

Министерство образования Российской Федерации

Ростовский государственный университет

Мальцев Ю.Ф., Землянов А.П., Мальцева Т.Ю.

Методические указания
к курсу «Ядерная физика» для студентов дневного
и вечернего отделения физического отделения РГУ.

**Ядерная физика. Основные термины, понятия
и формулы.
часть 1**

Ростов-на-Дону

2002

Оглавление.

1. Состав атомных ядер.....	3
1.1. Протон.....	3
1.2. Нейтрон.....	4
1.3. Состав атомных ядер.....	6
1.4. Формы и размеры атомных ядер.....	7
1.5. Характеристики атомного ядра.....	8
1.6. Спин ядра I.....	9
2. Ядерные силы.....	10
2.1. Механизм взаимодействия нуклонов.....	11
2.2. Модели ядер.....	11
2.3. Капельная модель.....	12
2.4. Оболочечная модель.....	12
3. Масса и энергия связи ядер.....	13
4. Цепные ядерные реакции.....	19
4.1. Деление ядер урана.....	19
4.2. Критическая масса.....	21
4.3. Атомная бомба.....	22

1. Состав атомных ядер

1.1. Протон. Первая частица, входящая в состав атомных ядер, была открыта Э.Резерфордом в 1919 г. Используя экспериментальную установку, схема которой изображена на рис 8.2, он исследовал взаимодействие альфа-частиц с ядрами атомов азота.

В герметичный сосуд помещался источник альфа-частиц D , перед источником располагался прозрачный экран F , покрытый сульфидом цинка. При выкачивании воздуха из сосуда альфа-частицы достигали экрана и вызывали световые вспышки – сцинтилляции. Эти световые вспышки наблюдались с помощью микроскопа M .

При заполнении сосуда газообразным азотом альфа – частицы растратчивали свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов и не достигали экрана. Однако редкие световые вспышки все же наблюдались. Эти вспышки вызывались какими–то заряженными частицами, появляющимися в результате взаимодействия альфа – частиц с атомами азота. Электроны не способны вызвать в кристалле сульфида цинка световую вспышку, видимую в микроскопе. Следовательно, альфа – частицы из ядер азота выбивали какие – то другие заряженные частицы.

Исследования действия электрических и магнитных полей на частицы, выбиваемые из ядер азота, показали, что эти частицы обладают положительным элементарным зарядом и масса их равна массе ядра атома самого легкого изотопа водорода – протия ${}_1^1H$. Эти частицы – ядра атомов самого легкого изотопа водорода – назвали *протонами*.

Выполнив опыты с бором, фтором, натрием, алюминием, фосфором, неоном, магнием и рядом других элементов, Резерфорд обнаружил, что из ядер атомов всех этих элементов альфа – частицы выбивают протоны.

Положительный заряд протона точно равен элементарному заряду $e=1,60217733 \cdot 10^{-19}$ Кл, масса протона равна $m_p=1,6726231 \cdot 10^{-27}$ кг= $1,00726470$ а.е.м.= $938,27231$ МэВ.

1.2.Нейтрон. Открытие протона не давало еще ответа на вопрос с том, из каких частиц состоят атомные ядра. В самом деле, если считать, что атомные ядра состоят только из протонов, то возникают противоречия.

Так как заряд ядра атома химического элемента с порядковым номером Z в таблице Менделеева содержит Z элементарных положительных зарядов, то естественно было бы предположить, что ядро любого из атомов этого химического элемента составлено из Z протонов. В таком случае ядро атома химического элемента с порядковым номером Z должно было обладать электрическим зарядом $q=Ze$ и массой $m=Zm_p$. Но в действительности масса, например, ядра атома кислорода не в 8 раз больше массы ядра атома водорода, а примерно в 16 раз.

Первый шаг на пути к открытию второй частицы, входящей в состав атомных ядер, сделали в 1930г. В.Боте и Г.Беккер. Они обнаружили, что при облучении бериллия и лития альфа – частицами возникает излучение неизвестной природы, способное проходить через толстые слои свинца с меньшим ослаблением, чем рентгеновское или гамма – излучение. В 1932 г. Ф. и И. Жолио – Кюри установили, что излучение, возникающее при облучении бериллиевой пластины альфа – частицами, выбивает из парафина протоны, т.е. ядра атомов водорода.

Дж. Чедвик в 1932г. выполнил опыты по изучению свойств излучения, возникающего при облучении бериллия альфа – частицами. Он установил, что это излучение является потоком нейтральных частиц с массой, примерно равной массе протона.

Гипотезу о возможности существования в атомном ядре нейтральной частицы с массой примерно равной массе

протона, Резерфорд высказал еще в 1920г. Эту предполагаемую частицу он назвал *нейтроном* (от лат. neutron – ни тот, ни другой, т.е. не имеющий ни положительного, ни отрицательного заряда, нейтральный). Опыты Чедвика явились экспериментальным доказательством существования нейтронов.

По результатам современных измерений масса свободного нейтрона равна $m_n=1,6749286 \cdot 10^{-27} \text{ кг}=1,008664902 \text{ а.е.м.}=939,56563 \text{ МэВ}$. Сравнение масс нейтрона и протона показывает, что они различаются очень незначительно, менее чем на 0,2%. Однако важно отметить при этом, что масса нейтрона превосходит массу протона более чем на две электронные массы.

Одной из загадок нейтронов было отсутствие их в природе в свободном виде. Их нет ни в воздухе, не в земных породах. Однако этой загадке вскоре было найдено объяснение. Причиной отсутствия заметных количеств свободных нейтронов оказалась их неустойчивость, нестабильность. Каждый нейtron, каким – либо способом освобожденный из атомного ядра, через несколько минут

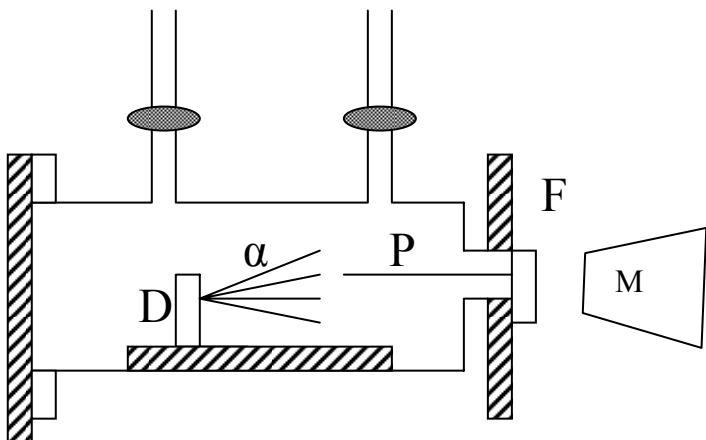
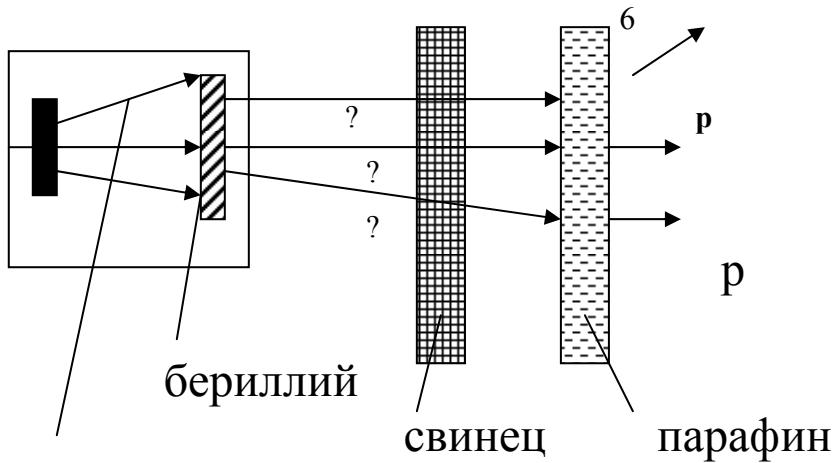


рис.1



альфа –
частицы

рис.2

самопроизвольно распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино.

