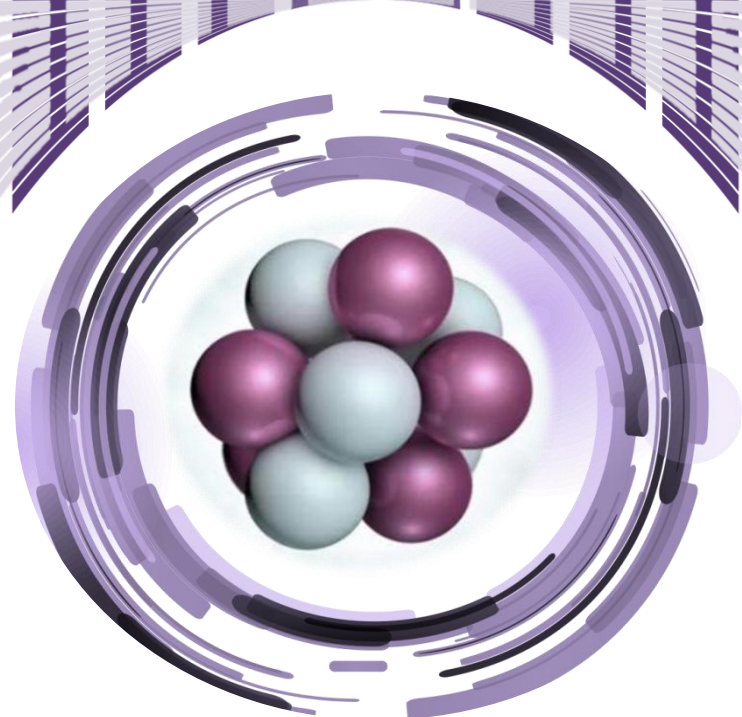
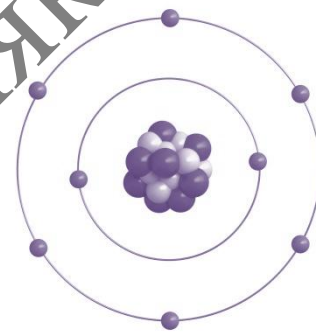


ФИЗИКА ЯДРА

МГТУ им. И. П. Шамякина



ISBN 978-985-477-889-1



9 789854 778891

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Мозырский государственный педагогический университет
имени И. П. Шамякина»

ФИЗИКА ЯДРА

Справочные материалы

Мозырь
МГПУ им. И. П. Шамякина
2023

УДК 539.14/.17(078)
ББК 22.383я73
Ф50

Составители:

Г. В. Кулак, доктор физико-математических наук, профессор,
профессор кафедры физики и математики УО МГПУ им. И. П. Шамякина;
Т. В. Николаенко, кандидат физико-математических наук, доцент,
доцент кафедры физики и математики УО МГПУ им. И. П. Шамякина

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой «Физика и электротехника» УО ГГТУ им. П. О. Сухого
П. А. Хило;
кандидат физико-математических наук, доцент, заместитель заведующего
центром диагностических систем Института физики НАН Беларуси
П. И. Ропот

Печатается по решению редакционно-издательского совета учреждения образования
УО «Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина»

Физика ядра : справ. материалы / сост.: Г. В. Кулак, Т. В. Николаенко. –
Ф50 Мозырь : МГПУ им. И. П. Шамякина, 2023. – 56 с.
ISBN978-985-477-889-1.

Материал разработан в соответствии с программой по дисциплине «Физика ядра»
(модуль «Физика атома и физика ядра») и предназначен для организации научно-
методической подготовки студентов специальности 1-31 04 08 03 «Компьютерная
физика. Компьютерное моделирование физических процессов».

УДК 539.14/.17(078)
ББК 22.383я73

ISBN978-985-477-889-1

© Кулак Г. В., Николаенко Т. В.,
составление, 2023
© УО МГПУ им. И. П. Шамякина, 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	4
1 Статические свойства атомного ядра.....	5
2 Размер ядра (оптический метод).....	8
3 Размер ядра (метод рассеяния микрочастиц)	9
4 Прохождение тяжёлых заряженных частиц через вещество	12
5 Рассеяния нейтронов высоких энергий на ядрах атомов вещества. Сечение рассеяния нейтронов и радиус ядра	14
6 Прохождение легких заряженных частиц и γ -квантов через вещество ..	15
7 Фундаментальные силы, действующие между двумя нуклонами ядра ...	17
8 Уровень Ферми нуклонов ядра	19
9 Строение тяжёлых ядер	22
10 Оболочечная модель ядра.....	25
11 Альфа-распад ядра	27
12 Бета-распад ядра.....	29
13 Гамма-излучение ядер	31
14 Спин и магнитный момент ядра	33
15 Методы исследования атомных ядер. Сцинтилляционный счётчик	37
16 Циклический ускоритель заряженных частиц	40
17 Ядерные реакции	42
18 Открытие цепной ядерной реакции. Теория явления.....	44
19 Принципиальная схема ядерного реактора	46
20 Принципиальная схема атомной электростанции	48
21 Термоядерная реакция синтеза ядер	49
Перечень вопросов для подготовки к экзамену по дисциплине «Физика ядра» (модуль «Физика атома и физика ядра»).....	51
Список использованной и рекомендуемой литературы.....	54
Предметный указатель.....	55

ПРЕДИСЛОВИЕ

Курс «Физика ядра» играет большую роль в жизни современного общества при формировании социально значимых ориентаций человека, обеспечивает гармонизацию отношений человека с окружающим миром.

Важное место при изучении раздела «Физика ядра» отводится формированию у студентов навыков, необходимых для решения физических задач.

Раздел «Физика ядра» – это раздел физики, изучающий структуру и свойства атомных ядер, а также превращения атомных ядер. Он базируется на экспериментальных данных о радиоактивности, атомной и молекулярной спектроскопии и ядерных реакциях. Теоретической основой ядерной физики является квантовая физика, законам которой подчиняются атомные ядра и элементарные частицы. Цель данного раздела – ознакомление студентов с основными положениями физики ядра в соответствии с программой специальности 1-31 04 08 03 «Компьютерная физика. Компьютерное моделирование физических процессов». В результате изучения раздела «Физика ядра» студент должен знать основные законы и закономерности, математическую запись законов, изучить экспериментальные и теоретические методы научного и учебного физического исследования.

Реализации поставленной цели могут служить составленные Г. В. Кулаком, Т. В. Николаенко справочные материалы «Физика ядра». Основное назначение справочных материалов – помочь студентам быстро найти или восстановить в памяти необходимые законы и формулы данного раздела. Эти материалы содержат основные теоретические сведения по разделу «Физика ядра» и включают определения физических величин, единицы их измерения, основные законы физики ядра, физические формулы, являющиеся математическим выражением физических законов. Для лучшего восприятия и запоминания материала выводы всех законов и закономерностей проиллюстрированы соответствующими рисунками. Для эффективной реализации самостоятельной работы студентов по подготовке к занятиям по дисциплине «Физика ядра» представлен список рекомендуемой литературы.

1 Статические свойства атомного ядра

Первое явление в ядерной физике было открыто А. Беккерелем в 1796 г. Это – естественная радиоактивность солей урана, которая проявляется в самопроизвольном испускании невидимых лучей, способных вызывать ионизацию воздуха и почернение фотоэмульсии. Через два года П. Кюри и М. Склодовская Кюри открыли радиоактивность тория и выделили из солей урана полоний и радий, радиоактивность которых оказалась в 10^6 раз сильнее радиоактивности урана и тория. Ядерная природа радиоактивности была понята Резерфордом, когда в 1911 г. он предложил ядерную модель атома. При этом он установил, что радиоактивные излучения возникают в результате процессов, которые происходят внутри ядра атома.

Число протонов в ядре Z (зарядовое число), число нейтронов N . Их сумма $A = Z + N$ называется массовым числом ядра. Число Z называют порядковым номером элемента в таблице Менделеева.

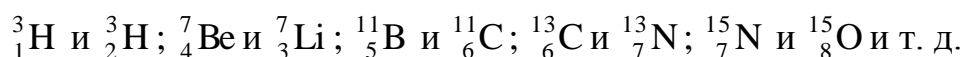
Атомы с одинаковым Z , но различным N называются изотопами.

Атомы с одинаковым A , но различным Z называются изобарами.

Атомы с одинаковым N , но различным Z – изотонами. Наряду с термином «ядро атома» используется термин «нуклид». Протон и нейтрон являются фермионами. Их массы равны: $m_e = 1836,15 \cdot m_e$, $m_p = 1838,68 \cdot m_e$, где $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31}$ кг. В соответствии с соотношением Эйнштейна $W = mc^2$ массу элементарной частицы принято измерять в МэВ, т. е. $m_e = 0,511$ МэВ, $m_p = 938,3$ МэВ, $m_n = 939,6$ МэВ.

Массу частицы принято также измерять в атомных единицах массы (а. е. м.). За единицу а. е. м. принято брать $1/12$ часть массы нейтрального атома углерода ^{12}C . Очевидно, что $1 \text{ а. е. м.} = 931,502 \text{ МэВ}$ ($1 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

Малое различие в массах и совпадение спинов протона и нейтрона являются проявлением общих свойств этих частиц (если отвлечься от наличия и отсутствия заряда и различия магнитных моментов). Это свойство проявляется в одинаковости свойств «зеркальных» ядер, полученных с заменой нейтрона – протоном (и наоборот). При этом массовое число A одинаково.



Опыт показывает, что оба зеркально-симметричных ядра имеют почти одинаковые энергии связи, схожее строение спектра возбуждения энергетических уровней энергии, одинаковые суммарные спины и др. Данные обстоятельства указывают на сходство сил, действующих между двумя протонами и двумя нейтронами.

На малых расстояниях между этими частицами, например, внутри ядра, действуют мощные ядерные силы, по сравнению с которыми электромагнитные силы в сотни раз слабее. В пренебрежении силами кулоновского отталкивания между протонами ядерные силы, действующие между двумя протонами и двумя нейтронами, равны между собой. Это свойство называется зарядовой симметрией ядерных сил.

Стабильность ядер определяется четным или нечетным значением N , Z , A . Установлено, что при четном числе протонов или нейтронов образуются более стабильные структуры ядра. Самыми прочными являются ядра, в которых число протонов или число нейтронов равны «магическим» числам: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152. Если же и N и Z равны магическим числам, то такие ядра являются сверхстабильными. Масса ядра с минимальным значением энергии (основное невозбужденное стабильное состояние) всегда меньше суммы масс свободных нуклонов:

$$M_{\text{я}} - (Zm_p + Nm_n) = \Delta M ,$$

где m_p , m_n – масса протона и нейтрона, ΔM – дефект массы, имеющий отрицательное значение и поэтому указывающий на отрицательный знак энергии связи нуклонов ядра. При этом, для того, чтобы разложить атомное ядро на составляющие его частицы (нуклоны), необходимо приложить энергию, равную $-\Delta Mc^2$, то есть положительную. Известно, что самым стабильным ядром является изотоп висмута ${}_{83}^{209}\text{Bi}$.

Первой, из существующих моделей ядра, является жидко-капельная (В. Гейзенберг, Я. И. Френкель). При этом учитывается тот факт, что между молекулами жидкости действуют короткодействующие силы межмолекулярного взаимодействия. Поверхностное натяжение обеспечивает капле жидкости сферическую форму. Тогда поверхностная энергия объема жидкости минимальна. Все это относится и к ядру, в котором между нуклонами действуют ядерные силы ($F_{\text{я}} = -\partial U / \partial r$). Имеются и другие свойства, аналогичные свойствам жидкой капли, а также отличия свойств жидкой

капли от конденсированного состояния ядра. Это, например, то, что ядерное вещество представляет собой «смесь» двух жидкостей: протонной и нейтронной. Кроме того, ядерные и электромагнитные силы имеют различную природу, поэтому движение ядерных частиц и молекул жидкости подчиняется существенно различным законам.

В рамках жидко-капельной модели был объяснен механизм реакции деления ядра, получена полуэмпирическая формула для энергии связи нуклонов ядра, установлена зависимость радиуса ядра и объема ядра от массового числа A , то есть $R = 1,2 \cdot 10^{-15} A^{1/3} (м)$, $V = 4\pi(1,2 \cdot 10^{-15})^3 A/3$.

Оказалось возможным в рамках жидко-капельной модели наличие коллективных форм движения ядерной материи: поверхностные колебания, возбуждение системы сильно связанных нуклонов («нагрев» ядерной капли) с последующим «испарением» нуклона или разделением ядра на части. Если кулоновская энергия E_k взаимодействия протонов будет преобладать (при больших Z) над энергией поверхностного натяжения E_σ ($E_\sigma = \sigma S$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения, S – площадь поверхности ядерной «капли»), то ядро становится неустойчивым и при $E_k > E_\sigma$, как правило, распадается на два осколка.

2 Размер ядра (оптический метод)

Наиболее простой метод определения размеров ядер и распределения в них массы – это метод, аналогичный оптическому методу по рассеянию света. Однако при этом должны использоваться длины волн излучения, значительно меньшие размеров ядра. Такой метод называется дифракционным рассеянием. При этом в качестве коротковолнового излучения можно использовать пучки протонов или нейтронов высоких энергий, у которых длина волны де-Бройля мала. С помощью дифракционного метода (и других) установлено, что у всех ядер (за исключением самых лёгких) средний радиус даётся соотношением:

$$R \approx (1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}) \sqrt[3]{A}, \quad (2.1)$$

где A – атомная масса ядра.

В ядерной физике и физике элементарных частиц часто встречается единица длины $\sim 10^{-15}$ м, которой дали специальное название: 1 ферми = 1 фм = 10^{-15} м.

