполняются во всех без исключения типах взаимодействий. Если закон сохранения не выполняется, то реакция невозможна.

Законы сохранения электрического заряда Z и полного числа нуклонов A . Во всех без исключения ядерных реакциях, суммарный электрический заряд частиц, участвующих в реакции, равен суммарному электрическому заряду продукта реакции. Для полного числа нуклонов A справедливо аналогичное утверждение.

Законы сохранения полной энергии и импульса. В замкнутой системе полная энергия и импульс сохраняются. Систему из двух соударяющихся ядерных частиц можно считать изолированной, так как размеры ядра 10^{-13} см, а все остальные ядра удалены на расстояние 10^{-8} см. Для реакции $1+2 \rightarrow 1'+2'+\dots+n'$ с участием релятивистских частиц законы сохранения энергии и импульса имеют вид: $E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n$, $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 + \dots + \vec{p}'_n$.

Для реакции $a + A \rightarrow b + B$ закон сохранения полного момента количества движения имеет вид: $\vec{J}_{нач} = \vec{j}_a + \vec{J}_A + \vec{\ell}_{aA} = \vec{j}_b + \vec{J}_B + \vec{\ell}_{bB} = \vec{J}_{кон}$, где $\vec{j}_a, \vec{J}_A, \vec{j}_b, \vec{J}_B$ – спины начальных и конечных частицы и ядра соответственно, $\vec{\ell}_{aA}, \vec{\ell}_{bB}$ – орбитальный момент количества движения пары частиц, характеризующий их относительное движение. При ядерных реакциях сохраняется суммарный момент количества движения частиц и ядер, а также его проекция на выбранное в пространстве направление.

Энергия реакции. Полная энергия релятивистской частицы $E = T + mc^2$, где T – кинетическая энергия, определяемая экспериментально, m – масса покоя. Запишем с помощью этой формулы закон сохранения полной энергии в виде:

$$(T'_1 + T'_2 + \dots + T'_n) - (T_1 + T_2) = [(m_1 + m_2) - (m'_1 + m'_2 + \dots + m'_n)]c^2. \quad (1.7.1)$$

Введем обозначение $Q = (T'_1 + T'_2 + \dots + T'_n) - (T_1 + T_2)$, тогда энергия реакции Q определяется разностью энергий покоя начальных и конечных частиц $Q = [(m_1 + m_2) - (m'_1 + m'_2 + \dots + m'_n)]c^2$. В естественной системе единиц $Q = (m_1 + m_2) - (m'_1 + m'_2 + \dots + m'_n) = \sum m_{нач} - \sum m_{кон}$.

Рассмотрим три возможности: 1) $Q = 0$. Наблюдается упругое рассеяние. Остается неизменной не только полная энергия, но и кинетическая энергия, а значит, и энергия покоя частиц (см. (1.7.1)); 2) $Q > 0$. Согласно (1.7.1) выделяется кинетическая энергия за счёт уменьшения энергии покоя – это экзотермическая реакция. Она может идти при любой энергии падающих частиц, достаточной для преодоления кулоновского барьера;

3) $Q < 0$. Согласно (1.7.1) поглощение кинетической энергии увеличивает энергию покоя, такая реакция называется эндотермической. Она может идти, если энергия столкновения частиц не превышает некоторого минимального значения.

Порог ядерной реакции – это минимальная кинетическая энергия падающей частицы, при которой возможен эндотермический процесс. $E_{\text{пор}} \neq Q$. Вычисляют порог реакции в лабораторной системе. Для этого используют релятивистский инвариант $E^2 - p^2 = \text{inv}$ при $c = \hbar = 1$. Порог эндотермической реакции $1 + 2 \rightarrow 1' + 2' + \dots + n' - Q$ имеет вид:

$$E_{\text{пор}} = \frac{(\sum m_{\text{кон}})^2 - (\sum m_{\text{нач}})^2}{2m_2}, \text{ где } m_2 - \text{масса покоящейся частицы (мишень)}$$

и эквивалентное выражение: $E_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{|Q|}{2m_2} \right)$. Эта формула

упрощается в нерелятивистском приближении, когда $|Q| \ll 2m_2$,

т. е. $E_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right)$.

1.8 Радиоактивность. Закон радиоактивного распада. Характеристики радиоактивных ядер. Активность радиоактивного вещества и ее единицы

Радиоактивность – процесс самопроизвольного (спонтанного) превращения (распада) атомных ядер с испусканием одной или нескольких частиц (излучения) (1896 г., А. Беккерель). Ядра, которые подвергаются такому распаду, называются радиоактивными. Ядра, не испытывающие радиоактивный распад, называются стабильными. Это условное деление. Радиоактивностью считается процесс, который протекает за время большее характерного ядерного времени, начиная с $\tau = 10^{-12}$ с. Если процесс идет медленнее, то это относится к другим механизмам ядерных реакций. Различают естественную радиоактивность (природных ядер, 1898 г., П. и М. Кюри) и искусственную (ядер, полученных в лаборатории, 1934 г., Ф. и И. Жолио-Кюри). Принципиальной разницы нет. Любой радиоактивный изотоп можно получить бомбардировкой ядер частицами. Поэтому явление радиоактивности можно рассмотреть как частный случай ядерной реакции. Физической границы между распадом составного ядра и радиоактивности не существует. Необходимым условием радиоактивного распада является его энергетическая разрешенность или выгодность (масса про-

дуктов распада меньше массы начальных частиц, $Q > 0$ экзотермическая реакция). Характеристики распада: область ядер, для которых возможен распад; сорт испускаемых частиц; время протекания; энергия (электрический спектр) испускаемых частиц; соотношение углов вылета между частицами. Обычно распады классифицируют по типу вылетающих частиц. Практически не поддается измерению нейтронная радиоактивность ($\tau < 10^{-21}$ с). Существует протонная и двухпротонная радиоактивность, для тяжелых ядер возможны α -распады, а также спонтанное деление на два осколка. Встречаются β -распады, γ -излучение.