1.3. Состав атомных ядер. После открытия нейтрона Д.Д.Иваненко и В. Гейзенберг выдвинули гипотезу о протонно – нейтронном строении ядра. Согласно этой идеи все ядра состоят из протонов и нейtronов.

Число с одинаковым числом протонов в атомном ядре равно зарядовому числу Z , число нейtronов обозначается буквой N . Общее число нуклонов (т.е. протонов и нейtronов) равно массовому числу:

$$A = Z + N.$$

Ядра с одинаковым числом протонов, но с различным числом нейtronов являются ядрами различных изотопов одного химического элемента. Из – за разного числа нейtronов ядра различных изотопов одного химического элемента обладают разными массами и могут отличаться по физическим свойствам, например по способности к радиоактивному распаду. Из – за одинакового заряда атома разных изотопов одного химического элемента имеют одинаковое строение электронных оболочек и поэтому обладают одинаковыми химическими свойствами.

Обозначается изотоп символом химического элемента X с указанием слева вверху массового числа A и слева снизу – зарядового числа Z , т.е. символом ${}_Z^AX$.

Например, самый легкий изотоп водорода, ядром которого является один протон, обозначается символом ${}_1^1H$. Тяжелый изотоп водорода – дейтерий, ядро которого содержит один протон и один нейтрон, обозначается символом ${}_1^2H$; сверхтяжелый изотоп – тритий – символом ${}_1^3H$.

Открытие частиц, из которых состоит атомное ядро, поставило новую проблему – выяснить природу сил, связывающих частицы в атомном ядре.

1.4.Форма и размеры атомных ядер. Изучение рассеяния альфа – частиц и других видов излучений на ядрах атомов различных химических элементов и другие исследования показали, что многие атомные ядра имеют форму, близкую к сферической. Радиус атомного ядра определяется приближенной формулой:

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где $r_0=1,3$ фм= $1,3 \cdot 10^{-15}$ м, A – массовое число.

Так как радиус атомного ядра пропорционален корню кубическому из массы ядра, то объем атомного ядра пропорционален его массе в первой степени:

$$V \sim R^3 \sim A \sim M.$$

Поскольку $M=A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг, то у ядерного вещества

$$\rho = \frac{M}{V} \approx \frac{M}{4/3\pi R^3} = \frac{1,66 \cdot 10^{-27} A \text{ кг}}{4/3\pi (1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3})^3 \text{ м}^3} \approx 1,8 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3.$$

У атомного ядра (как и у всякой квантовой системы) нет четко определенной границы. В экспериментах по рассеянию электронов и нуклонов на ядрах установлено, что в каждом ядре имеется внутренняя область, в которой плотность ρ ядерного вещества практически постоянна, и поверхностный слой, где эта плотность падает до нуля. Типичное распределение концентрации нуклонов в зависимости от расстояния до центра ядра, т.е. $n(r)$ показано на рис.3, где r_0 – радиус ядра, на котором концентрация нуклонов падает в два раза.

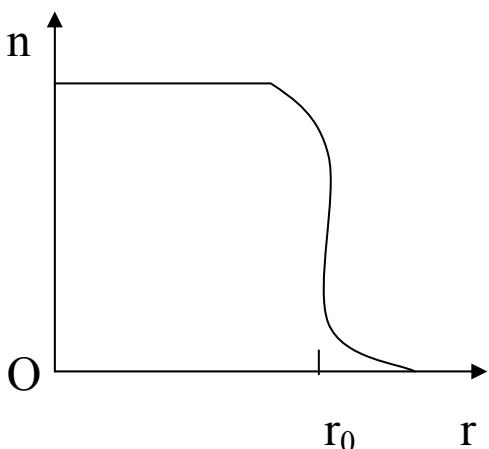


рис.3

1.5. Характеристики атомного ядра. Основными величинами, характеризующими атомное ядро, являются зарядовое Z и массовое A числа. Число Z равно количеству протонов в ядре и определяет его электрический заряд Ze . Его также называют *атомным номером*. Массовое число A определяет число нуклонов в ядре. Число же нейтронов в ядре $N = A - Z$.

Символически эти характеристики ядра обозначают так:

$${}^A_Z X, \quad (1)$$

где под X имеется в виду химический символ элемента, которому принадлежит данное ядро, например, ${}^2_1 H, {}^4_{22} H, {}^{238}_{92} U$ и т.д. Поскольку Z определяется местом элемента в периодической системе, число Z в символическом обозначении (1) часто не указывают.

В соответствии с общепринятой терминологией конкретные атомы с данным числом протонов и нейтронов в ядре принято называть *нуклидами*. Нуклиды с одинаковым числом протонов (т.е. принадлежащие одному химическому элементу) называют *изотопами*.

Атомы изотопов обладают практически очень близкими физико – химическими свойствами. Это связано с тем, что на строение электронной оболочки атома ядро влияет в основном только своим электрическим полем. У изотопов же эти поля одинаковы, за исключением некоторых случаев.

Сильнее всего это различие у трех нуклидов: 1H , 2H , 3H , ядра которых также существенно отличаются друг от друга. Поэтому этим трем нуклидам присвоены разные названия – соответственно обычный водород, *дейтерий* и *тритий*, а ядра дейтерия и трития – *дейтрон (d)* и *тритон(t)*.

У разных атомов число изотопов различно, среди них имеются стабильные и радиоактивные.

1.6. Спин ядра I. Он слагается из спинов нуклонов и их орбитальных моментов. Напомним, что при определении спина называют одно число, которым указывается максимальная проекция спина на произвольную ось Z.

Спин нуклона равен $\frac{1}{2}$, поэтому спин I ядра может быть как целым, так и полуцелым – в зависимости от числа нуклонов, четного или нечетного.

В основных состояниях всех стабильных ядер $I << 9/2$. Это указывает на то, что моменты импульса большинства нуклонов в ядре взаимно компенсируют друг друга, располагаясь «антипараллельно». У всех ядер с четными числами протонов и нейtronов спин основного состояния $I=0$.

Со спином ядра связан магнитный момент. Взаимодействие магнитных моментов электронов и ядра приводит к дополнительному расщеплению энергетических уровней, в результате чего линии тонкой структуры испытывают в свою очередь расщепление – наблюдается так называемая *сверхтонкая структура* спектральных линий. Соответствующее расщепление весьма мало (порядка нескольких тысяч нм), и его можно наблюдать лишь с помощью спектральных приборов очень высокой разрешающей способности (например, инферометрами Фабри-Перо).

2. Ядерные силы

Наблюдаемая при опыте устойчивость ядер означает, что ядерное взаимодействие не может быть сведено к электрическому, магнитному или гравитационному взаимодействиям. В самом деле, между протонами в ядре должна действовать кулоновская сила отталкивания. Наличие магнитных моментов у протонов может вызывать как притяжение, так и отталкивание (в зависимости от взаимной ориентации магнитных моментов). Гравитационная сила, хотя и отвечает притяжению нуклонов, намного слабее кулоновской. Следовательно, в случае атомных ядер имеет место особое взаимодействие. Это взаимодействие называют *сильным*, а отвечающие ему силы - *ядерными*. Ядерные силы – это силы, действующие между нуклонами и удерживающие их в ядре. По сравнению с которыми электромагнитные силы отталкивания в сотни раз слабее.

Отличительными особенностями ядерных сил являются следующие.

1. Эти силы являются *короткодействующими* с радиусом действия $\sim 10^{-13}$ см. На существенно меньших расстояниях притяжение нуклонов сменяется их отталкиванием.
2. Они обладают *зарядовой независимостью*, что проявляется в одинаковости сил взаимодействия нуклонов *n-n*, *p-p*, *n-p*.
3. Эти силы не являются *центральными*. Их, образно говоря, нельзя представить направленными вдоль прямой, проходящей через центры взаимодействующих нуклонов. Нецентральность связана с тем фактом, что эти силы зависят от ориентации спинов нуклонов.

4. Обладают свойством *насыщения*: каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом ближайших нуклонов. Это проявляется практически в независимости удельной энергии связи от массового числа A.