Дифракционное рассеяние позволяет определить не только размер ядра, но и распределение массы ядра. Определим число нуклонов в единице объема ядра, учитывая, что объём ядра $V_{\text{я}} = \frac{4}{3} \pi R^3$, тогда число нуклонов в единице объёма

$$N = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{1}{(4/3)\pi(1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м})^3} = 1,38 \cdot 10^{44} \text{ м}^{-3}. \quad (2.2)$$

Тогда массовая плотность ядра равна

$$\rho_{\text{я}} = N m_p = (1,38 \cdot 10^{44} \text{ м}^{-3}) \cdot (1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг/м}^3) = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3. \quad (2.3)$$

Таким образом, один кубический сантиметр ядерного вещества имеет массу 230 млн. тонн. Из формулы (2.3) следует, что плотность ядерного вещества не зависит от размеров ядер, то есть объём ядра $V_{\text{я}} \sim A$.

3 Размер ядра (метод рассеяния микрочастиц)

Второй метод определения распределения ядерного вещества основан на использовании электронов высоких энергий. В этом случае сила, действующая на электрон, проходящий через ядро, определяется зарядом ядра. Тогда по результатам рассеяния электронов на ядрах можно определить размер ядра. На рисунке 3.1 изображено распределение плотности заряда $\rho_{\text{я}}$ в единицах $\text{Кл}/\text{см}^3$ для ядер углерода и золота.

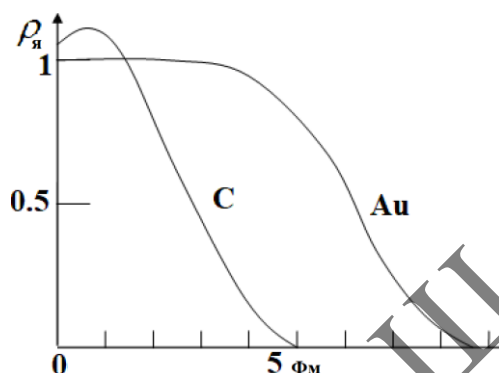


Рисунок 3.1 – Распределение плотности заряда ядра углерода (C) и золота (Au), измеренные методом электронного рассеяния

На рисунке 3.2 представлена схема рассеяния.

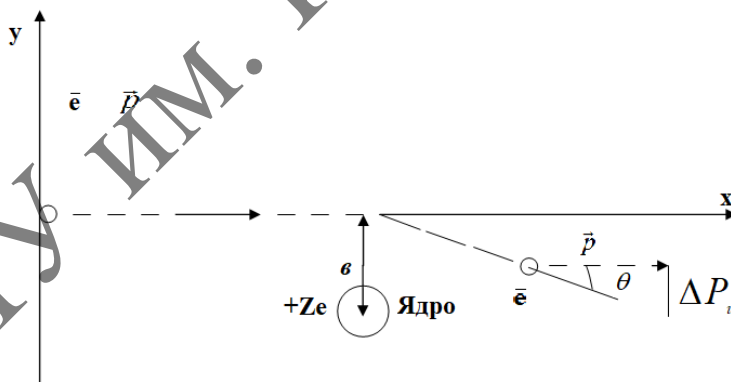


Рисунок 3.2 – Схема рассеяния электрона ядром атома

Если электрон высокой энергии проходит на расстоянии b (принципиальное расстояние) от ядра зарядом eZ , то он испытывает отклонение на угол θ . Из закона Кулона следует, что чем ближе электрон к ядру, тем больше действующая на него сила. При этом угол отклонения θ – увеличивается. Рассчитаем зависимость θ от b . Следует заметить, что если электрон проникает в ядро, то он уже не испытывает большой кулоновской силы, т. к. заряд ядра распределён по поверхности сферы радиусом R .

Тогда максимальный угол отклонения θ_{\max} соответствует $R = b$, т. е. радиусу сферы. Данный эффект связан с тем, что электрическое поле внутри сферы площадью $4\pi R^2$, равно нулю. Тогда радиус определяют измеряя θ_{\max} .

Пусть ΔP_y – изменение импульса электрона за счёт действия кулоновских сил. Согласно закону Ньютона, изменение импульса находится из соотношения:

$$\Delta P_y = \int F_y dt = e \int E_y dt = e \int E_y \frac{ds}{v}, \quad (3.1)$$

где E_y – напряженность электрического поля, действующая вдоль оси Y на электрон, v – линейная скорость электрона, ds – перемещение электрона за время dt .

Для малых углов отклонения $ds \approx dx$, тогда получаем:

$$\Delta P_y = \frac{e}{v} \int E_y dx = \frac{e}{2\pi v b} \int E_y 2\pi b dx. \quad (3.2)$$

Здесь $2\pi b dx$ – площадь цилиндрического пояса радиусом b и высотой dx , т. е. $dS_{nl} = 2\pi b dx$. Поэтому

$$\Delta P_y = \frac{e}{2\pi v b} \int E_y dS_{nl}. \quad (3.3)$$

Интеграл (3.2) берется по поверхности цилиндра, на оси которого находится ядро. Для вычисления интеграла в (3.3) воспользуемся теоремой Остроградского-Гаусса, то есть

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = 4\pi k_0 Q_{\text{внутр}}, \quad (3.4)$$

где $k_0 = 1/4\pi\epsilon_0$, $Q_{\text{внутр}}$ – заряд, размещенный на оси цилиндра. Поскольку $Q_{\text{внутр}} = eZ$, то получаем

$$\Delta P_y = \frac{e}{2\pi b v} \cdot 4\pi k_0 \cdot Ze = \frac{2k_0 Ze^2}{bv}. \quad (3.5)$$

Из рисунка 3.2 следует, что $\Delta P_y = P \cdot \text{tg} \theta$, тогда получаем

$$P \operatorname{tg} \theta = \frac{2k_0 Z e^2}{b v},$$

поэтому имеем:

$$b \approx \frac{k_0 Z e^2}{p v \cdot \operatorname{tg} \theta / 2}. \quad (3.6)$$

С помощью более сложных вычислений получают точную формулу, в которой следует выполнить замену $\operatorname{tg} \theta / 2 = \operatorname{tg}(\theta / 2)$. Имеет место формула:

$$b = \frac{k_0 Z \cdot e^2}{p \cdot v \cdot \operatorname{tg}(\theta / 2)}. \quad (3.7)$$

Если бы заряд ядра распределялся по поверхности сферы, то в формуле (3.7) следовало бы положить $b=R$, $\theta = \theta_{\max}$, поэтому радиус ядра равен:

$$R = \frac{k_0 Z e^2}{P \cdot v \cdot \operatorname{tg}(\theta_{\max} / 2)}. \quad (3.8)$$

При выводе формулы (3.8) мы применяем классическую механику. Учёт волновой природы электрона приводит к тому, что он проникает также внутрь ядра (туннельный эффект), поэтому угол θ_{\max} оказывается несколько выше.

4 Прохождение тяжёлых заряженных частиц через вещество

Наибольший практический интерес для ядерной физики представляет интервал энергий микрочастиц от нескольких килоэлектронвольт до 10 МэВ , проходящих через вещество. Несмотря на сложность данных явлений, они поддаются расчётам или оценочным расчётам, хорошо согласующимся с экспериментом. Это связано с тем, что основную роль в таких процессах играют хорошо изученные электромагнитные взаимодействия. Роль ядерных взаимодействий относительно невелика из-за короткодействующего характера ядерных сил, а также из-за того, что электронов в веществе значительно больше, чем ядер. Вторая причина лёгких расчётов прохождения заряженных частиц и γ -квантов через вещество связана с возможностью пренебрежения энергией связи электронов в атомных оболочках и атомных слоях, рассматривая электроны как свободные. Следует заметить, что нейтроны взаимодействуют лишь с атомными ядрами посредством ядерных сил. Тяжёлая заряженная частица массой M и с высокой энергией взаимодействует с электрическими полями электронов и атомных ядер. Она либо ионизирует, либо возбуждает атомы вещества. Имеет место также и чисто ядерное взаимодействие частицы с атомным ядром. За счёт этих процессов энергия частицы уменьшается. Основную роль в замедлении частицы играют процессы ионизации и возбуждения электронных оболочек атомов. Все они получили «собирательное» название – ионизационные потери. Расчёт потерь энергии проводится в два этапа: вначале рассматриваются одноатомные (парные процессы рассеяния), затем эти потери суммируются по всем электронам среды. Для упрощения полагают, что электрон-рассеиватель покоится. Это связано с тем, что электроны, входящие в состав атомов и молекул, движутся с тепловыми (малыми) скоростями. Саму частицу будем считать движущейся прямолинейно с постоянной скоростью v . Зарядовое число частиц Z и их заряд eZ . На рисунке 4.1 представлена схема рассеяния частицы.

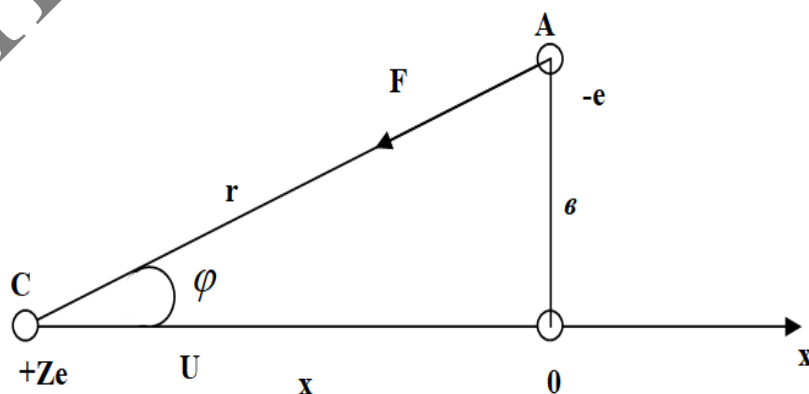


Рисунок 4.1 – Схема рассеяния тяжёлой частицы

Частица с зарядом Ze , движущаяся мимо электрона A в направлении оси x , притягивает электрон силой $F = k_0 Ze^2 / r^2$. Частица за время dt сообщает ему импульс $F_x dt$. Продольная составляющая этого импульса не имеет значения, так как при прохождении через точку O она меняет знак, в результате этого приращение продольной составляющей импульса (до точки O) будет компенсироваться его убыванием после прохождения точки O . Рассмотрим поперечную составляющую импульса $\vec{p} \perp x$. Очевидно, что $dp = -F \sin \varphi dt$, поэтому

$$dp = -\frac{F \sin \varphi}{v} \cdot dx, \quad (4.1)$$

где dx – путь, пройденный частицей за время dt .

Из рисунка 4.1 следует, что $x = bctg\varphi$, $r = b / \sin \varphi$, причем b – постоянная величина. Так как $dx = -\frac{b}{\sin^2 \varphi} d\varphi$, то получаем:

$$dp = \frac{k_0 Ze^2 \sin \varphi \cdot b}{r^2 \cdot v \cdot \sin^2 \varphi} d\varphi = \frac{Zk_0 e^2 \sin \varphi}{bv} \cdot d\varphi. \quad (4.2)$$

Полный поперечный импульс, полученный электроном, найдётся интегрированием (4.2) по φ от 0 до π . Тогда получим:

$$p = \frac{2Zk_0 e^2}{b \cdot v}. \quad (4.3)$$

Электрон получил энергию $E_k = p^2 / 2m_e$, и такую же энергию потеряет частица (m_e – масса электрона).

5 Рассеяния нейтронов высоких энергий на ядрах атомов вещества. Сечение рассеяния нейтронов и радиус ядра

Схема опыта по рассеянию имеет вид:

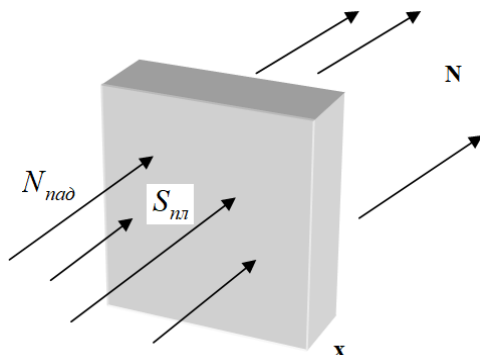


Рисунок 5.1 – Схема рассеяния нейтронов

При отсутствии столкновений падающих нейтронов с ядром они движутся прямолинейно. Поэтому число нейтронов, выбывающих из пучка $(N - N_{пад})$, пропорционально площади ядра. Если длина волны нейтронной волны де-Бройля λ_n много меньше размера ядра ($\lambda_n \ll R$), то эффективная площадь поперечного сечения ядра $\sigma = \pi R^2$, где R – радиус ядра. Вероятность рассеяния, то есть потеря нейтрона пропорциональна площади, занятой ядрами, определяется соотношением:

$$w_{вер} = \frac{N_a \sigma}{S_{пл}}, \quad (5.1)$$

где N_a – полное число атомов в пластинке.

Пусть $n = N_a / S_{пл} \cdot x$ – число атомов в единице объёма пластинки, где x – толщина пластинки. Тогда для пластинки толщиной dx вероятность потери нейтрона равна $n\sigma dx$. Если N – число нейтронов в пучке после прохождения ими толщины x , то изменение величины $N(dN)$ равно числу частиц в пучке, умноженному на $n\sigma dx$:

$$dN = -Nn\sigma dx, \quad \frac{dN}{N} = -n\sigma dx. \quad (5.2)$$

Интегрируя обе части (5.2), получим

$$N = N_{пад} e^{-n\sigma x}. \quad (5.3)$$

Сечение рассеяния запишем в виде

$$\sigma = \frac{1}{nx} \ln \frac{N_{пад}}{N}. \quad (5.4)$$

Зная N и $N_{пад}$, легко найти радиус ядра $R = \sqrt{\sigma / \pi}$.

6 Прохождение легких заряженных частиц и γ -квантов через вещество

При рассеянии лёгких частиц интенсивность пучка убывает плавно и непрерывно на всём её пути в веществе. Очевидно, что о длине свободного пробега R такой частицы нет оснований говорить. В этом случае говорят о максимальном пробеге частицы и средней длине её пробега. Максимальным пробегом называется минимальная толщина слоя, в котором частица задерживается. Этот пробег, как очевидно, равен полной длине криволинейного пути, проходимого частицей.

Вторая особенность рассеяния лёгкой частицы состоит в том, что в результате столкновения электрон (или позитрон) исчезает с возникновением фотона. Поэтому наряду с ионизационными потерями возникают радиационные потери, то есть потери энергии на излучение фотонов.