Закон радиоактивного распада. Характеристики радиоактивных ядер. Радиоактивность – процесс статистический. Для описания статистических процессов приходится использовать вероятности и величины, связанные с ними. Постоянная распада λ – вероятность распада ядра за единицу времени. Проявлением статистического характера является то, что одинаковые ядра распадаются за различное время. Поэтому обычно распады характеризуют средним временем жизни τ , которое, как показывают эксперименты, зависит от способа получения ядер. Время жизни является физической характеристикой распада и с постоянной распада связано обратной зависимостью $\tau = \frac{1}{\lambda}$. В СИ $[\tau] = \text{с}$, $[\lambda] = \text{с}^{-1}$. Если в момент времени t существует большое число радиоактивных ядер N , подверженных распаду, то согласно определению λ , за время dt распадается

dN ядер: $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$, знак « \leftarrow » указывает на то, что число ядер убывает со временем. Введя начальные условия $t = 0, N(0) = N_0$ и проинтегрировав, получим основной закон радиоактивного распада $N = N_0 e^{-\lambda t}$. Периодом полураспада $T_{1/2}$ радиоактивных ядер называется время, в течение которого большое число наличных радиоактивных ядер уменьшается вдвое, т. е., когда $N = N_0 / 2$, тогда $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,69\tau$. Периоды полураспада радиоактивных ядер находятся в довольно широких пределах – от $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ лет. Закон радиоактивного распада справедлив для простых одиночных распадов. Отклонения от экспоненциального закона возможны, если препарат содержит не один, а два или более изотопов, тогда число ядер легко установить как: $N = N_1 e^{-\lambda_1 t} + N_2 e^{-\lambda_2 t} + \dots$, а также при последовательных распадах одного и того же ядра (радиоактивная цепочка): $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$. При этом, если в цепочке превращений период полураспада исходного ядра намного превышает периоды полураспада последующих ядер, то устанавливается вековое равновесие: количество ядер каждого

изотопа пропорционально периоду полураспада этого изотопа

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2}^{(1)}}{T_{1/2}^{(2)}}, \quad T_{1/2}^{(1)} \gg T_{1/2}^{(2)}.$$

Активность радиоактивного вещества и ее единицы. Активность радиоактивного вещества характеризует интенсивность излучения препарата в целом, а не отдельного ядра. Активность – это скорость радиоактивного распада. В среднем за единицу времени распадается λN -ядер, тогда $A = \lambda N = -\frac{dN}{dt}$. В СИ $[A]=\text{распад/с}=\text{с}^{-1}=\text{Бк}$. Внесистемной единицей измерения активности является 1 Кюри – активность одного грамма радия. 1 Кюри = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк. В ФЯ используют удельную (взятую с единицы массы облучаемого вещества), поверхностную (взятую с единицы поверхности облучаемого вещества) и объемную (взятую с единицы объема облучаемого вещества) активности.

1.9 Альфа-распад ядер. Бета-распад ядер. Гамма-излучение ядер

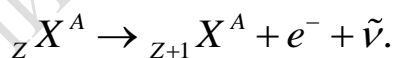
Альфа-распад ядер. Явление альфа-распада состоит в самопроизвольном испускании α -частицы: ${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-2} X^{A-4} + {}_2 \text{He}^4(\alpha)$, где ${}_Z X^A$ – материнское ядро или исходное, ${}_{Z-2} X^{A-4}$ – дочернее ядро или образовавшееся в результате распада.

Основными характеристиками распада являются: область ядер, у которых наблюдается распад, период полураспада ядер и энергия вылетающих α -частиц. Известно более 200 α -активных ядер, из которых большинство получается искусственно. α -распад идет, как правило, только для тяжелых ядер. В таблице Менделеева – это ядра начиная с $Z > 83$ ($Z = 82$ – магическое число), т. е. не менее 2 протонов сверх замкнутой оболочки. Талий ${}_{81} \text{Tl}$ не имеет ни одного α -активного изотопа; свинец ${}_{82} \text{Pb}$ – 2, висмут ${}_{83} \text{Bi}$ – 9, полоний ${}_{84} \text{Po}$ – более 20. Если α -активность не обнаружена, то она все равно существует, но подавлена другими механизмами распада. Существует небольшая группа α -активных ядер в области $A = 140$ – 160 (редкоземельные элементы). Самый легкий изотоп церия ${}_{58} \text{Ce}^{142}$. Характерной особенностью α -распада является очень сильная зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ радиоактивного ядра от кинетической энергии T_α вылетающей α -частицы. Уменьшение T_α на 1 % может увеличить $T_{1/2}$ в 10 раз, на 10 % – увеличит на 2–3 порядка. $T_{1/2}$ α -активных ядер изменяются в широчайших пределах: от $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{17}$ лет (свинец ${}_{82} \text{Pb}^{204}$) до $T_{1/2} = 10^{-6}$ с (радон ${}_{86} \text{Rn}^{215}$). Энергия же вылетающих α -частиц заключена