2.1. Механизм взаимодействия нуклонов.

Согласно классической физике взаимодействие между частицами осуществляется посредством силовых полей. Так, покоящийся электрический заряд создает вокруг себя электрическое поле, которое воздействует на другой заряд с некоторой силой.

Квантовая физика не изменила такое представление, но учла квантовые свойства самого поля: всякому полю должна соответствовать определенная частица – **квант поля**, которая и является переносчиком взаимодействия. Одна из взаимодействующих частиц испускает квант поля, другая его поглощает. В этом и состоит механизм взаимодействия частиц. Существенно, что обмен частицами лежит в основе вообще всех взаимодействий частиц и является фундаментальным квантовым свойством природы (например, электромагнитные взаимодействия осуществляются путем обмена фотонами).

При взаимодействии нуклонов квантами поля являются π -мезоны, существование которых было предсказано Юкавой (1935). По его оценке эти частицы занимали промежуточное положение по массе между электроном и нуклоном. И такие частицы были экспериментально обнаружены.

2.2. Модели ядер.

К настоящему времени еще нет последовательно законченной теории ядра, которая бы единым образом объясняла все его свойства. И связано это в основном с двумя трудностями:

1. недостаточность наших знаний о силах взаимодействия нуклонов в ядре и

2. каждое атомное ядро- это квантовая система многих сильно взаимодействующих частиц; задача же многих тел в квантовой теории чрезвычайно трудна и громоздка. До сих пор не найдены способы ее решения.

Поэтому в теории атомного ядра очень важную роль играют *модели*, достаточно хорошо описывающие определенную совокупность ядерных свойств и допускающие сравнительно простую математическую трактовку. При этом каждая модель обладает, естественно, ограниченными возможностями и не претендует на полное описание ядра.

Ограничимся кратким рассмотрением двух моделей ядра: капельной и оболочной.

2.3.Капельная модель. Эта простейшая модель была предложена М.Борном (1936). В ней атомное ядро рассматривается как капля заряженной несжимаемой жидкости с очень высокой плотностью ($\sim 10^{14}$ г/см³). Капельная модель позволила вывести полуэмпирическую формулу для энергии связи ядра и помогла объяснить ряд других явлений, в частности процесс деления тяжелых ядер.

2.4.Оболочная модель. Эта модель, предложенная Гепперт-Майер и Йенсоном (1950), является более реалистичной. В данной модели считается, что каждый нуклон движется в усредненном поле остальных нуклонов ядра. В соответствии с этим имеются дискретные энергетические уровни, заполненные нуклонами с учетом принципа Паули. Эти уровни группируются в *оболочки*, в каждой из которых может находиться определенное число нуклонов. Полностью заполненные оболочки образуют особо устойчивые структуры. Таковыми являются ядра, имеющие, в соответствии с опытом, число протонов, либо нейtronов (либо оба эти числа) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Эти числа и соответствующие им ядра называют *магическими*.

3. Масса и энергия связи ядра.

Масса ядра не является аддитивной величиной: она не равна сумме масс образующих ядро нуклонов. Причиной является сильное взаимодействие нуклонов в ядре. Из-за этого взаимодействия для полного разделения ядра на отдельные свободные нуклоны необходимо произвести минимальную работу, которая и определит *энергию связи ядра* $E_{\text{св}}$. Наоборот, при образовании ядра из свободных нуклонов эта энергия выделяется (в виде, например, электромагнитного излучения).

Известно, что энергия покоя частицы связана с его массой как $E_0 = mc^2$. Значит, энергия покоя ядра меньше суммы энергий покоя свободных нуклонов, входящих в состав данного ядра (рис. 4.), и мы имеем:

$$E_{\text{св}} = \Sigma m_N - m_y, \quad (2)$$

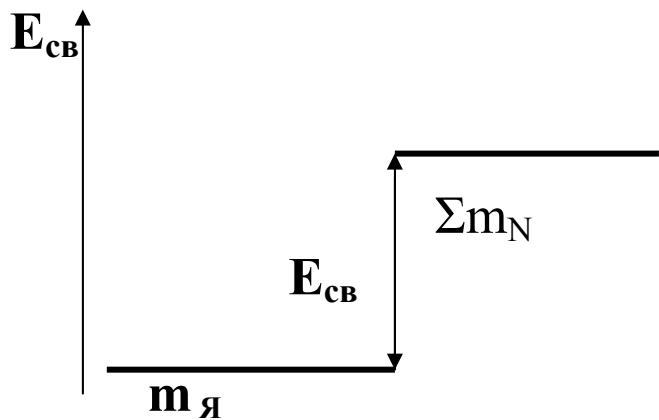


рис.4

где Σm_N – сумма масс нуклонов, m_y – масса ядра. Здесь, как и в дальнейшем, массы частиц выражены в энергетических единицах. Более детально (2) записывают так:

$$E_{\text{св}} = Zm_p + Nm_n - m_y, \quad (3)$$

где Z и N – число протонов и нейтронов в ядре, причем

$$Z + N = A.$$

Формула (3) неудобна для практических расчетов, поскольку в таблицах приводятся массы не ядер, а массы нуклидов, т.е. атомов m_a . Учитывая это обстоятельство, поступим так. Соотношение (3) практически не изменится, если заменить массу протона массой нуклида 1H (m_H), а массу ядра m_a – массой соответствующего нуклида (m_n). Другими словами, в выражении (3) мы добавляем Z электронов и столько же их вычитаем, пренебрегая при этом ничтожной по сравнению с массой ядра энергией связи электрона с ядром.

И тогда формулу (3) можно записать в виде

$$E_{cb} = Zm_H + Nm_n - m_a \quad (4)$$

Более того, для упрощения расчетов вводят понятия *дефект массы* Δ как разность между массой (в а.е.м.) и массовым числом A ядра или нуклона: $\Delta = m - A$. Тогда

$$m_H = 1 + \Delta_H, \quad m_n = 1 + \Delta_n, \quad m_a = A + \Delta_a, \quad (4)$$

и формулу (8.6) можно представить в виде

$$E_{cb} = Z\Delta_H + N\Delta_n - \Delta_a \quad (5)$$

где $N = A + Z$. Соответственно и в таблицах приводят не массы нуклидов, а их дефекты масс, как это показано (в качестве примера) в таблице.

Таблица

Z	Нуклид	Дефект массы $\Delta = m - A$, а.е.м.
0	n	0,008665
1	H	0,007825
	^2H	0,014102
	^3H	0,016049
2	^3He	0,016030
	^4He	0,002604

Более обширная таблица дефектов масс Δ приведена в Приложении, из которой видно, что Δ может быть как положительным, так и отрицательным. За «начало отсчета» принят нуклид ^{12}C , дефект массы которого $\Delta = 0$.

3.1. Удельная энергия связи.

Так называют энергию связи, приходящуюся в среднем на один нуклон, т.е. $E_{\text{св}}/A$, тем ядро прочнее.

Пример. Вычислим с помощью таблицы 8.1 удельную энергию связи в ядре ^4He .

Воспользовавшись формулой (8.8), запишем:

$$E_{\text{св}} = 2 * 0,007825 + 2 * 0,008665 - 0,002604 = 0,030376 \text{ а.е.м.}$$

Учитывая, что 1 а.е.м. соответствует энергии 931,5 МэВ, получим:

$$E_{\text{св}} = 28,3 \text{ МэВ и } E_{\text{св}}/A = 7,1 \text{ МэВ.}$$

Для сравнения: энергия связи электронов в атомах порядка 10 эВ, что по существу пренебрежимо мало с величиной удельной энергии связи ядра.

Аналогично (8.8) имеет вид формула для расщепления ядра массы m , например, на две частицы с массами m_1 и m_2 . Необходимая для этого работа равна энергии связи $E_{\text{св}}$ этих частиц в исходном ядре. Она определяется (рис. 5) как

$$E_{\text{св}} = \Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_a, \quad (6)$$

где все три слагаемых справа – это дефекты масс соответствующих данным ядрам нуклеидов (в а.е.м. или МэВ). Еще раз отметим, что используя дефекты масс вместо самих масс, мы заметно упрощаем процедуру расчета.