Третья особенность связана с тем, что при движении электрона в среде происходят квантовые обменные эффекты, которые наблюдаются во всякой системе тождественных частиц. Очевидно, что такие процессы не возникают при движении позитрона. Однако в этом случае наблюдается процесс аннигиляции позитрона на электроне с испусканием двух γ -квантов. Отметим, что роль процессов аннигиляции в рассеянии невелика.

К γ -квантам (ориентировочно) относят электромагнитные волны, длина волны которых значительно меньше межатомных расстояний, то есть $\lambda \ll 10^{-8} \text{ см}$. В современных ускорителях получают γ -кванты с энергией $\varepsilon \approx 20 \text{ ГэВ}$, то есть длиной волны $\lambda = 2\pi\hbar c / \varepsilon = 6 \cdot 10^{-15} \text{ см} = 0,06 \text{ фм}$. Для практических приложений наибольший интерес представляет область от десятков до 200 – 300 МэВ.

Отметим, что пучок γ -квантов поглощается веществом за счёт электромагнитного взаимодействия. В отличие от заряженных частиц γ -кванты не подвержены влиянию действующих кулоновских сил. Взаимодействие γ -кванта с электроном ограничено областью, линейный размер которой порядка комптоновской длины волны $\lambda_c \approx 10^{-11} \text{ см}$. Поэтому проходя через вещество γ -кванты редко сталкиваются с электронами и ядрами. При этом, однако, столкновения с ними приводят к резкому изменению их направления (эффект Комптона). Этот процесс выводит их из пучка, падающего на вещество.

Вторая особенность γ -квантов состоит в том, что они не могут замедляться (они движутся со скоростью света c). Они могут либо поглощаться веществом, либо отклоняться в сторону, либо порождать пары частица – античастица.

Число γ -квантов, выбывающих из моноэнергетического пучка при прохождении слоя толщиной dx , пропорционально толщине слоя и интенсивности падающего пучка. Поэтому выполняется соотношение

$$dI = -I \cdot n\sigma \cdot dx, \quad (6.1)$$

интегрирование, которого даёт:

$$I(x) = I(0)e^{-n\sigma x}, \quad (6.2)$$

где σ – полное эффективное сечение ослабления (поглощения и рассеяния) γ -квантов на атомах, n – число атомов поглотителя в единице объёма. Величина $\alpha = n\sigma$ называется линейным коэффициентом поглощения γ -квантов.

МГТУ им. И. П. Шамшуркина

7 Фундаментальные силы, действующие между двумя нуклонами ядра

Построение физических теорий ведётся с использованием небольшого числа простых фундаментальных законов. Материальные тела построены из электронов и ядер, поэтому в расчёте используются основные типы взаимодействия между электронами, ядрами и фотонами. Такой подход, использующий, однако, достаточно сложный математический аппарат, даёт полное объяснение строения вещества и соответствующих взаимодействий излучения с веществом. Например, современная квантовая электродинамика даёт в области атомной физики, точность расчётов ($\sim 10^7$), значительно превосходящую ту, которая используется в экспериментальных исследованиях.

Однако квантовая электродинамика не может объяснить структуру атомных ядер, которые состоят из протонов и нейтронов. Чтобы объяснить, почему нуклоны так прочно связаны в атомных ядрах, необходимо ввести фундаментальные силы нового типа. Для преодоления сил отталкивания между протонами необходимо, чтобы они превосходили электростатические. Такие взаимодействия были названы сильными, а соответствующие силы – ядерными. На рисунке 7.1 представлена диаграмма потенциальной энергии ядерного взаимодействия $U(r)$ нуклонов.

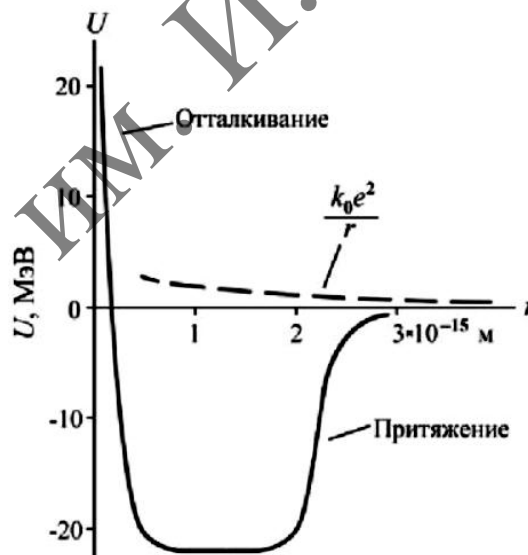


Рисунок 7.1 – Схема потенциальной энергии нуклон – нуклонного взаимодействия ($k_0 = 1/4\pi\epsilon_0$)

Если не учитывать электростатическое отталкивание, то сильное взаимодействие между любыми двумя нуклонами одинаково. Следует отметить, что детальный вид кривой на рисунке 7.1 до сих пор не известен.

Пунктирной линией на рисунке 7.1 (для сравнения) представлена потенциальная энергия отталкивания двух протонов. Особенностью ядерных сил является то, что спины нуклонов, для рисунка 7.1, должны быть параллельны. Если же спины антипараллельны, то ядерные силы оказываются примерно вдвое слабее. Детальные сведения о форме потенциальной энергии $U(r)$ дают эксперименты по рассеянию протонов и нейтронов на протонах.

Как известно из атомной физики, единственным атомом, поддающимся аналитическим расчётам, является атом водорода, содержащий один электрон и один протон. Аналогичная ситуация имеет место и в ядерной физике. При этом простейшим ядром, поддающимся аналитическому исследованию, является дейтрон, содержащий один протон и один нейтрон.

В дейтроне протон и нейтрон связаны друг с другом с энергией $2,22 \text{ МэВ}$. Данная величина получается из измерений масс покоя протона, нейтрона и дейтрона. Они равны соответственно $938,21 \text{ МэВ}$; $939,50 \text{ МэВ}$; $1875,9 \text{ МэВ}$. Тогда энергия связи ядра равна: $W_{CB} = m_p + m_n - m_d = 2,22 \text{ МэВ}$.

8 Уровень Ферми нуклонов ядра

Поведение нуклонов в ядре можно рассматривать как движение свободных частиц в трехмерной потенциальной яме конечной глубины. При этом энергетический спектр нуклонов значительно усложняется. Вследствие независимого движения нуклонов вдоль осей X, Y, Z уровни энергии нуклонов достаточно просто вычисляются с учетом полученных ранее результатов для одномерной потенциальной ямы конечной глубины.

Потенциальная энергия микрочастицы дается соотношениями:

$$U(x, y, z) = \begin{cases} \infty, & \text{при } x, y, z < 0, \\ 0, & \text{при } 0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq c, \\ \infty, & \text{при } x, y, z > 0. \end{cases}$$

Уравнение Шредингера в области ямы имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2mW}{\hbar^2} \psi = 0. \quad (*)$$

Пользуясь полученными результатами для бесконечно глубокой потенциальной ямы, запишем выражения для уровней энергии частицы в трёхмерном потенциальном ящике $0 < x < a$, $0 < y < b$, $0 < z < c$, то есть

$$W_{n_1, n_2, n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left(\frac{n_1^2}{a^2} + \frac{n_2^2}{b^2} + \frac{n_3^2}{c^2} \right), \quad (8.1)$$

где $n_1, n_2, n_3 = 1, 2, 3, \dots$

Соответствующие значения энергии (8.1) волновой функции даются соотношениями:

$$\Psi_{n_1, n_2, n_3}(x, y, z) = \sqrt{\frac{8}{abc}} \sin\left(\frac{\pi n_1 x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi n_2 y}{b}\right) \sin\left(\frac{\pi n_3 z}{c}\right). \quad (8.2)$$

В первом приближении силы притяжения нуклонов в ядре можно усреднить и представить в виде постоянного потенциала притяжения.

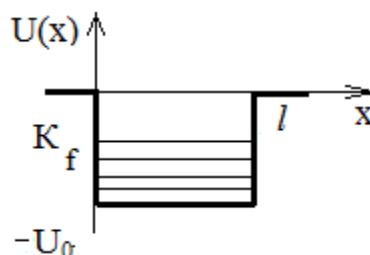


Рисунок 8.1 – Схема заполнения энергетических уровней в потенциальном ящике

Таким образом, если учесть принцип Паули, когда на каждом энергетическом уровне может быть не более двух нуклонов с противоположными собственными механическими моментами (спинами), и если в объёме ядра размером l^3 имеется n нуклонов, то крайнему уровню K_f соответствует энергия уровня с номером $n/2$. То есть полная энергия нуклонов на этом уровне находится из соотношения:

$$W_{n_1, n_2, n_3} = \frac{p_f^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2). \quad (8.3)$$

Импульс нуклона определяется из соотношения:

$$p_f = \frac{\pi \hbar}{l} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)^{1/2}. \quad (8.4)$$

Заполненные нуклонами состояния находятся внутри области сферы радиусом $R = lp_f / \pi \hbar$. Здесь $n_f^2 = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2$.

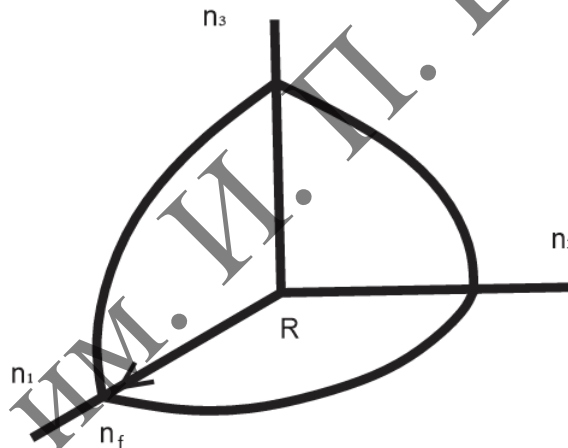


Рисунок 8.2 – На схеме представлена 1/8 часть сферы радиусом R

Полное число заполненных состояний в ящике будет равно количеству кубических ячеек, ограниченной сферической полостью на рисунке 8.2. Объём, ограниченный сферической поверхностью, равен 1/8 объёма сферы, поэтому можно определить полное число состояний в ящике соотношением:

$$n = \frac{1}{8} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) = \frac{\pi l^3 p_f^3}{6 \hbar^3 \pi^2}. \quad (8.5)$$

Поскольку в каждом состоянии находится два нуклона, то полное число нуклонов равно $\frac{V p_f^3}{3 \hbar^3 \pi^2}$ ($V = l^3$), поэтому $p_f^3 = \frac{3 \hbar^3 \pi^3 n}{V}$. Тогда энергия Ферми находится из соотношения:

$$K_f = \frac{p_f^2}{2m} = \frac{1}{2m} \left(\frac{3\hbar^3 \pi^2 n}{V} \right)^{2/3}. \quad (8.6)$$

Таким образом, энергия Ферми для нуклонов в ядре $\sim (n/V)^{2/3}$, то есть она пропорциональна концентрации нуклонов в степени «2/3». Концентрация нуклонов ядра $\bar{n} = 1,38 \cdot 10^{44}$ нуклонов/м³. Тогда концентрация нейтронов составляет $\bar{n}_n \approx 0,7 \cdot 10^{44}$ нейтронов/м³. С учетом массы нейтрона получаем $K_{fn} \approx 33,8 \text{ МэВ}$.

Вследствие наличия сил кулоновского отталкивания протонов потенциальная энергия взаимодействия протонов U_0 располагается несколько выше, чем для нейтронов, поэтому уровень Ферми для протонов располагается выше, чем для нейтронов на рисунке 8.1, то есть $K_{fp} < K_{fn}$.

С учетом соотношения (8.6) получим выражение для числа состояний нуклонов ядра, приходящихся на единичный энергетический интервал $n(W)$, называемое плотностью квантовых состояний. Выполняется соотношение:

$$n = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2mK_f}{\hbar^2} \right)^{2/3}. \quad (8.7)$$

Тогда плотность квантовых состояний вблизи энергии Ферми дается соотношением:

$$N(K_f) = \frac{dn}{dK_f} = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{2/3} K_f^{1/2}. \quad (8.8)$$

Волновое число нуклона на уровне Ферми находим из соотношения:

$$k_f = \sqrt{2mK_f} / \hbar. \quad (8.9)$$

Граничная скорость нуклона на уровне Ферми равна

$$v_f = \hbar k_f / m. \quad (8.10)$$

9 Строение тяжёлых ядер

Большую плотность тяжёлых ядер можно объяснить посредством мысленного уменьшения расстояния r между нуклонами. Если первоначальное расстояние между нуклонами r_0 , то при их уменьшении, как только r станет меньше $2,5\Phi_m$, нуклоны внезапно начнут ощущать сильное притяжение своих соседей и их энергия связи возрастёт. Аналогичная ситуация имеет место для свободных электронов, когда их кинетическая энергия возрастает при увеличении плотности (вследствие принципа запрета Паули). Протоны и нейтроны имеют спин $1/2$, поэтому они также подчиняются принципу Паули. Влияние этого принципа, таким образом, будет сказываться на снижении энергии связи нуклонов по мере уменьшения расстояния r между ними. Получение аналитических выражений для энергии связи атомного ядра представляет на сегодняшний день сложную задачу. Для ее решения используются как модельные представления, так и имеющаяся совокупность экспериментальных данных, полученных на протяжении всей истории развития ядерной физики. При этом основная проблема состоит в структурировании величины энергии связи ядра

$$W_{св} = -\Delta M c^2, \quad (*)$$

где

$$\Delta M = M_{я} - (Zm_p + Nm_n),$$

причем m_p , m_n – масса протона и нейтрона, ΔM – дефект массы. На отдельный нейтрон ядра действует усреднённая сила притяжения со стороны остальных нуклонов. На рисунке 9.1 показан усреднённый потенциал, в котором находится рассматриваемый нуклон.