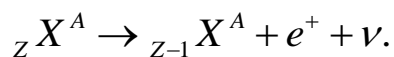
в довольно узких пределах: 4–9 МэВ для тяжелых ядер, 2–4,5 МэВ для ядер редкоземельных элементов. Связь между величинами $T_{1/2}$ и T_α была эмпирически установлена Гейгером и Неттолом в 1911–1912 годах. и получила название закона Гейгера–Неттола. Физический смысл этого закона был понят только после того, как к теории α -распада была применена квантовая механика. Вид $\lg T_{1/2} = C + D/\sqrt{T_\alpha}$, где C и D – const, не зависящие от A и слабо зависящие от Z .

В большинстве случаев α -частицы, вылетающие при распаде ядер данного элемента, имеют одинаковые энергии, т. е. являются моноэнергетическими. Например, полоний ${}_{84}\text{Po}$, распадаясь, испускает α -частицы с кинетической энергией $T_\alpha = 7,68$ МэВ. Некоторые ядра испускают несколько типов моноэнергетических α -частиц, что получило название тонкой структуры α -спектров. Например, радий ${}_{88}\text{Ra}$ испускает α -частицы двух энергий. Если для таких ядер построить спектр α -излучения, откладывая по оси абсцисс энергию α -частиц, а по оси ординат – число α -частиц с заданной энергией, то мы получим ряд дискретных линий. Ширина линий равна по порядку величины $\approx 0,1$ эВ и характеризует степень монохроматичности α -частиц. Моноэнергетичность и дискретность являются основными свойствами α -спектров, что и используется при исследованиях энергетических уравнений ядер.

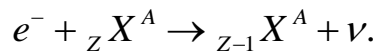
Бета-распад ядер. Явление β -распада состоит в том, что ядро самопроизвольно испускает электрон e^- и легчайшую электрически нейтральную частицу антинейтрино $\bar{\nu}$, переходя при этом в ядро с тем же массовым числом A , но с атомным номером Z , на единицу большим:



Такой распад называют электронным или β^- -распадом. Тем самым при β^- -распаде один из нейтронов ядра превращается в протон. Другим типом β -распада является процесс, в котором ядро испускает позитрон e^+ и другую легчайшую электрически нейтральную частицу – нейтрино ν . При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон:



Такой распад называют позитронным или β^+ -распадом. В круг β -распадных явлений входит также электронный захват (часто называемый также K -захватом), при котором ядро поглощает один из электронов атомной оболочки (обычно из K -оболочки, чем и объясняется происхождение второго термина), испуская нейтрино. При этом, как и при позитронном распаде, один из протонов превращается в нейтрон:



Главной особенностью β -распада является то, что он обусловлен слабыми взаимодействиями. Бета-распад – процесс не внутриядерный, а внутринуклонный. В ядре распадается одиночный нуклон. Если α -распад наблюдается только у самых тяжелых и некоторых редкоземельных ядер, то β -активные ядра гораздо более многочисленны и имеются во всей области значений массового числа A , начиная с единицы (свободный нейтрон) и кончая массовыми числами самых тяжелых ядер. Выделяющиеся при единичном акте β -распада энергии варьируют от 0,0186 МэВ для распада трития до 16,6 МэВ для распада тяжелого изотопа азота. Периоды полураспада β -активных ядер варьируют в высоких пределах (от 10^{-2} с до $4 \cdot 10^{12}$ лет). Таким образом, β -активные процессы – явление достаточно сложное, связанное как с теорией слабых взаимодействий, так и со структурой ядра.

При β -распаде из ядра вылетают не одна, а две частицы. Поэтому энергетические соотношения для β -распада характеризуются не только общей энергией, выделяющейся при распаде, но и распределением этой энергии между вылетающими частицами (энергия отдачи ядра очень мала, и ею обычно можно пренебрегать). В силу статистического характера явления радиоактивности при одиночном акте, скажем, β -распада, соотношение энергий электрона и антинейтрино может быть любым, т. е. кинетическая энергия электрона T может иметь любое значение от нуля до максимально возможной энергии T_{\max} (полная энергия, выделяющаяся при распаде $T_{\max} \approx Q$). Для очень большого числа распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения получится уже не случайное, а вполне определенное распределение $N(E)$ вылетающих электронов по энергиям. Это распределение называется спектром электронов β -распада или, короче, β -спектром. Общими свойствами всех β -спектров являются, во-первых, их плавность и, во-вторых, наличие максимальной энергии – верхняя граница β -спектра, на которой спектр обрывается. Оба эти свойства являются прямым следствием вылета антинейтрино (или нейтрино) при распаде.

Для решения задачи о непрерывности β -спектра В. Паули (1930) предположил, что существует новая, очень легкая, незаряженная и способная глубоко проникать в вещество частица, названная позднее – нейтрино (Э. Ферми, 1931). Ферми воспользовался гипотезой Паули и построил количественную теорию β -распада (1933). («Электроны не внутри ядра, а внутри нуклона»). Экспериментальное доказательство существования нейтрино было получено позже: косвенное подтверждение – участие нейтрино в процессе K -захвата согласуется с законами сохранения

энергии и импульса (К. Аллен, 1942), а также реакция обратного β^- -распада (Ф. Райнес и К. Коуэн, 1953–54) $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$. Ядерный реактор является мощным источником антинейтрино (мощность 100 МВт дает плотность потока антинейтрино $10^{19} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$).