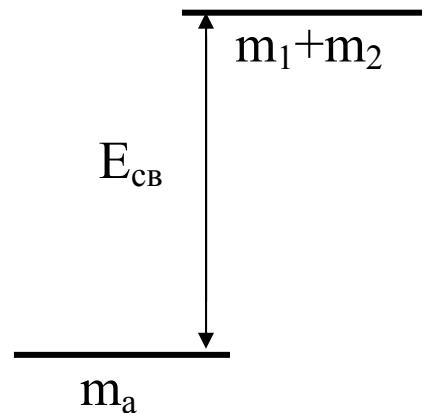


Рис. 5

Число протонов и нейтронов в процессе расщепления ядра не меняется, поэтому в выражении $E_{\text{св}} = (m_1 + m_2) - m$, где m_1 и m_2 – массы ядер, на которые расщепилось исходное ядро массы m ; массы (и энергии покоя) протонов и нейтронов сокращаются и остается только со знаком минус энергия связи этих трех ядер. В результате имеем

$$E_{\text{св}} = E_{\text{св я}} - (E_{\text{св 1}} + E_{\text{св 2}}) \quad (7)$$

где $E_{\text{св я}}$ – энергия связи исходного ядра.

Формулы, подобные (6) и (7), широко используют в ядерной физике при анализе тех или иных ядерных реакций.

Интересно сравнивать полученную в предыдущем примере удельную энергию связи у ядра ${}^4\text{He}$ с энергией связи, скажем, одного нейтрона в этом же ядре (т.е. с работой, которую необходимо затратить для извлечения одного нейтрона из этого ядра).

В этом процессе нуклид ${}^4\text{He}$ превращается в нуклид ${}^3\text{He}$, и мы, воспользовавшись формулой (6) и таблицей, запишем:

$$E_{\text{св}} = \Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_4 = 0,02125 \text{ а.е.м.} = 19,8 \text{ МэВ},$$

где $\Delta_1, \Delta_3, \Delta_4$ – это дефекты масс нуклидов ${}^1\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Отличие полученного результата от удельной энергии связи (7,1 МэВ) весьма разительное. Но дело в том, что это разные по своей сути величины. Можно, конечно, продолжать бы этот процесс: из ядра ${}^3\text{He}$ извлечь, например, протон, т.е. найти энергию связи протона с этим ядром. Получим нуклид ${}^2\text{H}$. Из него извлечь последовательно сначала один, затем другой нейtron. И мы обнаружим, что суммарная работа всех этих процессов, т.е. сумма соответствующих энергий связи, окажется, как и должно быть, равной энергии связи ядра ${}^4\text{He}$, т.е. 28,3 МэВ.

Вернемся к удельной энергии связи $E_{\text{св}}/A$. Эта величина зависит от массового числа A . График соответствующей зависимости показан на рис 6. Анализ вида этого графика дает существенную информацию о свойствах ядер и даже о характере ядерных сил между нуклонами.

Рассмотрим рис. 6 (см ниже).

Удельная энергия связи $\delta E_{\text{св}} = E_{\text{св}}/A$ – энергия связи, приходящаяся на один нуклон. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер: чем больше $\delta E_{\text{св}}$, тем устойчивее ядро.

Удельная энергия связи зависит от массового числа химического элемента (рис. 6). Как следует из рисунка, удельная энергия связи для большинства ядер равна 6-8 МэВ/нуклон. Ее максимум приходится на область с массовыми числами от 50 до 60, что соответствует наиболее стабильным ядрам.

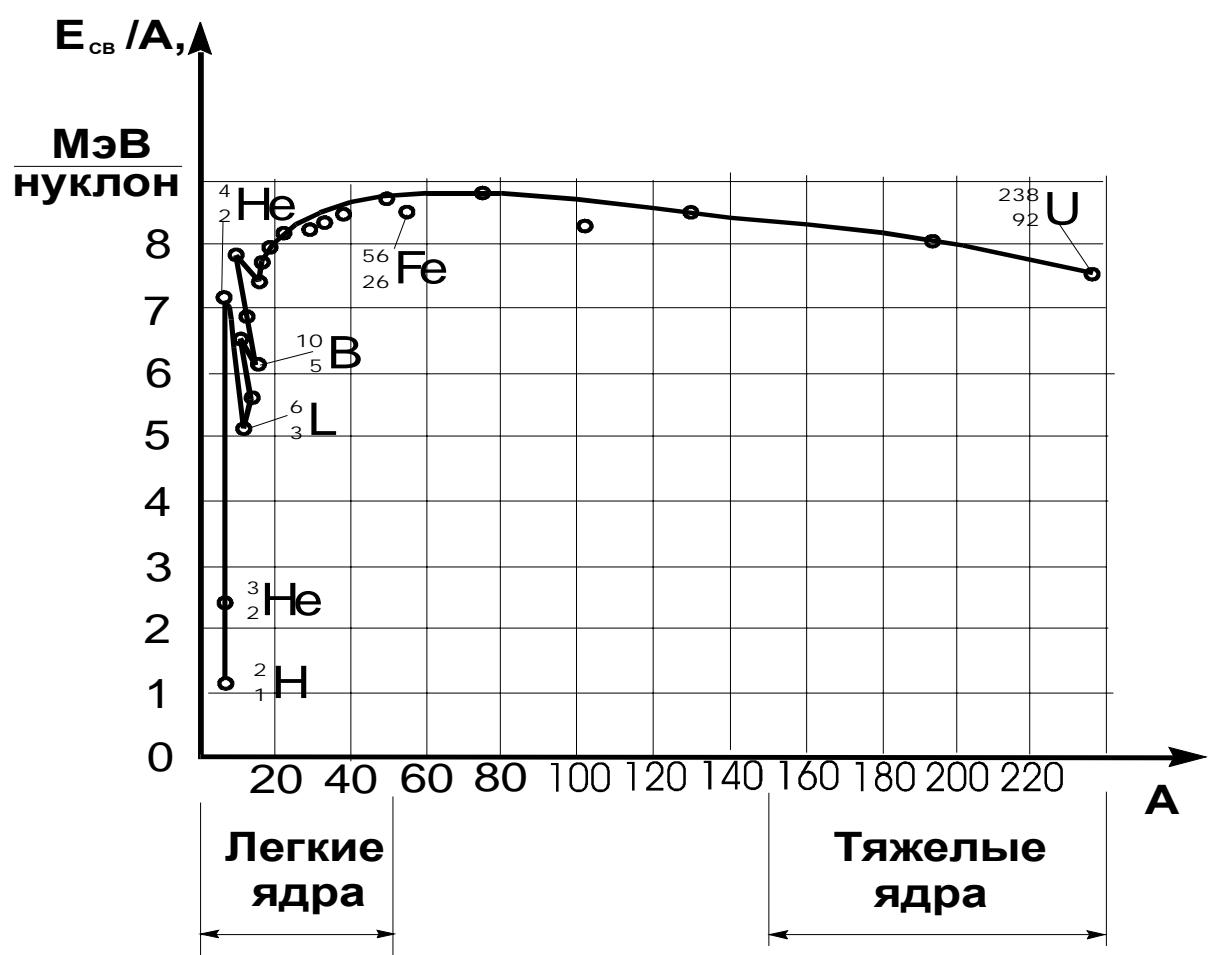


Рис. 6

По мере увеличения A $\delta E_{\text{св.}}$ постепенно уменьшается и составляет, например, для $^{238}_{92}U$ 7,6 МэВ/нуклон. Это уменьшение объясняется тем, что с *возрастанием числа протонов в ядре увеличивается и энергия их кулоновского отталкивания*: связь между нуклонами становится менее сильной, в результате чего ядра – менее прочными. В области малых массовых чисел ($A \leq 12$) $\delta E_{\text{св.}}$ претерпевает ряд скачков, причем «пики» характерны для ядер с четным числом протонов и нейтронов ($^4He, ^{12}_6C, ^{16}_8O$), а минимумы – для ядер с нечетным числом протонов и нейтронов ($^6Li, ^{10}_5B, ^{14}_7N$).