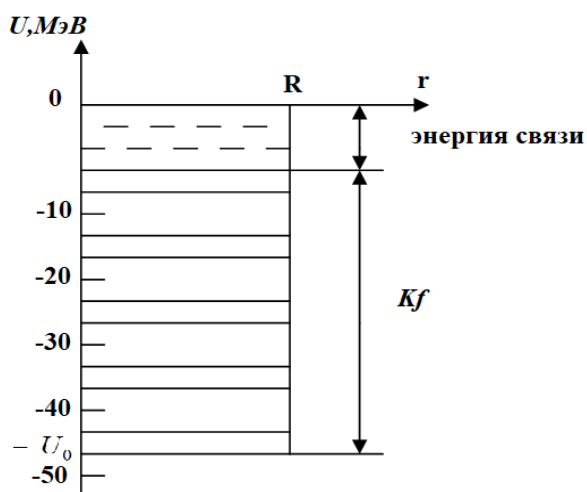


Рисунок 9.1 – Усреднённая потенциальная энергия ядра радиусом R (занятые уровни указаны сплошными линиями, не занятые – штриховыми)

При этом глубина потенциальной ямы – U_0 , соответствующая средним малым ядрам такова, что $|U_0| = 42 \text{ МэВ}$. Добавление большого количества нуклонов не приводит к увеличению результирующей силы (это отмечалось ранее), так как он притягивается лишь ближайшими «соседями».

В соответствии с принципом Паули в потенциальную яму «набито» $A/2$ нейтронов. Эти нейтроны занимают различные состояния или энергетические уровни вплоть до уровня Ферми. Величину уровня Ферми находим из соотношения:

$$K_f = \frac{h^2}{8M} \left(\frac{3}{\pi} n \right)^{2/3}, \quad (9.1)$$

где h – постоянная Планка, $M = 2\mu$; n – число нейтронов в единице объёма ядра. Эта величина составляет половину плотности ядерных частиц, достигающая $0,7 \cdot 10^{44} \text{ м}^{-3}$. Таким образом, энергия Ферми для нуклонов составляет

$$K_f = \frac{(6,62 \cdot 10^{-34})^2}{8(1,67 \cdot 10^{-27})} \left(\frac{3}{\pi} 0,7 \cdot 10^{44} \right) \text{ Дж} = 5,4 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = 33,8 \text{ МэВ}.$$

Из расчёта следует, что наиболее высокий энергетический уровень расположен примерно на 34 МэВ выше глубины потенциальной ямы или примерно на 8 МэВ ниже нулевой энергии.

Таким образом, чтобы удалить один нуклон из ядра требуется затратить энергию $\geq 8 \text{ МэВ}$. Глубина ямы и величина уровня Ферми не изменяется при удалении следующего и последующих нейтронов. Таким образом, в средних ядрах энергия связи, приходящаяся на один нуклон, составляет 8 МэВ .

Очевидно, что глубина потенциальной ямы более лёгких ядер не будет оставаться неизменной при убавлении нуклонов. Так как среднее число ближайших соседей легких ядер, уменьшается то, как следствие, удельная энергия связи меньше 8 МэВ . В случае более тяжёлых ядер более существенным оказывается вклад электростатической энергии отталкивания $U_k = k_0 e^2 / R$, поэтому у более тяжёлых ядер энергия связи также должна быть меньше, чем 8 МэВ . На рисунке 9.2 приведены экспериментальные данные, которые подтверждают данные заключения.

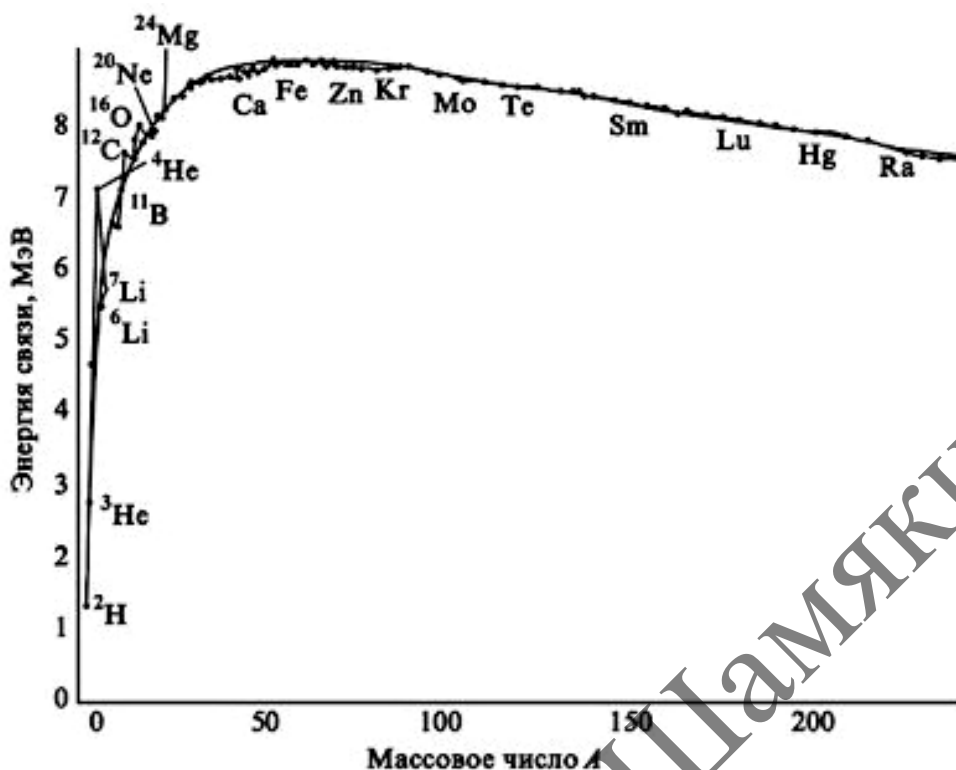


Рисунок 9.2 – Экспериментальная зависимость удельной энергии связи, приходящейся на один нуклон, от массового числа A

Как следует из рисунка 9.2, наибольшими значениями удельной энергии связи $W = W_{св} / A = -\Delta M c^2 / A$ обладают ядра элементов таблицы Менделеева от Cr до Br ($A=50 \div 80$). Постоянство средней энергии связи $\bar{W} \sim 8 \text{ МэВ}$ для ядер с $A > 20$ свидетельствует о явлении насыщения ядерных сил (то есть $W_{св} \sim A$). Если бы ядерные силы были дальнедействующими, то $W_{св}$ возрастала бы пропорционально не A , а A^2 . Монотонное уменьшение W при $A \rightarrow 238$ (уран) связано с электростатической энергией отталкивания протонов, которое прямо пропорционально Z^2 и обратно пропорционально $A^{1/3}$ ($A^{1/3}$ характеризует радиус ядра).

10 Оболочечная модель ядра

Оболочечная модель предполагает, что ядра атомов обладают периодичностью, аналогичной периодичности атомов, принятой в таблице Менделеева. Ядра, содержащие магическое число нейтронов или протонов (2, 8, 20, 50, 82, 126), обладают высокой прочностью. Дважды магические ядра, выделяются среди остальных ядер особой прочностью. При этом для симметрии распределения заряда в основном квантовом состоянии, т. е. ядер, содержащих магическое число протонов, характерно отсутствие электрических моментов. В этом отношении данные ядра напоминают атомы инертных газов, характеризующихся сферической симметрией расположения электронов, и тем самым наибольшей энергией ионизации.

В основном (невозмущённом) состоянии все Z протонов и N нейтронов должны находиться на энергетически самых низших состояниях.

Поскольку энергия состояния не зависит от m, j , каждое состояние характеризуется квантовыми числами: n, ℓ, j . При этом энергетические уровни нуклона группируются в оболочки.

Оболочки – это совокупность близких по энергии энергетических уровней нуклона, разделённых энергетическими интервалами, значительно превышающими расстояние между энергетическими уровнями в самой оболочке. Ядра с полностью застроенной протонной или нейтронной оболочкой называются магическими.

При выборе согласованного потенциала следует, кроме известной зависимости $U(r)$, учесть энергию за счет спин-орбитального взаимодействия. Тогда уравнение Шредингера принимает вид:

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m_H}{\hbar^2} \left[W - U(r) + \frac{b}{r} \frac{\partial U}{\partial r} (\vec{s} \vec{\ell}) \right] \Psi = 0, \quad (10.1)$$

где \vec{s} – вектор спина нуклона, $\vec{\ell}$ – его орбитальный момент. Вид потенциала зависит от рассматриваемой экспериментальной ситуации. Он имеет вид потенциальной ямы с практически плоским дном, круто поднимающимся в области её границы; b – постоянная спин-орбитального взаимодействия.

В таблице 10.1 представлено расположение энергетических уровней уравнения Шредингера (10.1). В каждой строке приведены состояния

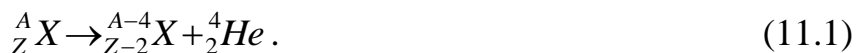
нуклонов, входящих в определённую оболочку. Энергии состояний (отрицательные) растут слева направо. Нумерация оболочек начинается с номера 1 и растёт до оболочки 6. В предпоследнем столбце указаны числа нуклонов в каждом состоянии (определяемые j) и в каждой оболочке. В последнем столбце указано полное число нуклонов (протонов и нейтронов) в ядрах с застроенными оболочками.

Таблица 10.1 – Квантовые состояния нуклонов ядра

Оболочка	Состояния	Число нуклонов в оболочке (j)	Число нуклонов в ядре
1	$1 S_{1/2}$	2	2
2	$1 P_{3/2} 1 P_{1/2}$	$4+2=6$	8
3	$1 d_{5/2} 1 d_{3/2} 2 S_{1/2}$	$6+4+2=12$	20
4	$1 f_{7/2} 2 f_{5/2} 1 P_{3/2} 1 P_{1/2} 3 g_{3/2}$	$8+6+4+2+10=30$	50
5	$1 g_{7/2} 2 d_{5/2} 1 h_{1/2} 2 d_{3/2} 3 S_{1/2}$	$8+6+12+4+2=32$	82
6	$1 f_{7/2} 1 h_{9/2} 1 i_{13/2} 2 f_{5/2} 3 p_{1/2}$	$8+10+14+4+6+2=44$	126

11 Альфа-распад ядра

Альфа-распад это самопроизвольный процесс испускания ядрами α – частиц, в результате которого массовое число ядра A уменьшается на 4, а зарядовое число Z уменьшается на два, то есть:

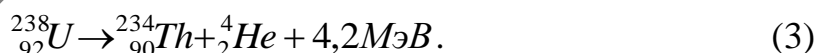


В настоящее время известно более двухсот α -распадающихся ядер, из которых большинство получается искусственно. Для того, чтобы происходил α -распад, необходимо, чтобы энергия связи исходного материнского ядра была меньше суммы энергий связи дочернего ядра и испускаемой α -частицы. При этом условии кинетическая энергия Q , выделяющаяся при α -распаде даётся соотношением:

$$Q = W_{св}(A-4, Z-2) + W_{св}(\alpha) - W_{св}(A, Z). \quad (11.2)$$

В основном, Q – есть кинетическая энергия α -частицы, так как масса дочернего ядра всегда на много больше массы α -частицы. При этом предполагается, что материнское ядро неподвижно.

α -распад возможен только при $Q > 0$. Тяжёлые ядра с $Z > 82$ ($Z = 82$ – свинец) испытывает радиоактивный распад с испусканием α -частиц. Например, образец урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ испускает α -частицы с периодом полураспада $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ лет. Самопроизвольно происходит реакция



Разность масс ${}^{238}_{92}\text{U}$ и продуктов распада составляет 4,2 МэВ. Th – торий.

Диаграмма потенциальной энергии α -частицы и конечного по размерам ядра представлена на рисунке. Здесь 4,2 МэВ – кинетическая энергия вылетающей α -частицы.

Первоначально α -частица находится в области I (рисунок 11.1) и описывается стоячей волной с амплитудой $\psi_{внутр.}$. Однако из-за проникновения через барьер в область II вдали от ядра имеется небольшой «хвост» волновой функции с амплитудой $\psi_{внешн.}$. Таким образом, вероятность вылета α -частицы в момент её соударения с барьером можно записать в виде:

$$\omega = \frac{|\psi_{внеш}|^2}{|\psi_{внутр}|^2}. \quad (11.4)$$

Схема имеет вид:

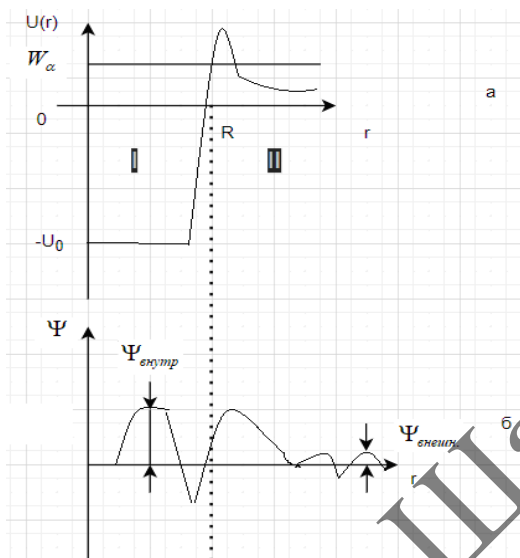


Рисунок 11.1 – Потенциальная энергия взаимодействия (а) и волновая функция (б) α -частицы

Число таких соударений α -частицы с барьером в 1 с составляет $\nu/2R$, где ν – скорость α -частицы в области I. Следовательно, вероятность α -распада в единицу времени составит:

$$\frac{dP_r}{dt} = \frac{\nu}{2R} \frac{|\psi_{внеш}|^2}{|\psi_{внутр}|^2}. \quad (11.5)$$

Период полураспада T определяется как такое значение времени t , для которого число изначальных ядер уменьшится в два раза ($n = n_0/2$):

$$T \approx \frac{1,4R}{\nu} \frac{|\psi_{внутр}|^2}{|\psi_{внеш}|^2} \quad (11.6)$$

Формула (11.6) показывает применение квантовой механики для объяснения радиоактивности. Современная квантовая механика даёт исчерпывающее объяснение не только α -распада, но и других явлений радиоактивности. При этом суть вероятности заключается в том, что если из-за редкой случайности данное ядро уцелело на протяжении большого числа периодов полураспада, то эта предыстория несколько не влияет на вероятность распада в будущем.