Гамма-излучение ядер (ГИ). Первоначально термином ГИ обозначалась та компонента излучения радиоактивных ядер, которая не отклонялась при прохождении через магнитное поле, в отличие от α - и β -излучений. После установления электромагнитной природы ГИ этот термин стал употребляться вообще для обозначения жёсткого электромагнитного излучения с энергией квантов $\hbar\omega \geq 10 \text{ кэВ}$, возникающего в различных процессах, например при аннигиляции частицы и античастицы, в ядерных реакциях, при торможении быстрых заряженных частиц в среде и др. Рассмотрим ГИ возбуждённых атомных ядер.

γ -излучение – испускание кванта электромагнитного излучения при спонтанном переходе ядра с более высокого энергетического уровня на любой нижележащий: ${}_Z X^{A*} \rightarrow {}_Z X^A + \gamma$. Очевидно, что в этом случае A и Z ядра не изменяются. 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 γ -кванта является основным процессом освобождения ядра от избыточной энергии, при условии, что эта энергия не превосходит энергию связи нуклона в ядре.

Таким образом, по своей физической природе γ -квант – это порция энергии $E_\gamma = \hbar\omega$ электромагнитного поля. Переходы, при которых испускаются γ -кванты, называются радиационными. Радиационный переход может быть однократным, когда ядро сразу переходит в основное энергетическое состояние, или каскадным, когда происходит испускание нескольких γ -квантов в результате ряда последовательных радиационных переходов.

Энергетический спектр γ -квантов дискретен, так как ядро обладает дискретным набором энергетических состояний. γ -квант – это не только частица, но и волна. При взаимодействии с ядрами проявляется в основном волновая природа излучения. Энергия $E_\gamma = 10 \text{ кэВ} - 20 \text{ МэВ}$, а длина волны изменяется от $2 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-12} \text{ см}$.

Ядро может оказаться в возбужденном состоянии по разным причинам, например, в результате предшествующего α - или β -распада. После α -распада обычно испускаются γ -кванты невысокой энергии ($E_\gamma < 0,5 \text{ МэВ}$), так как α -распад, сопровождающийся образованием дочернего ядра в сильновозбужденном состоянии, затруднен из-за малой про-

зрачности барьера для α -частиц с пониженной энергией. Энергия γ -квантов, испускаемых дочерним ядром после β -распада, может быть больше ($E_\gamma = 2-2,5$ МэВ).

2 ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

2.1 Виды взаимодействий в мире элементарных частиц. Переносчики взаимодействий

Физика элементарных частиц (ФЭЧ) – это наука о фундаментальных частицах и силах, действующих между ними.

Взаимодействие элементарных частиц проявляется при их соударении друг с другом. По современным представлениям взаимодействие между частицами осуществляется обменом между ними квантами поля. Такие процессы могут происходить и быть объяснены только в рамках соотношений неопределенностей Гейзенберга. В этом случае говорят о виртуальных промежуточных частицах, хотя процессы с их участием являются реальными физическими. Если время наблюдения не превышает интервал

Δt , то энергия может быть определена с точностью не выше $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t}$,

т. е. кратковременное существование частицы с массой $m \sim \frac{\Delta E}{c^2} \sim \frac{\hbar}{\Delta t c^2}$

вполне возможно. Отсюда можно оценить радиус действия силы, обусловленной обменом бозоном с массой m , предполагая, что этот промежуточный квант движется в направлении скорости света. За время Δt он

пройдет расстояние $R \sim c\Delta t \sim c \frac{\hbar}{\Delta E} \sim \frac{c\hbar}{mc^2}$. Следовательно, радиус дей-

ствия силы $R = \frac{\hbar}{mc}$, т. е. область взаимодействия определяется массой промежуточного кванта.

Для количественной оценки различных взаимодействий между частицами вводится силовая const α , пропорциональная вероятности идущих под действием этих взаимодействий процессов и равная отношению энергии взаимодействия к характерной энергии.

В настоящее время известно четыре фундаментальных взаимодействия: гравитационное, электромагнитное, слабое, сильное (таблица 1).

Таблица 1 – Свойства четырех фундаментальных сил ($E \sim 1 \text{ ГэВ}$)

Взаимодействие	Конст. связи	Частицы-участники	Частицы-переносчики	Масса переносчика	Область действия R	Пример
Гравитационное	10^{-38}	Все	Гравитон $G?$	0	∞	Притяжение тел
Электромагнитное	10^{-2}	Электрически заряженные	Гамма-квант γ	0	∞	Сила Кулона
Слабое	10^{-5}	Все	W^\pm , Z^0	81,8 ГэВ, 91,2 ГэВ	10^{-16} см	β -распад
Сильное (цвет)	1	Адроны (кварки)	Глюоны $g^{c_i\bar{c}_j}$ (8)	0 (100 МэВ)	10^{-13} см	Кварк-кварковая сила

2.2 Классификация элементарных частиц. Частицы и античастицы

Классификация элементарных частиц. Элементарными частицами называются частицы, которые не удается расщепить на составные части, но это не значит, что они не имеют внутренней структуры. На эксперименте обнаружена сложная внутренняя структура многих элементарных частиц. Рассмотрим бесструктурные элементарные частицы. По характеру участия во взаимодействиях они делятся на лептоны, кварки (участники взаимодействий) и калибровочные бозоны (переносчики взаимодействий).