Из зависимости удельной энергии связи от массовых чисел следует, что энергетически выгодны следующие процессы: 1) деление тяжелых ядер на более легкие; 2) слияние легких ядер в более тяжелые. При обоих процессах выделяется огромное количество энергии; эти процессы в настоящее время осуществлены практически (реакции деления и термоядерные реакции).

Удельная энергия связи нуклонов в ядре в сотни тысяч раз превосходит энергию связи электронов в атомах.

Открытие сложности структуры атомных ядер и энергии связи нуклонов в ядре поставило ряд новых вопросов: может ли атомное ядро изменить свое состояние при взаимодействии с другими атомными ядрами и частицами или оно существует только в одном состоянии с одним запасом энергии? Если изменение энергетического состояния ядра возможно, то каковы спектры изменения энергии ядер – сплошные или линейчатые?

4. Цепные ядерные реакции

4.1. Деление ядер урана. В 1934 г. Жолио – Кюри высказал предположение о возможности использования

энергии ядерных реакций в практических целях, если удастся осуществить цепные ядерные реакции. Эта гипотеза получила экспериментальное подтверждение. Частицами, способными к осуществлению цепных реакций, оказались нейтроны.

Ядро урана $^{238}_{92}U$ состоит из 92 протонов и 146 нейtronов. При делении ядра урана на две равные части должно получиться два ядра изотопа празеодима $^{119}_{46}Pa$. В ядре стабильного изотопа празеодима $^{108}_{46}Pa$ 46 протонов и 62 нейтрана, а не 73 нейтрана, как в ядре изотопа празеодима $^{119}_{46}Pa$. Ядра с таким большим избытком нейтронов в природе не встречаются. Поэтому можно было ожидать, что деление ядра урана будет сопровождаться освобождением нескольких нейтронов, которые смогут поддержать развитие цепной реакции.

Освобождение нейтронов при делении ядер урана обнаружили в 1939 г. Ф. Жолио – Кюри, Х.Халбан и Л.Коварски. Оказалось, что при делении одного ядра урана на два осколка освобождается 2 или 3 нейтрана и выделяется около 200 МэВ энергии. Примерно 165 МэВ выделяется в виде кинетической энергии ядер – осколков, остальная энергия приходится на нейтраны гамма – кванты. При благоприятных условиях освобождающиеся в первой реакции нейтраны могут попасть в другие ядра урана и вызвать их деление. При делении трех ядер урана должно освобождаться от 6 до 9 новых нейтронов, они попадут в новые ядра урана и т.д. Схема развития цепной реакции деления ядер урана представлена на рисунке 7.

Практическое осуществление цепных реакций – не такая простая задача, как это выглядит на схеме. Нейтраны, освобождающиеся при делении ядер урана, способны вызвать деление лишь ядер изотопа урана с массовым числом 235, и для этого пригодны для даже медленные (тепловые) нейтраны. Деление же ядер изотопа урана с массовым числом

^{238}U не происходит, нейтроны просто захватываются этими ядрами.

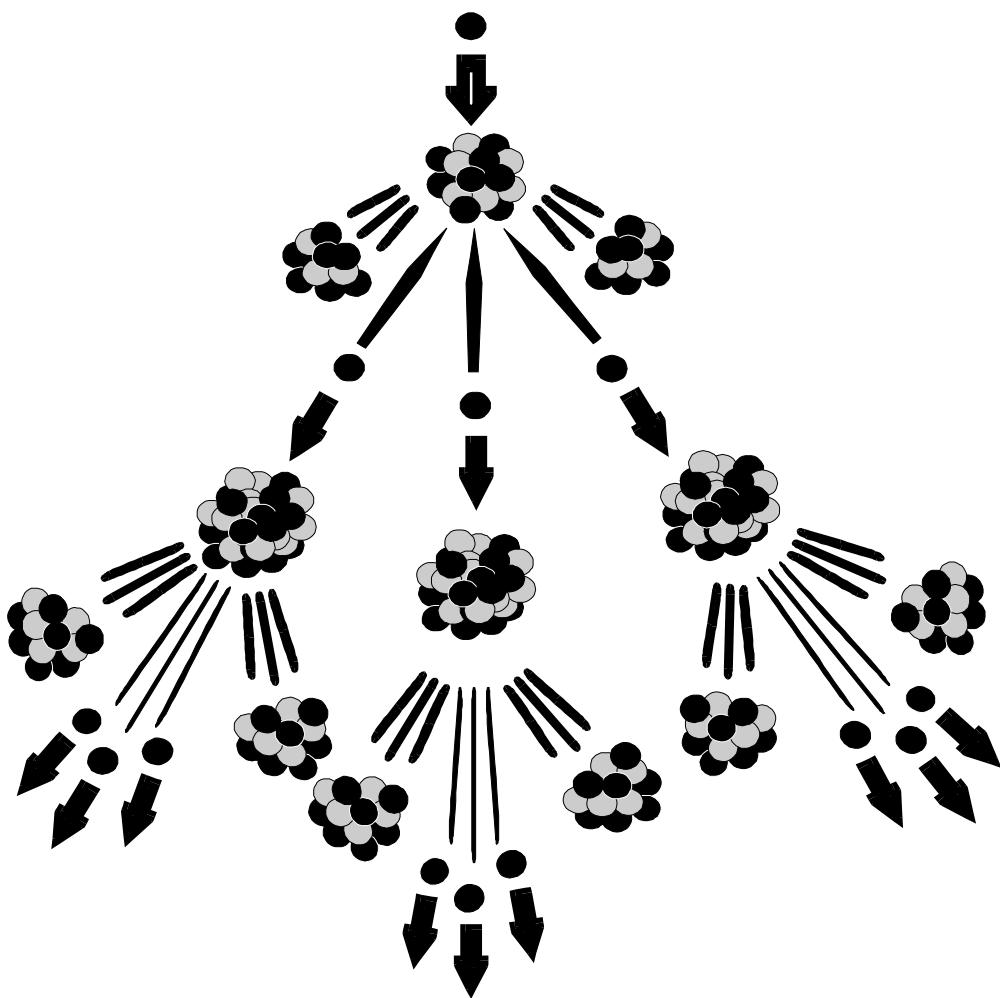


Рис. 7

В природном уране на долю изотопа с массовым числом 238 приходится 99,3%, а на долю изотопа с массовым числом 235 всего лишь 0,7%. Поэтому первый возможный путь осуществления цепной реакции деления связан с разделением изотопов урана и получением в чистом виде достаточно большого количества изотопа $^{235}_{92}\text{U}$.

4.2. Критическая масса. Необходимым условием для осуществления цепной реакции является наличие достаточно большого количества урана, так как в образцах малых

размеров большинство нейтронов пролетает сквозь образец, не попав ни в одно ядро. Минимальная масса урана, достаточная для осуществления цепной реакции, называется *критической массой*. Для урана – 235 она составляет примерно 50 кг. При плотности урана $1,895 \cdot 10^4$ кг/м³ радиус шара такой массы равен примерно 8,5 см.

4.3.Атомная бомба. Простейший способ осуществления цепной реакции в уране – 235 заключается в следующем: изготавливают два куска металлического урана массой несколько меньше критической. Цепная реакция в каждом из них в отдельности идти не может. При быстром соединении этих кусков развивается цепная реакция и выделяется колоссальная энергия. Температура урана достигает миллионов градусов, сам уран и любые другие вещества, находящиеся поблизости, превращаются в пар. Раскаленный газообразный шар быстро расширяется, сжигая и разрушая все на своем пути. Происходит ядерный взрыв. Первые атомные бомбы были изготовлены в США в 1945 г. Взрывами этих бомб были уничтожены японские города Хиросима и Нагасаки. При взрыве такой бомбы, какая была сброшена на Хиросиму, масса всех ядер урана, испытавших деление, равна примерно 1 кг. При этом освобождается 20000 т. тринитротолуола.