12 Бета-распад ядра

Бета распад есть самопроизвольный процесс, в котором нестабильное ядро ${}^A_Z X$ превращается в ядро-изобар ${}^A_{Z\pm 1} X$. В результате этого процесса происходит превращение в ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон. В таком случае β -распад есть не внутриядерный, а внутринуклонный процесс. При этом в ядре происходят более глубокие физические процессы с элементарными частицами.

Встречаются три вида β -распада:

- 1) электронный β^- -распад, при котором ядро испускает электрон, поэтому зарядовое число увеличивается на единицу;
- 2) позитронный β^+ -распад, при котором ядро испускает позитрон и поэтому зарядовое число уменьшается на единицу;
- 3) электронный захват (e -захват), при котором ядро поглощает один электрон из электронной оболочки атома, а потому зарядовое число Z уменьшается на единицу.

Обычно электрон поглощается из K -слоя, то есть самого близкого к ядру, поэтому e -захват называют также K -захватом. Далее электрон поглощается из L -слоя или M -слоя и так далее. Эти процессы приводят к излучению γ -квантов характеристического рентгеновского излучения.

Электронный K -захват особенно существенен для тяжелых ядер, у которых K -слой расположен ближе к ядру.

Условие энергетической возможности β^- -распада имеет вид:

$$M(Z, A) > M(Z + 1, A) + m_e, \quad (12.1)$$

где M – масса ядра.

Аналогично для β^+ -распада справедливо соотношение:

$$M(Z, A) > M(Z - 1, A) + m_e, \quad (12.2)$$

так как масса позитрона равна массе электрона.

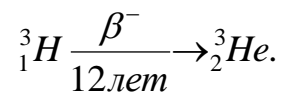
Следует отметить, что электронный β^- -распад сопровождается превращением одного из нейтронов в протон с выделением электрона, который становится принадлежностью атома; при β^+ -распаде один из протонов превращается в нейтрон с выделением позитрона с освобождением одного из электронов в оболочке атома.

В случае e^- -захвата в начальном состоянии имеется ядро $M(Z, A)$ и электрон, а в конечном ядро $M(Z-1, A)$, то есть

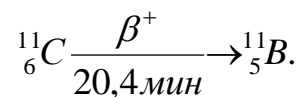
$$M(Z, A) + m_e > M(Z - 1, A). \quad (12.3)$$

При этом условии в начальном состоянии имеется атом (Z, A) и в результате e -захвата образуется атом $(Z-1, A)$.

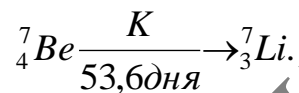
Примером электронного β^- -распада служит:



Примером позитронного β^+ -распада служит:



Пример K -захвата:



МГТУ ИМ. И. П. ШАМЯКИНА

13 Гамма-излучение ядер

Гамма-излучением называется электромагнитное излучение, которое возникает при переходе атомных ядер из возбуждённых в более низкие энергетические состояния. Очевидно, что в таких процессах число протонов и нейтронов остаётся неизменным, однако испускаются γ -кванты.

Спектр γ -излучения всегда дискретный, так как дискретны энергетические уровни ядра. Обычно энергия γ -квантов, испускаемых ядрами атомов, находится в пределах: $10 \text{ кэВ} \leq W_\gamma \leq 5 \text{ МэВ}$. Это соответствует длинам волн электромагнитного спектра: $2 \cdot 10^{-11} \text{ см} \leq \lambda \leq 10^{-8} \text{ см}$, так как $\lambda = hc/W_\gamma$.

Переход ядра из возбуждённого состояния в нормальное (не возбуждённое) может быть однократным, когда ядро после испускания γ -кванта переходит в основное (рисунок 13.1, а). Переход в невозбуждённое состояние может быть также многокаскадным, когда переход происходит в результате последовательных однокаскадных переходов с испусканием отдельных γ -квантов (рисунок 13.1, б).



Рисунок 13.1 Схема однократного (а) и многокаскадного (б) излучения γ – квантов

Очевидно, что изолированный свободный нуклон испускать γ -квант не может, так как в этом случае нарушался бы закон сохранения энергии и импульса. Однако этот процесс может происходить (и происходит) внутри ядра, так как испущенный (или поглощённый) γ -квант может обмениваться импульсом не только с рассматриваемым нуклоном, но и с соседними нуклонами ядра. Из этого следует, что в отличие от β -распада, испускание γ -квантов является внутриядерным процессом, но не внутринуклонным процессом.

Далее считаем, что материнское ядро – это ядро до γ -распада; дочернее ядро – это ядро, образованное после γ -распада. Отметим, что возбуждённые ядра образуются при β -распаде в тех случаях, когда распад материнского ядра с переходом в основное состояние «0» дочернего ядра является запрещённым. Дочернее ядро при этом может оказаться как в нижнем, так и в одном из верхних возбуждённых состояний. В первом случае ядро

оказывается однократно-излучающим γ -квант. Во втором случае имеет место многокаскадный $\gamma_1, \gamma_2, \dots$ – процесс.

Рассмотрим экспериментально наблюдаемый пример излучения изотопа ${}_{11}^{24}\text{Na}$. Основное состояние его характеризуется энергией $W(4^+)$. В результате β -распада возникает изотоп ${}_{12}^{24}\text{Mg}$. Однако этот изотоп в основном состоянии (0^+) оказывается не сразу. Переход на основной уровень ${}_{12}^{24}\text{Mg}(0^+)$ не происходит, так как при этом переходе спин должен сразу изменяться на 4^+ , а это – невозможно. Однако изотоп ${}_{12}^{24}\text{Mg}$ имеет два возбуждённых уровня с энергией $W_2 = 4,12 \text{ МэВ}$ и $W_1 = 1,37 \text{ МэВ}$, с характеристиками 4^+ и 2^+ . Бетта-переход ${}_{11}^{24}\text{Na}$ на второй уровень также запрещён из-за различия спинов: (4^+) и (2^+) соответственно. Бетта-распад с полупериодом 15 ч. идёт почти исключительно на разрешённый уровень 4,12 МэВ (смотрите рисунок 13.2). При переходе с уровня W_2 на уровень W_1 идёт испускание γ -кванта с энергией $W_2 - W_1 = 2,75 \text{ МэВ}$. Далее из состояния W_1 (2^+) идёт переход в основное состояние (0^+) с испусканием γ -кванта с энергией 1,37 МэВ. Схема излучения имеет вид:

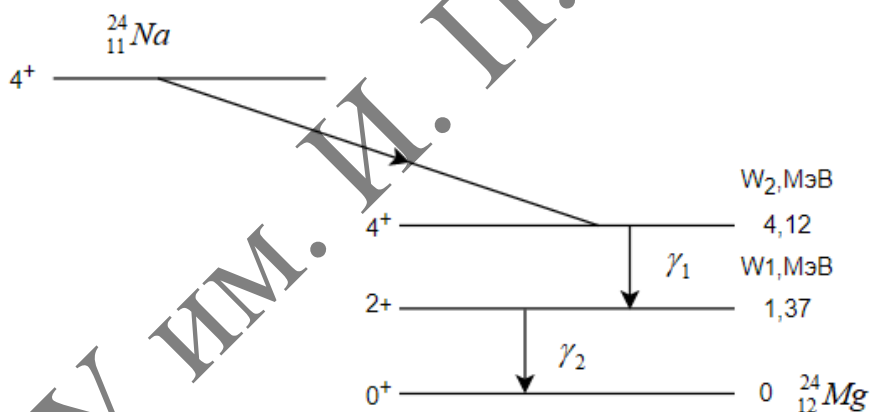


Рисунок 13.2 – Схема многокаскадного излучения ${}_{11}^{24}\text{Na}$

На опыте многокаскадное излучение ${}_{11}^{24}\text{Na}$ может наблюдаться в стеклянной ампуле с ${}_{11}^{24}\text{Na}$, через стекло которой не проходят, например, α -частицы, однако проходят γ_1 - и γ_2 -излучения.

14 Спин и магнитный момент ядра

По гипотезе Паули, ядро атома обладает собственным моментом импульса \vec{I} , который складывается (векторно) из спиновых механических моментов и орбитальных моментов импульса протонов и нейтронов. Величина \vec{I} имеет название спинового момента ядра.

Спиновый момент ядра квантуется согласно общим правилам квантования. Если за единицу момента импульса ядра положить постоянную Планка ($\hbar = 1$), то проекция вектора \vec{I} на выбранное направление (определяемое внешним магнитным полем) может принимать лишь дискретные значения:

$$I_z = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{ или } I_z = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}, \dots (Z \parallel \vec{B}), \quad (14.1)$$

где \vec{B} – вектор индукции внешнего магнитного поля.

Максимальное значение этой проекции принято обозначать через I и называть спином ядра. Эту величину нельзя смешивать с длиной $|\vec{I}|$ – вектора \vec{I} . Полная длина вектора \vec{I} (в единицах \hbar) равна:

$$\vec{I}^2 = I(I+1) \text{ (на самом деле } \vec{I}^2 = \hbar^2 I(I+1) \text{)}. \quad (14.2)$$

Например, спин протона равен $1/2$, тогда как длина вектора спина протона (в единицах \hbar) равна: $\sqrt{(1/2)(1/2+1)} = \sqrt{3}/2$. Таким образом, когда говорят о спине ядра (или любой другой частицы), то имеют в виду максимальное значение, которое может принимать проекция вектора \vec{I} на выбранное направление (такова традиция).

Магнитный момент ядра связан с его спиновым моментом соотношением:

$$\mu_{яд} = g_{яд} I, \quad (14.3)$$

где $g_{яд}$ – скаляр, называемый ядерным гиромагнитным отношением. Малость величины сверхтонкого расщепления спектральных линий приводит к заключению о том, что магнитные моменты ядер по порядку величины примерно в 10^3 раз меньше магнитного момента электрона атома, то есть магнетона Бора μ_B .

Естественной единицей магнитного момента ядра является ядерный магнетон $\mu_{яд}$, определяемый соотношением:

$$\mu_{яд} = e\hbar / 2m_p c = 3,1524915 \cdot 10^{-18} \text{ МэВ} / \text{Гс}. \quad (14.4)$$

Для магнетона Бора следует выполнить замену: $m_p \rightarrow m_e$. Очевидно, что $\mu_{яд} / \mu_B = m_e / m_p = 1/1836$.

Для наглядного объяснения сверхтонкого расщепления применяется векторная модель, аналогичная атомной (при объяснении эффекта Зеемана). Из-за малости $\vec{\mu}_{яд}$ он не влияет на орбитальный \vec{L} и спиновый моменты атома, поэтому момент импульса оболочки атома равен их сумме ($\vec{F} = \vec{L} + \vec{J}$).

Магнитное взаимодействие между электронной оболочкой и ядром атома, вызывает сверхтонкую структуру спектральных линий. Оно обусловлено наличием у ядра атома не только дипольного момента, но и наличием электрического квадрупольного, а также электрического и магнитного момента высшей мультипольности. Основной вклад вносит магнитный дипольный момент ядра $\vec{\mu}_{яд}$.

В таком магнито-дипольном приближении энергия взаимодействия ядра и оболочки равна

$$W = -(\vec{\mu}_{яд} \vec{B}_{об}) \quad (14.6)$$

где $\vec{B}_{об}$ – магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой атома в месте нахождения ядра.

Векторы $\vec{B}_{об}$ и \vec{J} пропорциональны между собой и направлены противоположно ($e = -|e|$). Магнитный момент ядра $\vec{\mu}_{яд} // \vec{I}$, то есть они пропорциональны между собой. Поэтому имеет место соотношение

$$W = A(\vec{I}\vec{J}), \quad (14.7)$$

где A – постоянная магнитного взаимодействия ядра с электронной оболочкой атома, пропорциональная $|\vec{\mu}_{яд}|$.

Очевидно, что $\vec{F}^2 = \vec{J}^2 + \vec{I}^2 + 2(\vec{I}\vec{J})$, тогда с использованием правила квантования имеем:

$$(\vec{I}\vec{J}) = (1/2)(F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)).$$

Тогда

$$W = (A/2)[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (14.8)$$

где F – квантовое число, определяющее максимальное значение проекции вектора \vec{F} на выбранное направление.

Из выражения (14.8) следует, что наличие магнитного момента ядра приводит к расщеплению энергетических уровней (по сравнению с тем, какими они были в поле кулоновского расщепления ядра) с учётом добавочной энергии W (14.7). При фиксированных значениях J и I эта энергия зависит от угла между векторами \vec{J} и \vec{I} . Этот угол определяет длину вектора \vec{F} и, следовательно, добавочную энергию W . В зависимости от этого угла квантовое число F может принимать следующие значения:

$$F = I + J, |I + J - 1|, \dots, |I - J|, \quad (14.9)$$

Если $I \leq J$, то число значений F будет $2I + 1$, а если $I \geq J$, то оно составит $2J + 1$. В результате, в первом случае кулоновский уровень расщепится на $2I + 1$ подуровней, а во втором – на $2J + 1$.

В спектральном приборе наблюдаются спектральные линии. Каждая спектральная линия сверхтонкой структуры возникает при переходе атома с одного подуровня на другой с учётом правил отбора:

$$\Delta F = 0, \pm 1 \quad (\text{кроме } F_1 = 0 \rightarrow F_2 = 0). \quad (14.10)$$

При $I \leq J$ квантовые переходы совершаются с сохранением ядерного спина, то есть каждая спектральная линия расщепляется на столько же компонентов, что и уровень энергии, т. е. $2I + 1$.