Лептоны l (leptos – легкий (греч.)) – это фундаментальные фермионы со спином $1/2$, не участвующие в сильном взаимодействии. В настоящее время известно шесть лептонов: электрон (e^-), мюон (μ^-), тауон (τ^-), три нейтрино (ν_e , ν_μ и ν_τ), и шесть антилептонов (античастиц): позитрон (e^+), положительно заряженные мюон (μ^+), тауон (τ^+), и три антинейтрино ($\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\tau$). Электрон, мюон и тауон обладают зарядом, поэтому участвуют в электромагнитном и слабом взаимодействии. Нейтрино зарядом не обладают, поэтому участвуют только в слабом взаимодействии. Заряженные лептоны являются точечными объектами, не имеющими внутренней структуры. Эксперименты показывают, что это справедливо до расстояний $\cong 10^{-16}$ см. Наблюдая за реакциями с участием лептонов, ученые обнаружили, что всегда остается постоянной разность числа лептонов и антилептонов. Для описания этого свойства ввели особое квантовое число –

лептонный заряд L , условно приписав значение $L = 1$ отрицательно заряженным лептонам и сопутствующим им нейтрино, а значение $L = -1$ – их античастицам. Тогда указанное явление сводится к закону сохранения лептонного заряда. Лептоны делят на три поколения в порядке возрастания масс заряженных частиц (см. таблицу 2).

Таблица 2 – Свойства лептонов

Лептон		Q, e	L_e	L_μ	L_τ	L	Масса, m	Время жизни, τ	Год открытия
1-е или электронное поколение	e^-	-1	1	0	0	1	0,51 МэВ	$>10^{23}$ лет	1897
	ν_e	0	1	0	0	1	< 7 эВ	стабильно	1929-1954
2-е или мюонное поколение	μ^-	-1	0	1	0	1	105,7 МэВ	$\cong 2,2 \cdot 10^{-6}$ с	1937
	ν_μ	0	0	1	0	1	$< 0,25$ МэВ	стабильно	1957
3-е или тауонное поколение	τ^-	-1	0	0	1	1	1,78 ГэВ	$\cong 3,4 \cdot 10^{-13}$ с	1975
	ν_τ	0	0	0	1	1	< 35 МэВ	стабильно	1975

Примечание – Q – электрический заряд, L_i – лептонный заряд, $L = \sum_{i=e,\mu,\tau} L_i$

На массу нейтрино существует более жесткое ограничение: $m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} < 100$ эВ. Оно получено на основе предположения о том, что вся скрытая масса вселенной содержится в ненулевых нейтринных массах.

Кварки q (термин «кварк» заимствован М. Гелл-Манном из романа Дж. Джойса «Поминки по Финнегану») – это фундаментальные фермионы со спином $1/2$, которые участвуют во всех взаимодействиях. Существует шесть типов или ароматов кварков: «верхний» кварк (u), «нижний» кварк (d), «странный» кварк (s), «очарованный» кварк (c), «прелестный» кварк (b) и «правдивый» или топ-кварк (t). Так же, как и лептоны, кварки можно сгруппировать попарно в три поколения таким образом, что частицы в парах будут различаться электрическим зарядом на единицу ($\Delta Q = 1e$). В таблице 3 приведены свойства кварков. Их квантовые числа (барионный заряд B , странность S^* , очарование C^* , прелесть B^* , правда T^* , проекция изоспина I_3) подчиняются расширенной формуле Гелл-Манна-Нишиджимы:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S^* + C^* + B^* + T^*).$$

Таблица 3 – Свойства кварков

Тип кварка	S	B	\bar{I}	I_3	S^*	C^*	B^*	T^*	Q, e	m	Год открытия
u	1/2	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0	2/3	~ 4,5 МэВ	1964
d	1/2	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3	~ 7 МэВ	1964
s	1/2	1/3	0	0	-1	0	0	0	-1/3	~ 150 МэВ	1964
c	1/2	1/3	0	0	0	1	0	0	2/3	~ 1,2 ГэВ	1974
b	1/2	1/3	0	0	0	0	-1	0	-1/3	~ 4,5 ГэВ	1976 – 1980
t	1/2	1/3	0	0	0	0	0	1	2/3	~ 174 ГэВ	1994

Примечание – (S – спин, B – барионный заряд, \bar{I} – изоспин, I_3 – проекция изоспина, S^* – странность, C^* – очарование, B^* – прелесть, T^* – правда, Q – электрический заряд, m – масса).