Более мощным оружием является термоядерная бомба. В ней атомная бомба служит лишь «запалом», а основная энергия выделяется при осуществлении реакции термоядерного синтеза с превращением ядер водорода в ядра гелия и в результате деления ядер урана – 238 быстрыми нейтронами, освобождающимися при термоядерном синтезе.

Министерство образования Российской Федерации
Ростовский государственный университет

Мальцев Ю.Ф., Землянов А.П., Мальцева Т.Ю.

Методические указания
к курсу «Ядерная физика» для студентов дневного
и вечернего отделения физического отделения РГУ.

**Ядерная физика. Основные термины, понятия
и формулы.
часть 2**

Ростов-на-Дону

2002

Печатается по решению кафедры общей физики
физического факультета РГУ (протокол № от 2002г).

Авторы: Мальцев Ю.Ф., доцент КОФ;
Землянов А.П., доцент КОФ;
Мальцева Т.Ю. студент КТВФ.

5. Ядерная энергетика.....	22
5.1. Атомные электростанции.....	22
5.2. Атомные электростанции и охрана окружающей среды.....	23
5.3. Термоядерные реакции.....	25
6. Радиоактивность.....	27
7. Основные типы радиоактивности.....	30
7.1. Альфа – распад.....	30
7.2. Бета – распад.....	30
7.3. Энергия бета – распада.....	32
7.4. Распределение электронов по энергиям.....	33
7.5. Гамма – распад.....	36
8. Эффект Мессбауэра.....	37
9. Свойства ионизирующих излучений.....	41
9.1. Взаимодействие ионизирующих излучений.....	41
9.2. Поглощенная доза ионизирующего излучения.....	43
9.3. Экспозиционная доза.....	44
9.4. Относительная биологическая эффективность.....	44
9.5. Эквивалентная доза.....	45
9.6. Биологическое действие ионизирующих излучений.....	45
9.7. Предельно допустимые дозы.....	46
10. Список литературы.....	48

5. Ядерная энергетика.

5.1. Атомные электростанции. Для практического использования энергии, освобождающейся при осуществлении цепной реакции, необходимо преобразование кинетической энергии осколков ядер урана в другие виды энергии. Наиболее удобной для осуществления дальнейших преобразований является электрическая энергия. Для ее получения с помощью реактора служат атомные электростанции (АЭС).

На атомной электростанции вывод энергии, выделяющейся в активной зоне реактора, осуществляется с помощью жидкого или газообразного вещества, называемого *теплоносителем*. Теплоноситель не должен сильно поглощать нейтроны, чтобы не препятствовать развитию цепной реакции. Наиболее часто в качестве теплоносителя используется обычная вода.

Ядерное горючее в реакторе содержится в металлических трубках, называемых тепловыделяющими элементами (ТВЭЛ). Внутри ТВЭЛОв пропускается теплоноситель. При делении ядер стенки трубок нагреваются. Вода, используемая в качестве теплоносителя, нагревается стенками ТВЭЛОв до температуры около 300°C под давлением около 10^7 Па и с помощью насосов выводится из активной зоны реактора. Горячая вода вне активной зоны реактора протекает по тонким трубам внутри труб большего диаметра, куда накачивается холодная вода. Эта вода нагревается через стенки тонких труб горячей водой, выводимой из активной зоны реактора, и превращается в пар. Водяной пар с температурой около 230°C под давлением $3 \cdot 10^6$ Па

направляется на лопатки паровой турбины. Паровая турбина вращает ротор электронагревателя.

Ядерная энергетика была поставлена на службу мира впервые в нашей стране 27 июля 1954г. дала ток первая в мире атомная электростанция мощностью 5 МВт (г.Обнинск).

Себестоимость электроэнергии, вырабатываемой на крупных атомных электростанциях, ниже себестоимости электроэнергии, вырабатываемой на тепловых электростанциях.

5.2.Атомные электростанции и охрана окружающей среды. Несмотря на известные опасности, а также предубеждения населения, ядерная энергетика развивается во всем мире главным образом из-за того, что близки к полному исчерпанию возможности дальнейшего развития гидроэнергетики, истощаются запасы химического горючего в промышленно развитых странах. Важным фактором, определяющим перспективность различных направлений развития энергетики, является степень отрицательного влияния различных видов энергетических установок на окружающую среду. Атомные электростанции не загрязняют атмосферу дымом и пылью, не требуют создания крупных водохранилищ, занимающих большие площади плодородных земель. Однако при использовании энергии ядер в мирных целях возникают другие проблемы. Первая заключается в необходимости защиты людей, обслуживающих ядерные энергетические установки, от вредного действия гамма – излучения и потоков нейтронов, возникающих при осуществлении ядерной реакции в активной зоне реактора. Для обеспечения полной безопасности людей, работающих на атомной электростанции или на судах с ядерной энергетической установкой, ядерный реактор необходимо окружить толстым слоем бетона и другими материалами, хорошо поглощающими гамма-излучение и нейтроны. Вторая проблема связана с тем, что при работе реактора в его

активной зоне накапливается большое количество искусственных радиоактивных веществ. Для предотвращения их случайного выброса из реактора ведется непрерывный автоматический контроль за состоянием чистоты воздуха, воды, почвы вокруг атомных станций. После аварий на некоторых АЭС, в частности на Три – Майл – Айленд (США) и на Чернобыльской АЭС, проблема безопасности ядерной энергетики встала с особенной остротой. Авария в чернобыле 26 апреля 1986 г. привела не только к гибели людей, но и радиоактивному заражению обширных территорий Украины, Беларуси и России. С наиболее загрязненных территорий, опасных для жизни людей, пришлось эвакуировать сотни тысяч жителей. Эти области выпали из хозяйственного оборота.

Последствия этой катастрофы будут сказываться еще в течение десятков и даже сотен лет, так как некоторые радионуклиды (стронций, плутоний и др.) имеют большие периоды полураспада.

И все же без ядерной энергетики человечеству, по-видимому не обойтись. Поэтому в настоящее время проводятся интенсивные исследования с целью повышения безопасности реакторов, усиления средств защиты, в частности от ошибочных действий персонала. Наряду с этим прорабатывается идея создания реакторов с внутренне присущей им безопасностью, например использование в качестве теплоносителей расплавленных солей или металлов – висмута или свинца. Это должно гарантировать реактор от взрыва.

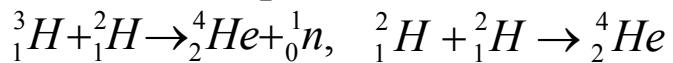
5.3. Термоядерные реакции. Энергия за счет ядерных реакций освобождается не только в реакциях деления тяжелых ядер, но и при соединении легких атомных ядер.

Для соединения одноименно заряженных протонов необходимо преодолеть кулоновские силы отталкивания. Это возможно при достаточно больших скоростях столкновения

частиц, т.е. при высокой температуре плазмы, порядка $10^7 - 10^8$ К. Необходимые условия для синтеза ядер гелия из протонов имеются в недрах Солнца и звезд. На земле термоядерная реакция синтеза осуществляется при термоядерных взрывах.

Синтез гелия из легкого изотопа водорода происходит при температуре около 10^8 К, а для синтеза гелия из тяжелых изотопов водорода,дейтерия и трития требуется нагревание плазмы примерно до $5 \cdot 10^7$ К.

Возможные реакции:



При синтезе 1 г гелия из дейтерия и трития выделяется энергия $4,2 \times 10^{11}$ Дж. Такая энергия выделяется при сжигании 10 т дизельного топлива. Запасы водорода на Земле практически неисчерпаемы, поэтому использование энергии термоядерного синтеза в мирных целях является одной из важнейших задач современной науки и техники. Управляемую термоядерную реакцию синтеза гелия из тяжелых изотопов водорода предполагается осуществить, нагревая плазму путем пропускания электрического тока через нее. Для удержания нагретой плазмы от соприкосновения со стенками камеры А.Д.Сахаров и И.Е.Тамм предложили использовать магнитные поля особой конфигурации. На экспериментальной установке «Токамак – 10» российским физикам удалось нагреть плазму до температуры $1,3 \cdot 10^7$ К. принцип действия токамака ясен из рисунка 8, где введены обозначения: 1 – тороидальная камера, в которой создается плазма 3; 2 – обмотка, создающая стабилизирующее магнитное поле; 4 – магнитопровод; 5 – обмотка магнитопровода, создающая переменный магнитный поток; 6 – обмотка катушки, создающая продольное магнитное поле с индукцией B_2 при протекании тока I_2 ; 7 – патрубок, через который происходит откачка плазмы и наблюдение за ней.