На рисунке 14.1 приведён пример, который подтверждает данное заключение. Без учёта сверхтонкого расщепления имеются два уровня J_1 и J_2 , между которыми возможен переход с испусканием света. Справа – сверхтонкая структура обоих уровней. Число подуровней сверхтонкой структуры для обоих уровней одно и то же (N), и оно определяется только спином ядра и равно $2I + 1$. Для подсистемы возможны только переходы между подуровнями с одинаковыми I_J . Поэтому число переходов и, соответственно сверхтонких компонентов равно $N = 2I + 1$. Сосчитав это число, находим спин ядра. При $N = 5$, $I = 1/2$. Схема имеет вид:

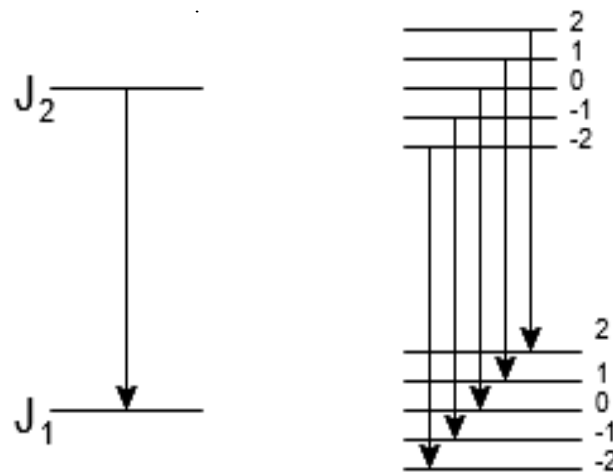


Рисунок 14.1 – Схема квантовых переходов при $I \leq J$ ($N = 2I + 1 = 5$)

При условии $I > J$ для определения спина ядра используют метод интервалов, предполагающий известную величину J при изучении спектра. J определяют без учёта сверхтонкой структуры. Все подуровни, на которые расщепляется тот или иной одиночный уровень, характеризуется одним и тем же значением квантового числа F , соответствующим всем допустимым значениям I и J .

15 Методы исследования атомных ядер. Сцинтилляционный счётчик

Основой любого метода экспериментального исследования является аппаратура, которая предназначена для определённых целей. Методы и аппаратура сильно отличаются в зависимости от того, изучаются ли стабильные состояния ядер или ядерные превращения (ядерные реакции). При исследовании стабильных ядер большое значение имеют методы оптической спектроскопии и радиоспектроскопии. Они позволили получить обширные данные по спиновым и магнитным моментам атомных ядер. Эти методы позволили изучить изотопические различия ядер. Сочетание методов оптической спектроскопии радиоспектроскопии и магнитных методов позволило получить уникальные сведения о стабильных и радиоактивных ядрах. Другим разделом исследований является изучение частиц, возникающих в процессе ядерных превращений. При этом атомные ядра бомбардируются частицами высоких энергий: протонами, α -частицами, дейтронами, нейтронами, мезонами, электронами, γ -фотонами и др. При таких исследованиях изучаются не только свойства ядерных реакций и самих ядер, но и свойства самих частиц, которые в них участвуют.

В сцинтилляционных счётчиках применяют фотоэлектронные приборы высокой чувствительности – фотоэлектронные умножители. Они представляют собой совокупность фотоэлемента с внешним фотоэффектом и многокаскадного электродного умножителя (усилителя). Схема фотоумножителя показана на рисунке 15.1. Свет (L) падает на фотокатод $\Phi К$ и вырывает электроны, которые направляются к 1-му, 2-му и т. д. электроду посредством выбивания вторичных электронов (динаatronный эффект). Между каждой парой электродов устанавливается напряжение $U \sim 100 \sim 200 В$. От последнего диода (4) электроны попадают на катод ($К$) и дают импульс тока.

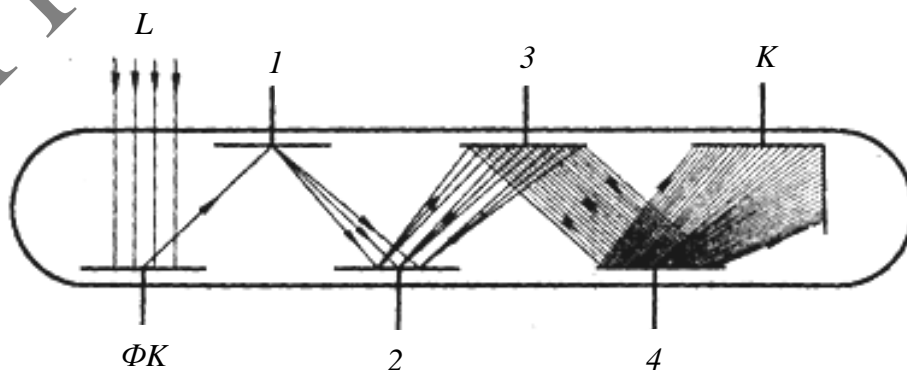
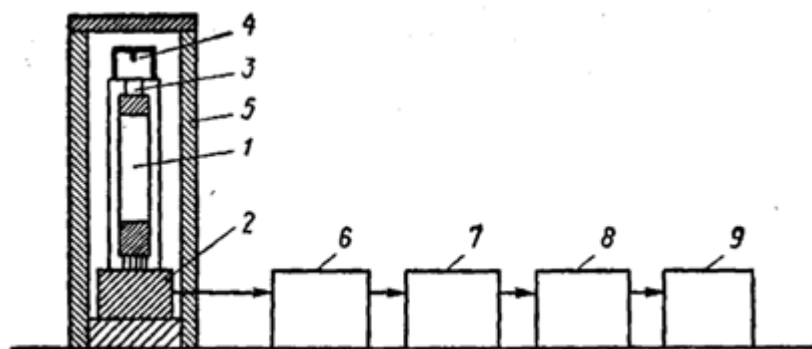


Рисунок 15.1 – Схема фотоумножителя
(L – свет, $\Phi К$ – фотокатод, электроды: 1, 2, 3, 4, $К$ – катод)

На рисунке 15.2 представлена блок-схема сцинтилляционного счётчика.



- 1 – фотоумножитель; 2 – панель с делителями напряжения;
3 – люминесцирующий кристалл; 4 – радиоактивный препарат;
5 – свинцовый кожух; 6 – основной усилитель импульсов;
7 – анализатор импульсов тока заданной величины (анализатор);
8 – пересчётный блок; 9 – регистрирующее устройство

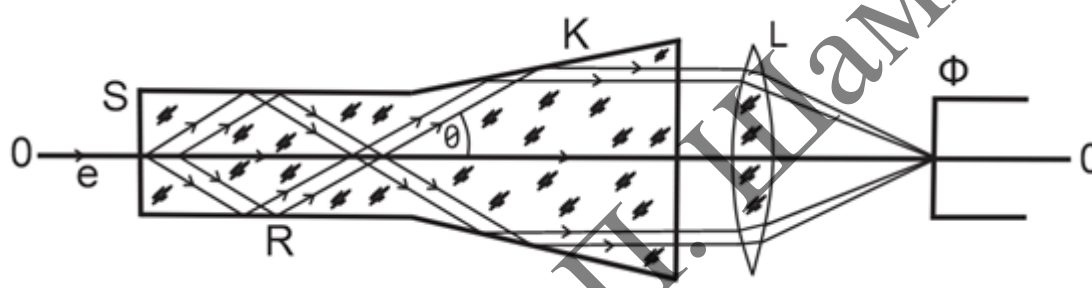
Рисунок 15.2 – Блок-схема фото-сцинтилляционного счётчика микрочастиц

На схеме фотоумножитель 1 вставляется своими выводными контактами в панель 2, в которую встроены делитель напряжения, питающего диоды, фотокатод и коллектор, а также предварительный усилитель импульсов тока фотоумножителя. На полупрозрачном фотокатоде фотоумножителя монтируется люминесцирующий кристалл 3, дающий вспышки света, под действием падающих на него быстрых микрочастиц. Цифрой 4 обозначен радиоактивный препарат. Поскольку излучение, вообще говоря, может приходить и от посторонних источников, всё устройство заключено в свинцовый кожух 5. Импульсы тока, усиленные предварительно усилителем идут в основной усилитель импульсов 6, затем в устройство 7, позволяющее отбирать и анализировать импульсы тока заданной величины. Это устройство называется анализатором. После анализатора импульсы поступают на пересчётный блок 8 и затем на регистрирующее устройство 9. Величина импульса тока пропорциональна энергии зарегистрированной частицы. Тогда возможно измерить не только число частиц, но и величину их энергии. Таким способом можно получить спектр потока частиц, вследствие чего такие счётчики являются спектрометрами микрочастиц. Данное название счётчика особенно применимо в случае регистрации γ -квантов, для которых $W = hc / \lambda$. Счётчик поэтому называется сцинтилляционным γ -спектрометром.

Для измерения скорости заряженных частиц высоких энергий большее применение находят счётчики, принцип работы которых основан на эффекте Вавилова-Черенкова.

При этом используется эффект, экспериментально открытый П. А. Черенковым в 1934 г. Он заключается в том, что в прозрачных средах возникает оптическое излучение в виде конуса при прохождении в них заряженных частиц, движущихся со скоростями, большими фазовой скорости света в данных веществах. При этом направление распространения частицы (электрона, позитрона, протона и др.) составляет некоторый угол с направлением световой волны, равный $\theta = \arccos\left(\frac{c}{nv}\right)$, где n – показатель преломления среды, v – скорость частицы, c – скорость света в вакууме.

Посредством измерения угла θ можно определить скорость частицы и следовательно, ее энергию. На рисунке 15.3 представлена одна из схем счетчика Черенкова.



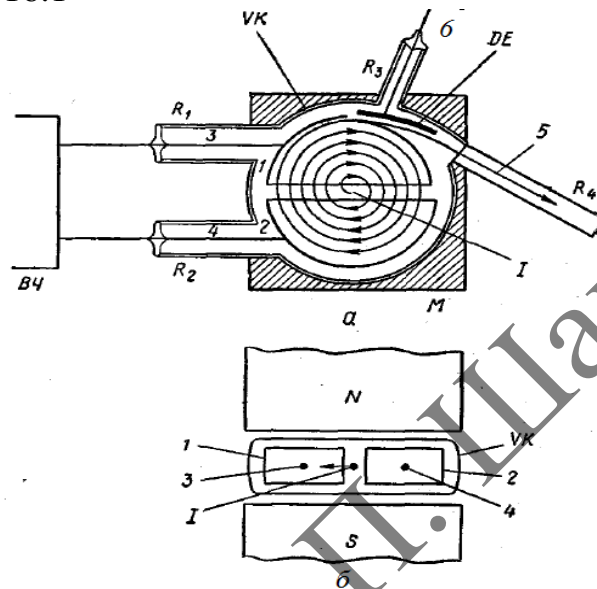
*R – цилиндрическое тело (радиатор), e – заряженная частица;
OO – ось системы; K – коническая поверхность;
L – линза; Ф – фотоумножитель*

Рисунок 15.3 – Схема счетчика Черенкова

При этом R-цилиндрическое тело (радиатор) из прозрачного материала, например из стекла, в которое через его плоское основание влетают быстрые заряженные частицы «e», направление скорости которых параллельно оси OO. Проходя внутри цилиндра, заряженная частица вызывает в нем свечение Вавилова-Черенкова, распространяющееся под углом θ к оси OO. Падающие на эту поверхность лучи испытывают полное внутреннее отражение, выходя затем на коническую поверхность «K» радиатора. Затем лучи отражаются от конической поверхности и распространяются параллельно оси OO. Линзой «L» лучи собираются на катод фотоумножителя «Ф». Электрический сигнал от фотоумножителя идет на схему электронного усилителя и затем на систему регистрации. В настоящее время черенковские счетчики широко используются при эксплуатации атомных электростанций.

16 Циклический ускоритель заряженных частиц

В 1932 г. Лоуренс совместно с Ливингстоном разработали резонансный ускоритель заряженных частиц. В нём ускоряемые частицы многократно проходят один (вместо многих как в линейном ускорителе) ускоряющий промежуток между двумя электродами. Такой циклический резонансный ускоритель называется циклотроном. Схема ускорителя приведена на рисунке 16.1



M – магнита; *VK* – овальная камера; *R*₁, *R*₂, *R*₃, *R*₄ – отростки;
 1, 2 – коробчатые электроды; 3 и 4 – соединительные провода; 5 – отвод пучка;
 б – питание *DE* – электродов; *I* – источник ионов; *ВГ* – высокочастотный генератор
Рисунок 16.1 – Схема ускорителя (а) и схема расположения электродов (б)

Между полюсами магнита *M*, один из которых виден на рисунке 16.1 а в форме заштрихованной области (квадрата) расположена овальная камера (*VK*) с отростками (*R*₁, *R*₂, *R*₃, *R*₄). Внутри камеры находятся сегментные полые коробчатые электроды 1 и 2, называемые дуантами. Между дуантами имеется зазор. Дуанты соединены проводами 3 и 4 с полюсами высокочастотного генератора. В центре прибора, то есть в зазоре между дуантами, имеется источник ионов (*I*). На рисунке 16.1 б показано расположение вакуумной камеры и дуантов между полюсами магнита при рассмотрении их со стороны высокочастотного генератора (*ВГ*). При достижении максимальной энергии пучек ионов (5) поступает в пространство между отклоняющими электродами *DE* и выводится из ускорителя в трубку *R*₄, направляясь на исследуемую мишень.

Выходя из источника, ионы начинают двигаться в магнитном поле *H*, которое направлено перпендикулярно плоскости чертежа, по окружности благодаря действию на них силы Лоренца. При скоростях частиц, много меньших скорости света $c(v/c \ll 1)$, скорость частицы определяется из выражения

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e\upsilon H}{c}, \quad (16.1)$$

где e , m , v – заряд, масса и скорость частицы. Из (16.1) следует, что

$$\upsilon = \frac{erH}{mc}. \quad (16.2)$$

Линейная скорость связана с частотой (ν) обращения частицы соотношением

$$\upsilon = \omega r = 2\pi\nu \cdot r. \quad (16.3)$$

Из соотношений (16.2), (16.3) следует, что

$$\nu = \frac{eH}{2\pi mc}. \quad (16.4)$$

Далее на дуанты прикладывают переменное электрическое поле от ВГ. Тогда заряженные частицы под действием этого поля будут двигаться от одного дуанта к другому. При этом пройдя один раз зазор между дуантами они увеличат свою скорость и будут двигаться в соответствии с формулой (16.2) по орбите большего радиуса, чем до прохождения зазора. Пройдя половину оборота внутри дуанта, частица опять попадает в зазор между дуантами. Если подобрать частоту электрических колебаний так, чтобы она была равна частоте, даваемой формулой (16.4), то при втором прохождении частицей зазора, направление электрического поля в нём сменится на противоположное. Однако частица при втором проходе также будет ускоряться.