Наличие дробного электрического заряда позволяет кваркам участвовать в электромагнитном взаимодействии. Кроме того, каждый кварк обладает цветным зарядом (K, C, Z), что позволяет им участвовать в сильном взаимодействии. В свободном состоянии кварки не встречаются. Они входят в состав адронов – сильновзаимодействующих частиц. Примеры адронов: $p = |uud\rangle$, $D^0 = |c\bar{u}\rangle$ и т. д. Поскольку свободных кварков не существует, то не имеет смысла говорить об их времени жизни. Для определения значений масс кварков существует два подхода. С одной стороны, можно рассматривать массу кварков как составляющих адронов (конституентные кварки). С другой стороны, можно рассматривать массы кварков, участвующих во взаимодействиях (токовые кварки). При этом оказывается, что эти массы не равны, а связаны следующим образом: $m_{\text{конституентный } q} = m_{\text{токовый } q} + 350 \text{ МэВ}$. В таблице 3 приведены массы токовых кварков. Предполагается, что конституентные кварки приобретают дополнительную массу в результате взаимодействия с глюонами внутри адрона (кварки одеты в глюонную шубу). В сравнении с характерным адронным масштабом ($E \sim 1 \text{ ГэВ}$) все кварки делятся на легкие и тяжелые. Для легких кварков u, d, s : $m_{\text{токовый } q} \ll 1 \text{ ГэВ}$. Для тяжелых кварков c, b, t : $m_{\text{токовый } q} > 1 \text{ ГэВ}$.

Калибровочные бозоны. В ФЭЧ взаимодействие описывается как обмен квантами поля. Переносчиками взаимодействия являются калибровочные бозоны. Четырехимпульс промежуточного бозона соответствует частице с отрицательным квадратом массы. Это означает, что вместо сво-

бодной частицы имеется виртуальная промежуточная частица – калибровочный бозон (таблица 4).

Таблица 4 – Свойства промежуточных бозонов

Бозон	Взаимодействие	Спин	Масса, ГэВ	Цветовой заряд	Электрический заряд	Слабый заряд
Глюон	Сильное	1	0	Да	0	Нет
Гамма-квант	Электромагнитное	1	0	Нет	0	Нет
W^{\pm}, Z^0	Слабое	1	81,8; 91,2	Нет	$\pm 1, 0$	Да
Гравитон	Гравитационное	2	0	Нет	0	Нет

В теории сильного взаимодействия (КХД) существует восемь глюонов $g^{c_i \bar{c}_j}$, где c_i и \bar{c}_j – цвет и антицвет соответственно. Они меняют цвет кварка, не меняя остальные квантовые числа. Глюоны принципиально не существуют в свободном состоянии, однако экспериментально их можно косвенно наблюдать по образованным адронным струям (1979). Теория электромагнитного взаимодействия (КЭД) в качестве переносчика использует квант электромагнитного поля – γ -квант, существование которого предположили еще М. Планк и А. Эйнштейн (1900, 1905). W^{\pm} и Z^0 -бозоны слабого взаимодействия экспериментально обнаружены в 1983 году, их массы оказались в блестящем согласии с предсказаниями теории. Гравитон G – гипотетическая частица, образование и поглощение которой при соударениях частиц существенно при энергиях порядка планковской массы ($\sim 10^{19}$ ГэВ).

Частицы и античастицы. Каждой частице соответствует античастица. Частица и античастица имеют одинаковые массы, одинаковые значения спина и изоспина, и если они распадаются, то за одно и то же время. Однако они различаются знаком всех аддитивных квантовых чисел (например, электрический, барионный, лептонный заряды). Для истинно нейтральных частиц (γ , π^0 -мезон), не имеющих никаких зарядов, античастица тождественна частице. Схемы распада для частиц и античастиц одни и те же с точностью до замены в них частиц на античастицы и наоборот. Существование античастиц именно с такими свойствами является фундаментальным следствием релятивистской квантовой теории поля. Позитрон – античастица электрона, существование которой было теоретически предсказано как решение уравнения Дирака с отрицательной энергией, был действительно обнаружен на фотографиях с пузырьковой каме-

ры в 1932 году Античастица фермиона f часто обозначается как \bar{f} или \tilde{f} , или f^c , где C – оператор зарядового сопряжения.

2.3 Адроны. Кварковая гипотеза Гелл-Манна, Цвейга. Элементы квантовой хромодинамики (КХД)

Адроны. Кварковая гипотеза Гелл-Манна, Цвейга. Рассмотрим самое многочисленное семейство частиц – адронов (*hadros* – сильный (греч.), термин предложен Л. Б. Окунем в 1967), т. е. частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. В настоящее время их известно несколько сотен. Большинство адронов нестабильны, их называют резонансами, и распадаются за счет сильных взаимодействий. Они имеют малые времена жизни, характерные для ядерных процессов ($\sim 10^{-23}$ с). Столь короткие временные интервалы не могут быть измерены непосредственно и определяются из косвенных данных. Однако есть адроны со временами жизни $\sim 10^{-8} \div 10^{-13}$ с, их называют квазистабильными. Распады этих долгоживущих (по ядерным масштабам) частиц обусловлены слабым или электромагнитным взаимодействиями. В состав стабильного вещества адроны не входят, а рождаются в процессе ЯР. Исключение представляют нуклоны (протоны и нейтроны). Все адроны по спину и статистике делятся на фермионы (полуцелый спин), их называют барионами (*barys* – тяжелый (греч.)), и бозоны (целый спин), их называют мезонами (*mesos* – средний, промежуточный (греч.)). Самые известные барионы – протон и нейтрон. Легчайшие из мезонов – пионы π^- , π^+ и π^0 . Адроны представляют собой составные системы, свойства которых хорошо описывает кварковая модель. Кварковая гипотеза была впервые выдвинута М. Гелл-Манном и независимо от него Дж. Цвейгом в 1964 году. Она включала в себя три кварка u , d , s . С тех пор гипотеза получила дальнейшее развитие и многочисленные косвенные экспериментальные подтверждения. Основные положения:

1. Адроны нельзя рассматривать как элементарные частицы в подлинном смысле этого слова. Они имеют сложную внутреннюю структуру и, наподобие атомных ядер, являются связанными системами из истинно-элементарных или фундаментальных частиц. Фундаментальные структурные элементы, входящие в состав адронов, получили название кварков q .