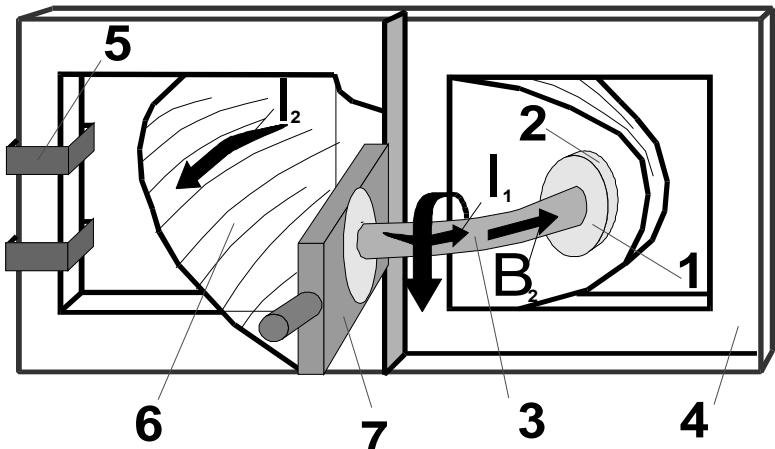


рис.8

Второй возможный путь – нагревание водорода с помощью лазерного излучения. Для этого световые пучки от нескольких мощных лазеров должны быть сфокусированы на стеклянном шарике, внутри которого заключена смесь тяжелых изотопов дейтерия и трития. В экспериментах на лазерных установках уже получена плазма с температурой в несколько десятков миллионов кельвин.

6. Радиоактивность.

Радиоактивность заключается в самопроизвольном (спонтанном) распаде ядер с испусканием одной или нескольких частиц. Такие ядра и соответствующие им нуклиды называют *радиоактивными* (в отличии от стабильных ядер). Радиоактивное ядро называют *материнским*, а ядра, образующиеся в результате распада, – *дочерними*.

Необходимое условие радиоактивного распада заключается в том, что масса исходного ядра должна превышать сумму масс продуктов распада. Поэтому каждый радиоактивный распад происходит с выделением энергии.

6.1. Зависимость числа радиоактивных ядер от времени. Закон изменения числа радиоактивных ядер с течением времени был сначала получен экспериментальным путем. Оказалось, что распад большого количества ядер любого радиоактивного изотопа подчиняется закону, который может быть выражен в следующей математической форме:

$$N = N_0 \cdot 2 - \frac{t}{T_{1/2}}$$

Это уравнение называется *законом радиоактивного распада*. В нем N_0 означает начальное количество радиоактивных ядер в момент времени, с которого начинается наблюдение ($t=0$). Число ядер, не испытавших распада до некоторого произвольного момента времени t , обозначено N . Символом $T_{1/2}$ обозначена постоянная величина, зависящая от свойств радиоактивного изотопа. Эта постоянная называется *периодом полураспада*. Через промежуток времени, равный периоду полураспада, исходное количество радиоактивных ядер убывает вдвое. На рисунке 9 по оси ординат отложено количество радиоактивных ядер N в момент времени t ; время отсчитывается по оси абсцисс.

Закон радиоактивного распада можно получить теоретически на основе статистических представлений о характере процессов внутри радиоактивных ядер. Все атомные ядра одного радиоактивного изотопа совершенно одинаковы. Любое из ядер с одинаковой

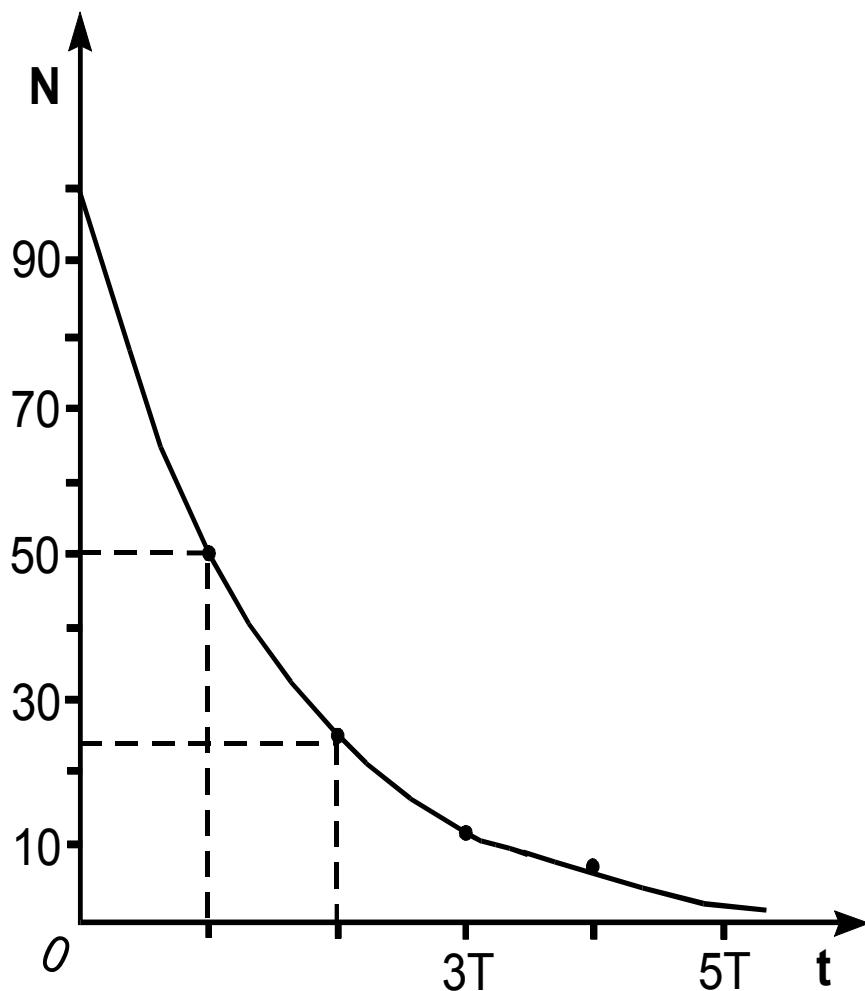


Рис.8

вероятностью может распасться в любой момент времени, и распад каждого ядра никаким образом не влияет на распады других ядер. Вероятность распада одного ядра за 1с называется *постоянной распада* и обозначается буквой λ . Для любого ядра данного изотопа постоянная распада одинакова, ядра различных изотопов имеют разные постоянные распада.

Если имеется N ядер радиоактивного изотопа с постоянной распада λ , то за малый промежуток времени dt из них должно испытать радиоактивны распад количество ядер dN , пропорциональное λ , N и dt :

$$-dN = \lambda N dt \quad (8),$$

где $-dN$ - убыль числа ядер за время dt (это и есть число распавшихся ядер за промежуток dt), λ –*постоянная распада*, величина, характерная для каждого радиоактивного препарата.

$$\text{Интегрирование уравнения (8) дает } N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (9)$$

где N_0 – число ядер в момент $t=0$, N – число *нераспавшихся* ядер к моменту t . Соотношение (9) и называют *основным законом радиоактивного распада*. Как видно, число N еще не распавшихся ядер убывает со временем экспоненциально.