Такое же положение будет иметь место при последующих проходах. Итак, частица движется в зазорах каждый раз в такт с частотой ВГ, то есть имеет место резонанс (циклотронный). Для достижения энергии частицы W при числе проходов k и при напряжении V_0 выполняется соотношение

$$W = ek \cdot V_0. \quad (16.5)$$

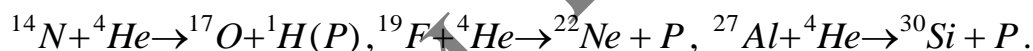
Например, при $V_0 = 5 \cdot 10^4 \text{ В}$, $k = 20$, $W = 1 \text{ МэВ}$ для получения больших энергий необходимо увеличивать радиус r , а значит и размер циклотрона. Для $W = 100 \text{ МэВ}$ величина радиуса дуанта равна 148 см. Размер камеры циклотрона ~ 3 м. Циклотроны применяются для ускорения электронов, протонов, дейтронов, α -частиц и многозарядных ионов других атомов, то есть тяжёлых заряженных частиц.

17 Ядерные реакции

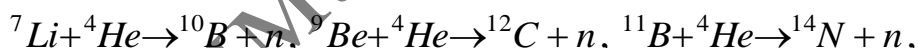
Ядерные реакции, происходящие под действием α -частиц, представляют большой интерес, так как при них происходят значительные изменения атомных масс дочерних ядер – продуктов реакции. Так, например, при бомбардировании α -частицами азота образуется кислород и вылетает дополнительный протон. Таким образом, при ядерных реакциях с α -частицами образуются ядра значительно более тяжёлых элементов и протоны. В других случаях, с образованием нейтронов, это наблюдается при последующем позитронном распаде, причем образующееся ядро радиоактивно.

Механизм ядерных реакций следующий. При столкновении быстрой заряженной частицы (разогнанной на ускорителе) с атомным ядром происходит их слияние между собой, вследствие чего образуется промежуточное возбуждённое атомное ядро, включающее в себя нуклоны частицы и нуклоны ядра мишени. Образовавшееся составное ядро имеет определённую продолжительность жизни, после чего совершается его распад, то есть превращение в новое ядро с испусканием, в ряде случаев, более лёгких частиц.

Запишем ядерные реакции с образованием протонов (P):

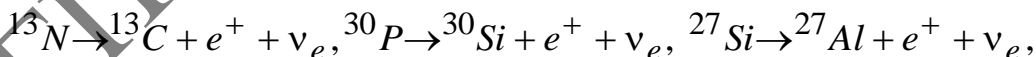


Реакции с испусканием нейтронов:



где n – символ нейтрона.

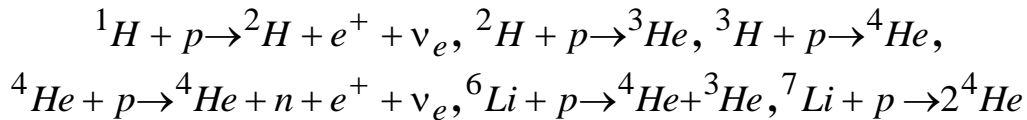
Ядерные реакции на α -частицах с образованием позитрона (β -распад):



где ν_e – нейтрино (электронное). Атомные ядра ${}^{13}\text{N}$, ${}^{30}\text{P}$, ${}^{27}\text{Si}$ являются β -радиоактивными с испусканием позитрона e^+ с периодом полураспада соответственно: 14 мин, 2,5 мин, 3,25 мин. Реакция ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ часто применяется для получения нейтронов. При этом источник нейтронов – бериллий – облучается α -частицами, испускаемыми радием. Такой источник называется радий-бериллиевым источником.

Протоны имеют вдвое меньший, чем α -частицы положительный заряд, потому они испытывают меньшее отталкивание со стороны ядра.

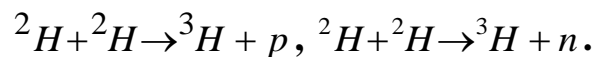
Для осуществления реакций с протонами достаточно энергии в несколько $MэВ$ или несколько десятков $MэВ$. Их получают с помощью ускорителей (циклотронов). Под действием протонов могут идти ядерные реакции практически на всех ядрах. Примеры реакций:



и т. д. В результате реакций под действием протонов происходит расщепление ядер 7_3Li , ${}^{11}_5B$ на α -частицы. При этом выделяется большое количество энергии. Так, при реакции: ${}^7_3Li + p \rightarrow 2{}^4_2He$, выделяется 17,25 $MэВ$ энергии на один акт распада.

Протоны очень большой энергии могут вызвать расщепление на отдельные нуклоны. Расщепление сложного ядра на отдельные нуклоны наблюдается с помощью толстослойных фотоэмульсий. Оно дает так называемые «звезды». Такие ядерные реакции имеют большое значение при изучении структуры и свойств атомного ядра, а также его строения.

Дейтрон – заряженная частица, состоящая из одного нейтрона и одного протона, его обозначение 2_1H или d . Энергия связи дейтрона $\sim 2 MэВ$ мала. Вследствие этого при столкновении с другими ядрами он распадается на протон и нейтрон. Одна из полученных частиц вступает в реакцию с бомбардируемым атомным ядром, другая отбрасывается. Реакции с дейтронами идут с большой эффективностью, особенно если учитывать заряд дейтрона и способность ускоряться в электрическом поле. Благодаря этому освобождающиеся из дейтрона нейтроны обладают большой энергией. К числу больших достоинств дейтронов является реакция дейтрона на дейтроне с выделением энергии. Данные реакции составляют основу реакции синтеза для ядерной энергетики. Они имеют вид:

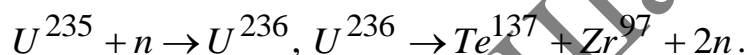


Первая реакция сопровождается выделением энергии 4,03 $MэВ$, вторая – 3,26 $MэВ$. Лёгкий водород и тритий также вступают в реакцию с дейтроном по схеме: ${}^1_1H + {}^2_1H \rightarrow {}^3_2He$, ${}^3_1H + {}^2_1H \rightarrow {}^4_2He + n$. В свою очередь, ${}^3_2He + {}^2_1H \rightarrow {}^4_2He + p$. Реакции 3_1H и 2_1H , а также 3_2He и 2_1H идут с выделением огромной энергии, соответственно 18,4 $MэВ$ и 17,6 $MэВ$. Они применяются для термоядерных реакций синтеза.

18 Открытие цепной ядерной реакции. Теория явления

В 1939 г. немецкие физико-химики Ган и Штрасман открыли явление деления атомных ядер урана на две близкие по массам частицы. Данное явление возникает при облучении ядер урана потоком нейтронов. Особую роль при этом играет возможность деления с одновременным вылетом нескольких нейтронов. При этом открывается возможность создания самоподдерживающейся реакции деления (ценной реакции).

В естественном уране имеются два изотопа U^{235} и U^{238} , причём главную массовую долю имеет U^{238} , а U^{235} составляет лишь 0,714 %. При этом, однако, U^{235} делится при медленных тепловых нейтронах, а также и быстрых. U^{238} делится только при быстрых нейтронах, обладающих большой энергией. Одной из реакций деления может быть следующая:



Деление с испусканием трёх нейтронов идёт по схеме:



Схема деления U^{235} приведена на рисунке 18.1.

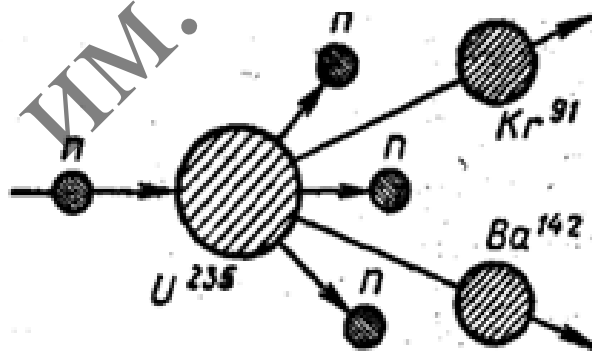


Рисунок 18.1 – Схема реакции деления урана U^{235}

Теорию деления атомных ядер построили Бор, Уилер и Я. И. Френкель. В основу теории заложено представление об уподоблении ядра урана жидкой капле, частицы которой при попадании в неё нейтронов начинают колебаться, в результате чего ядро разрывается на две части, разлетающиеся с огромной скоростью (энергией). Суммарная энергия продуктов распада составляет 200 МэВ.

Схематически ценная реакция представлена на рисунке 18.2.

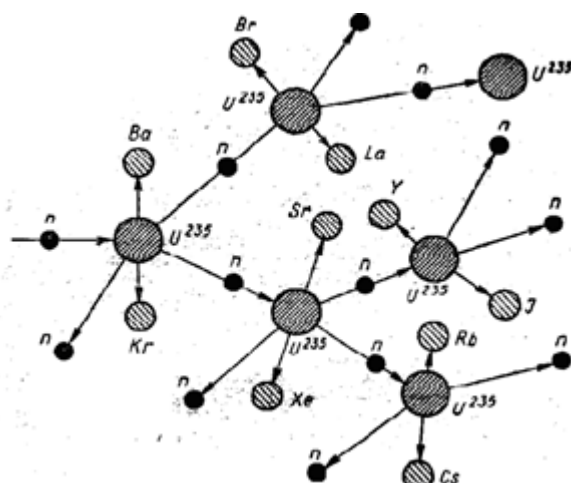
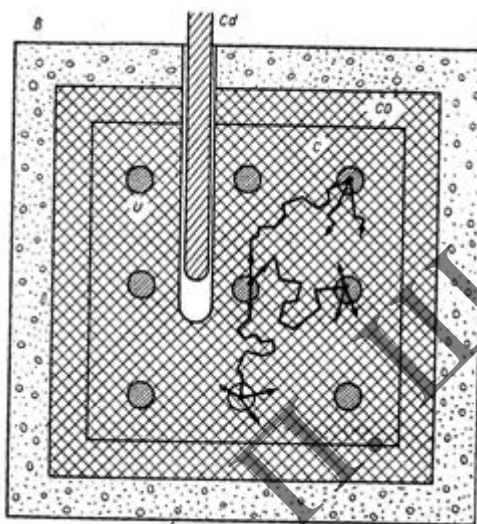


Рисунок 18.2 – Схема цепной ядерной реакции

При этом один нейтрон (слева), налетает на ядро U^{235} , вызывая его деление на Ba и Kr с вылетом трёх нейтронов. Два из них вызывают реакции деления, а один теряется за счёт поглощения или за счёт вылета из объёма, занятого ураном. Два последующих акта деления приводят к образованию 5 нейтронов, из которых три вызывают деление, прежде чем они поглотятся или вылетят за пределы объёма «горючего» вещества, число нейтронов в делящемся веществе будет неограниченно возрастать. Если развитие реакции ничем не ограничено, то происходит ядерный взрыв. На этом принципе основано функционирование атомной бомбы.

19 Принципиальная схема ядерного реактора

Для использования в ядерной энергетике цепную ядерную реакцию ограничивают так, чтобы число нейтронов, выделяющихся при реакции в единицу времени от некоторого (большого) значения, далее перестало возрастать. В настоящее время для ядерных реакций используют изотопы ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu . Принципиальная схема ядерного реактора, работающего на медленных нейтронах приведена на рисунке 19.1.



*U – урановые стержни; C – графит; B – бетонная защита;
Cd – кадмиевые стержни; CO – графитовой оболочкой*

Рисунок 19.1 – Принципиальная схема ядерного реактора

Урановые стержни, выполненные из естественного урана или обогащённого изотопом ^{235}U , графит достаточно высокой чистоты, бетонная защита от радиации, кадмиевые стержни.

Ядро урана ^{235}U испытывает деление, вследствие чего выделяется энергия и вылетают новые нейтроны. Чтобы эти нейтроны не поглотились в объёме или не вылетели из него, урановые стержни помещают в каналах, проделанных в графите. Графит эффективно замедляет нейтроны, поэтому при прохождении от одного уранового стержня к другому нейтроны достигают тепловых скоростей. ^{238}U интенсивно поглощает нейтроны с энергией около 5 эВ. Однако пройдя графит, нейтроны имеют энергию < 5 эВ, вызывают реакцию деления ^{235}U , не поглощаясь ^{238}U . Для затруднения вылета нейтронов из реактора активная зона окружена графитовой оболочкой CO. При этом достигаются критические условия для числа возникающих нейтронов. Если число нейтронов равно n , часть нейтронов поглотится и в результате этого останется доля p . При этом из числа вторичных нейтронов в тепловые превратится доля np . Поглощаются ^{235}U

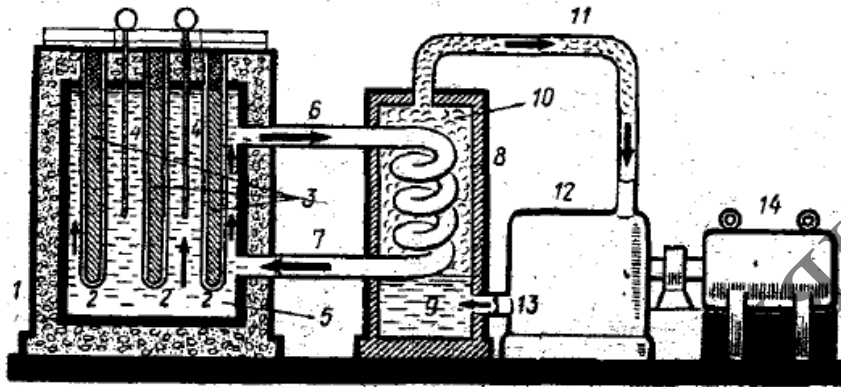
не все нейтроны, а только их доля k (при захвате только 85% это приводит к реакции деления). Тогда число делений ^{235}U составляет $\nu = nprk$. Величина ν называется коэффициентом размножения нейтронов. Если $\nu > 1$, то будет происходить развитие реакции, если $\nu < 1$, то реакция не возникнет, если $\nu = 1$, то реакция становится критической. Размеры реактора при $\nu = 1$ называются критическими. Цепная реакция взрывного типа реализуется в атомной бомбе. При этом две массы ^{235}U или ^{239}Pu находятся в разведённом (докритическом) состоянии. Затем с помощью обычного взрыва (тротил) одну из масс заставляют с большой скоростью двигаться навстречу другой. Тогда при $\nu > 1$ возникает неконтролируемая реакция в виде взрыва.