2. Систематика адронов (т. е. изучение состава и свойств «родственных семейств», в которые группируются адроны – мультиплеты) позволила установить, что все известные барионы состоят из трех кварков ($B = [q_i q_j q_k]$), антибарионы – из трех антикварков ($\bar{B} = [\bar{q}_i \bar{q}_j \bar{q}_k]$), а все

мезоны – из кварка и антикварка ($M = [q_i \bar{q}_j]$). Оказалось, что кварки должны обладать очень необычными свойствами. Так как барионный заряд у барионов $B = +1$ (у антибарионов $B = -1$), то из кварковой структуры барионов следует, что барионный заряд кварков (антикварков) дробный: $B_q = +1/3$ ($B_{\bar{q}} = -1/3$). Электрический заряд кварков тоже должен быть дробным (если за единицу принять элементарный заряд): $Q_q = +2/3$ или $-1/3$ ($Q_{\bar{q}} = -2/3$ или $+1/3$). Только в этих предположениях можно объяснить квантовые числа и свойства всех адронов. Например, протоны и нейтроны составлены из кварков следующим образом: $p \equiv uud$, $n \equiv udd$, а π -мезоны: $\pi^+ \equiv u\bar{d}$, $\pi^- \equiv d\bar{u}$.

3. Существуют не менее 6 типов кварков, каждый из которых является носителем определенного нового квантового числа – адронного аромата (u, d, s, c, b, t). Антикварки отличаются от кварков противоположными значениями всех зарядов.

4. Сильные и электромагнитные взаимодействия не могут изменить индивидуальность кварков, т. е. они не меняют значения кварковых ароматов. Другими словами, в этих взаимодействиях имеют место законы сохранения ароматов (аналогичные закону сохранения барионного заряда). В процессах, обусловленных сильными и электромагнитными взаимодействиями, может происходить либо просто перегруппировка кварков, либо образование (уничтожение) кварк-антикварковых пар с определенными ароматами, либо и то и другое вместе.

5. Слабые взаимодействия меняют ароматы кварков, т. е. один вид кварка на другой.

Элементы квантовой хромодинамики (КХД). Существующая в настоящее время квантовая теория сильного взаимодействия построена по образцу квантовой электродинамики и носит название квантовой хромодинамики, а термин «хромос» означает, что силы действуют между цветными зарядами. КХД – основа описания сильного взаимодействия между адронами, ответственна за силы, связывающие кварки в адроны. Согласно теории кварки несут заряд сильного взаимодействия – цвет (красный, синий и зелёный). Взаимодействие кварков осуществляется посредством обмена глюонами (glue – клей (англ.)). Согласно теории их должно быть восемь. Глюоны «склеивают» кварки воедино. Подобно фотонам, глюоны лишены электрического заряда и не имеют массы покоя. При обмене глюонами кварки меняют свой цвет, но не аромат. Например, красный u -кварк, испуская глюон, превращается в зелёный или синий, но не может превратиться в d - или s -кварк. Именно беспрестанный обмен глюонами приводит к тому, что кварки в адронах непрерывно меняют свой цвет, оставляя адрон во все моменты времени бесцветным. Т. е. цвет кварка не

проявляется вне адрона (цветовой синглет). Появление квантового числа цвет связано с необходимостью устранить противоречие с принципом Паули. Кварки имеют спин $1/2$, т. е. являются фермионами. Значит, адрон не может состоять из одинаковых кварков, но в природе такие наблюдаются, например, $\Omega^- \equiv sss$. Поэтому каждому кварку приписывают дополнительное квантовое число – цвет (в барионе один кварк красный, другой синий, третий зеленый; в мезоне кварку приписывают цвет, а антикварку – соответствующий антицвет). Кварки и глюоны не могут существовать как свободные частицы, они могут быть только в связанном состоянии (кварковый конфайнмент). С другой стороны, цветное взаимодействие асимптотически исчезает на малых расстояниях ($< 10^{-13}$ см), кварки взаимодействуют слабее и их можно рассматривать как свободные (свойство асимптотической свободы).

2.4 Аддитивные и мультипликативные законы сохранения в реакциях элементарных частиц

Различные взаимодействия между элементарными частицами можно характеризовать с помощью законов сохранения и принципов симметрии. Каждая сохраняющаяся величина соответствует инвариантности уравнений движения или функции Лагранжа по отношению к некоторому преобразованию симметрии. Различают непрерывные и дискретные преобразования симметрии в зависимости от того, действительными или целыми числами они параметризуются. Инвариантность относительно непрерывных преобразований приводит к аддитивным законам сохранения. Инвариантность относительно дискретных преобразований приводит к мультипликативным законам сохранения. В аддитивных законах сохраняется сумма соответствующих физических величин, а в мультипликативных – произведение величин, которое может быть равным $+1$ или -1 .