Первые реакторы имели размер в несколько метров и содержали 50 т ядерного топлива. Современные реакторы на обогащённом уране имеют значительно меньшие размеры.

Для наблюдения за реакцией и её автоматического контроля служат различные приборы, например ионизационные камеры, сигналы от которых подаются на механизмы регулировки положения кадмиевых или графитовых стержней. Для защиты окружающей среды от нейтронного и γ -излучения реактор размещают в мощной защитной оболочке из бетона.

20 Принципиальная схема атомной электростанции

На рисунке 20.1 приведена принципиальная схема атомной электростанции.



1 – бетонная защита; 2 – стержни (цилиндрические) с ураном (3);
4 – аварийные стержни; 5 – вода; 6, 7 – трубопровод; 8 – парогенератор;
9 – вода; 10 – насыщенный пар; 11 – трубопровод; 12 – паровую турбину;
13 – трубопровод; 14 – электрический генератор

Рисунок 20.1 – Схема атомной электростанции

При этом 1 – бетонная защита атомного реактора, 2 – стержни (цилиндрические) с ураном (3) внутри них. Урановые стержни-блоки 2–3 помещены в воду 5; вода (5) одновременно служит замедлителем, а также и теплоносителем. Вода находится под большим давлением и поэтому может быть нагрета до 300 °С (без кипения). Горячая вода из верхней зоны реактора поступает через трубопровод 6 в парогенератор 8, в котором испаряется вода 9; далее вода охлаждается и поступает через трубопровод 7 обратно в реактор. Насыщенный пар 10 через трубопровод 11 попадает в паровую турбину 12 и после отработки возвращается в парогенератор через трубопровод 13; турбина вращает электрический генератор 14; ток от генератора поступает в распределительное устройство, а затем во внешнюю распределительную электросеть. В реакторе имеются аварийные стержни 4, изготовленные из поглотителей нейтронов.

21 Термоядерная реакция синтеза ядер

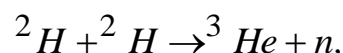
Из предыдущих тем следует, что масса или энергия покоя двух легких ядер оказывается больше, чем у суммарного ядра. Если бы эти ядра можно было бы привести в соприкосновение, то результирующее ядро имело бы меньшую массу и высвободилась бы энергия, равная разности их масс. Например, если бы удалось соединить два дейтрона и получить ядро гелия, масса которого меньше суммы масс дочерних ядер, то высвободилась бы энергия 24 МэВ с образованием гелия. Таким образом, при объединении двух дейтронов в энергию превращается 0,6 % их первоначальной массы покоя. Если бы этот процесс удалось использовать для производства энергии, то он оказался бы в 6 раз эффективнее процесса деления урана. Кроме того, в воде рек, озер и океанов содержатся неограниченные запасы недорогого дейтерия, чего нельзя сказать о других видах топлива. Однако серьезным препятствием выделения энергии из воды является закон Кулона, то есть сила электростатического отталкивания двух дейтронов при комнатной температуре, не позволяющая им сблизиться до радиуса действия ядерных сил. Для сближения до расстояния 10^{-14} м следует преодолеть потенциальный барьер:

$$U = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 10^{-14}} = 0,14 \text{ МэВ}.$$

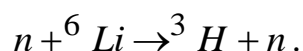
Пусть энергия каждого дейтрона $\frac{3}{2}k_B T$, тогда температура, до которой необходимо нагреть дейтроны, находится из соотношения $\frac{3}{2}k_B T = 0,07 \text{ МэВ}$.

Тогда $T = 5,6 \cdot 10^8 \text{ К}$. Таким образом, если бы удалось нагреть дейтроны до такой высокой температуры, то удалось бы осуществить реакцию синтеза ядер. Из-за туннельного эффекта нет необходимости в достижении столь высокой температуры. Для инициирования термоядерной реакции, например взрыва водородной бомбы, необходима температура $T = 5 \cdot 10^7 \text{ К}$. Ядерные реакции, требующие для своего осуществления миллион градусов, называются термоядерными.

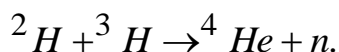
Чтобы поджечь ядерное горючее, вместо жидкого дейтерия используют соединение LiH , причем только с изотопами 6Li и 2H (дейтерий вместо водорода). Изотоп лития поглощает нейтроны, возникающие в реакции



тогда



Затем тритий вступает в реакцию



В результате происходит выгорание дешевого дейтерида лития — ${}^6({}^6\text{Li}{}^2\text{H})$, сопровождающееся образованием ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и нейтронов. Начавшись, термоядерная реакция сопровождается выделением энергии, и этим обеспечивается поддержание высоких температур, пока большая часть вещества быстро не «выгорит». В этом случае происходит то, что называется взрывом водородной бомбы. Термоядерное горючее для водородной бомбы (дейтерид лития) крайне дешево и не имеет ограничений на его количество при использовании в отдельной бомбе. Мощность таких бомб выше, чем 100 мегатонн (с ТНТ (тротил) — эквивалентом, равным по массе $9 \cdot 10^7$ т).

Чтобы с помощью термоядерного синтеза получить полезную энергию, реакция должна быть управляемой. Одна из технологических проблем состоит в том, что высокотемпературный газ, или плазму, необходимо удерживать таким образом, чтобы не расплавились стенки соответствующего объема установки реактора. Плазму в таких устройствах пытаются изолировать от стенок с помощью сильных магнитных полей. Таким образом, задача состоит в том, чтобы удерживать плазму в изолированном состоянии в течение достаточно продолжительного времени и при этом выработать мощность, превышающую ту, которая затрачена на запуск термоядерного реактора. Достигнутое к 80-м годам прошлого века время оказалось примерно в 50 раз меньше необходимого. В настоящее время оно сильно сократилось. В настоящее время существуют несколько схем реакторов подобного типа.

**Перечень вопросов для подготовки к экзамену по дисциплине
«Физика ядра» (модуль «Физика атома и физика ядра»)**

1. Открытие естественной радиоактивности.
2. Опыты Резерфорда.
3. Протон-нейтронная модель ядра.
4. Энергия связи атомного ядра.
5. Потенциальная энергия взаимодействия нуклонов ядра.
6. Жидко-капельная модель ядра.
7. Движение нуклонов ядра в модели Хартри-Фока.
8. «Оптический» метод определения размера ядер.
9. Рассеяние электронов высоких энергий.
10. Теория рассеяния заряженных частиц.
11. Прицельное расстояние и угол рассеяния.
12. Распределение заряда в пределах ядра.
13. Особенности прохождения микрочастиц через вещество.
14. Потери энергии заряженной частицы, проходящей через вещество.
15. Ионизационные потери заряженных частиц.
16. Рассеяние нейтронов высоких энергий на ядрах атомов вещества.
17. Сечение рассеяния нейтронов и радиус ядра.
18. Релятивистское приближение при рассеянии тяжёлых микрочастиц.
19. Прохождение лёгких заряженных частиц через вещество.
20. Формула Бора.
21. Релятивистская формула Бете.
22. Интенсивность тормозного излучения.
23. Поглощение γ -квантов.
24. Особенности квантовой электродинамики.
25. Потенциальная яма нуклон-нуклонного взаимодействия.
26. Энергия связи дейтрона.
27. Волновая функция ядра дейтрона.
28. Плотность массы ядра дейтрона.
29. Уровни энергии микрочастицы в трехмерной потенциальной яме.
30. Волновые функции микрочастицы.
31. Число состояний микрочастицы в ящике.
32. Уровень Ферми нуклонов ядра.
33. Граничная скорость нуклона на уровне Ферми.
34. Средняя кинетическая энергия нуклонов ядра.
35. Плотность тяжёлых ядер.

36. Потенциальная энергия ядра.
37. Энергия связи нуклона в ядре.
38. Число протонов и нейтронов в ядре.
39. Энергия возбуждения нуклонов в ядре.
40. Магическое число нейтронов или протонов ядра.
41. Сферически-симметричный нуклонный потенциал ядра.
42. Одночастичное уравнение Шредингера.
43. Уровни энергии трехмерного гармонического осциллятора.
44. Уровни энергии с учетом спин-орбитального взаимодействия.
45. Оболочки ядра.
46. Условие α -распада.
47. Кинетическая энергия, выделяющаяся при α -распаде.
48. Вероятность α -распада.
49. Закон радиоактивного распада.
50. Период полураспада.
51. Формула Гейгера-Неттола.
52. Виды и механизмы β -распада.
53. Примеры β -распада.
54. β -спектр атома.
55. Открытие нейтрино.
56. Электрослабое взаимодействие и теория Ферми.
57. Гамма-излучение.
58. Однокаскадное и многокаскадное γ -излучение.
59. γ -излучение при β -распаде.
60. γ -излучение при облучении нейтронами ядер урана.
61. Внутренняя конверсия ядра.
62. Метастабильные ядра-изомеры.
63. Эффект Мёсбауэра.
64. Сверхтонкая структура спектральных линий.
65. Спин ядра. Магнитный момент ядра.
66. Тонкая структура атомных уровней.
67. Расщепление тонкой структуры.
68. Спиновый момент ядра.
69. Момент импульса атома с учетом спина ядра.
70. Энергия сверхтонкого расщепления.
71. Кратность сверхтонкого расщепления спектров атома.
72. Ядерный магнитный резонанс.

73. Фотоумножитель.
74. Сцинтилляционный счётчик.
75. Камера Вильсона.
76. Счётчик Гейгера-Мюллера.
77. Реакции под действием α -частиц.
78. Ядерные реакции на α -частицах с образованием позитрона (β -распад).
79. Ядерные реакций с протонами.
80. Ядерные реакции с дейтронами.
81. Открытие ценной ядерной реакции. Теория явления.
82. Цепная ядерная реакция.
83. Коэффициент размножения нейтронов.
84. Принцип работы атомной электростанции.
85. Неуправляемая цепная ядерная реакция.
86. Термоядерная реакция синтеза.

МГТУ ИМ. И. П. ШАМЯКИНА

Список использованной и рекомендуемой литературы

1. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика : в 2 ч. / Д. В. Сивухин. – М. : Наука, 1980. – Ч. 1. – 416 с.
2. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика : в 2 ч. / Д. В. Сивухин. – М. : Наука, 1980. – Ч. 2. – 415 с.
3. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1976. – Т. 3. – 304 с.
4. Королев, Ф. А. Курс физики. Оптика. Атомная и ядерная физика / Ф. А. Королев. – М. : Просвещение, 1974. – 608 с.
5. Орир, Дж. Физика : в 2 т. / Дж. Орир. – М. : Мир, 1981. – Т. 1, 2. – 622 с.
6. Квасов, Н. Т. Физика атома / Н. Т. Квасов, Ю. И. Савилова, М. Ф. Санникович. – Минск : ИВЦ Минфина, 2014. – 207 с.

МГТУ ИМ. И. П. ШАМЯКИНА

Предметный указатель

- Альфа-распад 27
Альфа-частица 27
- Бетта-распад 29
Бетта-частица 29
- Волновое уравнение Шредингера 25
- Гамма-излучение 31
Гамма-фотон 31
Граничная скорость Нуклона 21
- Дейтрон 43
Дефект массы 6, 22
Дочернее ядро 27
- Изобар 5
Изотон 5
Изотоп 5
- Квантовое число 35
- Магнетон Бора 34
Магнитный момент 33
Массовое число ядра 5
Материнское ядро 31
Механизм ядерной реакции 42, 43
Многокаскадное излучение 31
Момент дипольный 34
– спиновый 33
- Нейтрон 5
Нуклид 5
Нуклон 6
- Порядковый номер элемента 5
Принцип Паули 20
Протон 5
Позитрон 29
Реакция деления 43, 44
- Реакция синтеза 49
- Спин 33
Сцинтилляционный счетчик 37
Счетчик Черенкова 39
- Термоядерная реакция 49
- Удельная энергия связи 49
Уровень Ферми 19
Ускоритель заряженных частиц 40
- Фотоумножитель 37, 39
- Цепная реакция 44
- Энергия Ферми 21
Эффект Комптона 45
- Ядерное гирромагнитное отношение 33
- Ядерные реакция 42

Справочное издание

ФИЗИКА ЯДРА
Справочные материалы

Составители:

Кулак Геннадий Владимирович,
Николаенко Татьяна Викторовна

Корректор *А. В. Солохов*
Оригинал-макет *М. В. Бобкова*
Дизайн обложки *Л. В. Клочкова*

Иллюстративный материал на первой странице обложки заимствован из общедоступных Интернет-ресурсов, не содержащих ссылок на авторов этих материалов и ограничения на их заимствование.

Подписано в печать 28.12.2023. Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная.
Цифровая печать. Усл. печ. л. 3,25. Уч.-изд. л. 2,31.
Тираж 65 экз. Заказ 42.

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования «Мозырский государственный
педагогический университет имени И. П. Шамякина».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий N 1/306 от 22 апреля 2014 г.
Ул. Студенческая, 28, 247777, Мозырь, Гомельская обл.
Тел. (0236) 24-61-29.