К точным аддитивным законам сохранения, выполняющимся при любых взаимодействиях, относятся законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрического заряда, барионного заряда и трех лептонных зарядов. Впрочем, следует заметить, что сохранение барионного и лептонного зарядов является эмпирическим законом и не имеет столь глубоких оснований, как сохранение E , p , J . Остальные законы сохранения: странности, очарования, прелести, правды, изотопического спина и его проекции, являются приближенными и выполняются не при всех взаимодействиях.

В ФЭЧ используют пять мультипликативных законов сохранения. Операция пространственной инверсии P (*parity*) состоит в замене $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$, то есть в изменении знаков пространственных координат. Операция зарядового сопряжения C (*charge*) изменяет знаки всех аддитивных квантовых чисел

(зарядов) частиц. Эта операция меняет все частицы в некотором процессе на их античастицы. Операция обращения времени T (*time*) сводится к замене $t \rightarrow -t$. Она превращает исходное движение в обратное. Комбинированная инверсия CP – комбинация C и P преобразований. Собственные значения операторов $\hat{C}, \hat{P}, \hat{C}\hat{P}$ называются зарядовой четностью, пространственной четностью (или просто четностью) и комбинированной четностью. Инвариантность относительно P и CP -преобразований приводит к сохранению пространственной и комбинированной четности. Инвариантность относительно произведения (в любой последовательности) всех трех преобразований (CPT -теорема) приводит к равенству масс и времен жизни частиц и античастиц.

Пользуясь законами сохранения квантовых чисел, можно решить вопрос о возможности той или иной реакции или найти неизвестную частицу X , образующуюся в реакции.

Таблица 5 содержит информацию о том, какие величины сохраняются в различных взаимодействиях. Знак $+$ ($-$) означает сохранение (несохранение данной величины).

Таблица 5 – Законы сохранения в ФЭЧ

Величина	Взаимодействие			
	сильное	электро-магнитное	слабое	гравитационное
Аддитивные законы сохранения				
Электрический заряд Q	+	+	+	+
Энергия E	+	+	+	+
Импульс \vec{p}	+	+	+	+
Угловой момент \vec{J}	+	+	+	+
Барионный заряд B	+	+	+	+
Лептонные заряды L_e, L_μ, L_τ	+	+	+	+
Странность S^*	+	+	-	+
Очарование C^*	+	+	-	+
Прелесть B^*	+	+	-	+
Правда T^*	+	+	-	+
Изоспин I	+	-	-	+
Проекция изоспина I_3	+	+	-	+
Мультипликативные законы сохранения				
Пространственная четность P	+	+	-	+
Зарядовая четность C	+	+	-	+
Временная четность T	+	+	-	+
Комбинированная четность CP	+	+	-	+
CPT -четность CPT	+	+	+	+

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Широков, Ю. М. Ядерная физика / Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. – 2-е изд., перераб. – М. : Наука, 1980. – 729 с.
- 2 Сивухин, Д. В. Общий курс физики : в 5 т. Т. 5. Атомная и ядерная физика / Д. В. Сивухин. – 2-е изд., стер. – Физматлит, МФТИ, 2002. – 782 с.
- 3 Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика : в 3 т. Т. 1. Физика атомного ядра / К. Н. Мухин. – 7-е изд., стер. – СПб. : Лань, 2009. – 384 с.
- 4 Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика : в 3 т. Т. 2. Физика ядерных реакций / К. Н. Мухин. – 7-е изд., стер. – СПб. : Лань, 2009. – 326 с.
- 5 Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика : в 3 т. Т. 3. Физика элементарных частиц / К. Н. Мухин. – 6-е изд., испр. – СПб. : Лань, 2008. – 432 с.
- 6 Савельев, И. В. Курс физики : в 3 т. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц / И. В. Савельев. – СПб. : Лань, 2016. – 308 с.
- 7 Кузнецов, С. И. Курс физики с примерами решения задач : в 3 ч. Ч. 3. Оптика. Основы атомной физики и квантовой механики. Физика атомного ядра и элементарных частиц. / С. И. Кузнецов. – СПб. : Лань, 2015. – 336 с.
- 8 Сулин, М. Курс физики с примерами решения задач. Ч. III. Оптика. Основы атомной физики и квантовой механики. Физика атомного ядра и элементарных частиц : учебное пособие / М. Сулин. – СПб. : Лань, 2015. – 336 с.
- 9 Смирнов, С. Н. Радиационная экология. Физика ионизирующих излучений : учебник для студентов вузов / С. Н. Смирнов, Д. Н. Герасимов. – М. : Издательский дом МЭИ, 2006. – 326 с.
- 10 Барсуков, О. А. Основы физики атомного ядра. Ядерные технологии / О. А. Барсуков. – М. : Физматлит, 2011. – 560 с.

Производственно-практическое издание

Дерюжкова Оксана Михайловна

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Практическое руководство

Редактор *В. И. Шкредова*

Корректор *В. В. Калугина*

Подписано в печать 09.06.2020. Формат 60x84 1/16.

Бумага офсетная. Ризография. Усл. печ. л. 2,8

Уч.-изд. л. 3,1. Тираж 25 экз. Заказ 255.

Издатель и полиграфическое исполнение:

учреждение образования

«Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,

распространителя печатных изданий № 3/1452 от 17.04.2017.

Специальное разрешение (лицензия) № 02330 / 450 от 18.12.2013.

Ул. Советская, 104, 246019, Гомель.