Интенсивность радиоактивного распада характеризуют числом ядер, распадающихся в единицу времени. Из (8) видно, что эта величина $|dN/dt| = \lambda N$. Ее называют *активностью* А. Таким образом, активность

$$A = \lambda N. \quad (10)$$

Ее измеряют в беккерелях (Бк), $1\text{Бк} = 1 \text{ распад}/\text{с}$; а также в кюри (Ки), $1\text{Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Активность в расчете на единицу массы радиоактивного препарата называют *удельной активностью*.

Вернемся к формуле (9). Наряду с постоянной λ и активностью A процесс радиоактивного распада характеризуют еще двумя величинами: периодом полураспада T и средним временем жизни τ ядра.

Период полураспада T – это время, за которое распадается половина первоначального количества ядер. Оно определяется условием $N_0/2=N_0e^{-\lambda T}$, откуда

$$T = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda \quad (11)$$

Среднее время жизни τ . Число ядер $\delta N(t)$, испытавших распад за промежуток времени $(t, t+dt)$, определяется правой частью выражения (8): $\delta N = \lambda N dt$. Время жизни каждого из этих ядер равно t . Значит сумма времен жизни всех N_0 имевшихся первоначально ядер определяется интегрированием выражения $t\delta N(t)$ по времени от 0 до ∞ . Разделив сумму времени жизни всех N_0 ядер на N_0 , мы и найдем среднее время жизни τ рассматриваемого ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \delta N(t) dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt.$$

Остается подставить сюда выражение (9) для $N(t)$ и выполнить интегрирование по частям, после чего мы получим:

$$\tau = 1/\lambda \quad (12)$$

Заметим, что τ равно, как следует из (9) промежутку времени, за которое первоначальное количество ядер уменьшается в e раз.

Сравнивая (11) и (12), видим, что период полураспада T и среднее время жизни τ имеют один и тот же порядок и связаны между собой формулой

$$T = \tau \ln 2 = 0,693 \tau$$

В заключении рассмотрим пример на активность и среднее время жизни.

Пример.

Найдем среднее время жизни радионуклида ^{55}Co , если

его активность уменьшается на $\eta=4\%$ за время $t_0=60$ мин. Активность A уменьшается со временем по тому же закону (9), что и число радиоактивных ядер, ибо

$$A=\lambda N=A_0 e^{-\lambda t}. \text{ В нашем случае } \eta=(A_0-A)/A_0=1-e^{-\lambda t_0}.$$

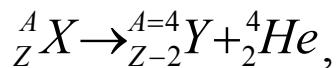
Отсюда $\ln(1-\eta)=-\lambda t_0$. Согласно (12) $\lambda=1/\tau$.

Поэтому из формулы следует, что $\tau = -t_0/\ln(1-\eta) \approx t_0/\eta = 1/0,04 = 25$ ч.

7. Основные виды радиоактивности.

К основным видам радиоактивности относятся альфа-, бета- и гамма-распады. Рассмотрим более подробно их специфические особенности.

7.1. Альфа-распад. В этом случае происходит самопроизвольное испускание ядром α -частицы (ядра нуклида ${}^4\text{He}$), и это происходит по схеме



где X – символ материнского ядра, Y – дочернего.

Установлено, что α -частицы испускают только тяжелые ядра. Кинетическая энергия, с которой α -частицы вылетают из распадающегося ядра, порядка нескольких МэВ. В воздухе при нормальном давлении пробег α -частиц составляет несколько сантиметров (их энергия расходуется на образование ионов на своем пути).

Кинетическая энергия α -частиц возникает за счет избытка энергии покоя материнского ядра над суммой энергий покоя дочернего ядра и α -частицы. Эта избыточная энергия распределяется между α -частицей и дочерним ядром в отношении, обратно пропорциональном из масса (в соответствии с законом сохранения импульса).

Пример. Покоящееся ядро ${}^{213}\text{Po}$ испустило α -частицу с кинетической энергией $K_a=8,34$ МэВ. При этом дочернее ядро оказалось непосредственно в основном состоянии. Найдем суммарную энергию Q,

освобождающуюся в этом процессе (ее называют энергией α – распада).

Искомая энергия $Q=K_a+K_d$, где K_d – кинетическая энергия дочернего ядра. Чтобы ее найти, воспользуемся законом сохранения импульса, $p_a=p_d$, и соотношением $K_d=p_d^2/2m_d$. Из последних двух формул следует, что $m_a K_a = m_d K_d$. Значение K_d из этого равенства подставим в выражение для Q и в результате получим

$$Q=K_a(1+m_a/m_d)=(213/109)K_a=8,50 \text{ МэВ.}$$

Следует заметить, что относительная доля энергии, приобретаемой дочерним ядром, мала – порядка 2%, в чем можно убедиться, вычислив дробь в скобках последней формулы.

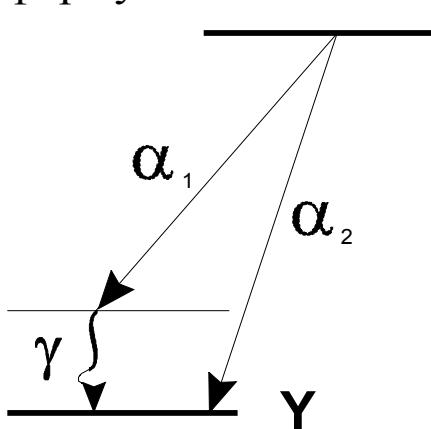


Рис. 9

X

Чаще всего радиоактивный препарат испускает несколько моноэнергетических групп α – частиц, отличающихся по энергиям. Это объясняется тем, что дочернее ядро Y может возникать не только в основном, но и в возбужденных состояниях (рис.9, где для простоты показан только один возбужденный уровень). Наиболее интенсивной

является группа α – частиц, обусловленная переходом непосредственно в основное состояние. Распады, идущие через возбужденные уровни дочернего ядра, сопровождаются испусканием γ – квантов.

Альфа – частица возникает только в момент радиоактивного распада ядра. Покидая ядро, ей приходится преодолевать потенциальный барьер, высота которого превосходит ее энергию (рис.10).

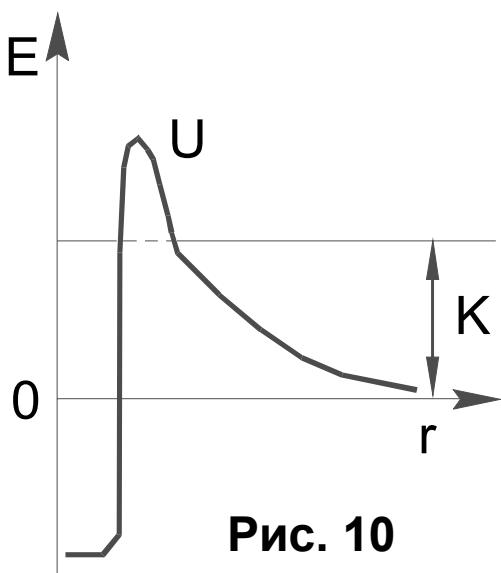


Рис. 10

Внутренняя сторона барьера обусловлена ядерными силами, внешняя же – силами кулоновского отталкивания α – частицы и дочернего ядра. Преодоление α – частицей потенциального барьера в данных условиях происходит благодаря туннельному эффекту. Квантовая теория, учитывая волновые свойства α – частицы, «позволяет» ей с определенной вероятностью проникать сквозь

такой барьер. Соответствующий расчет хорошо подтверждается результатами измерений.

7.2.Бета – распад. Так называют самопроизвольный процесс, в котором исходное ядро превращается в другое ядро с тем же массовым числом A , но с зарядовым числом Z , отличающимся от исходного на ± 1 . Это связано с тем, что β – распад сопровождается испусканием электрона (позитрона) или его захватом из оболочки атома. Различают три разновидности β – распада:

- 1) *электронный β^-* – распад, в котором ядро испускает электрон и его зарядовое число Z становится $Z+1$;
- 2) *позитронный β^+* – распад, в котором ядро захватывает один из электронов электронной оболочки атома (обычно из К – оболочки) и его зарядовое число Z становится равным $Z-1$;
- 3) К – захват, в котором ядро захватывает один из электронов электронной оболочки атома (обычно из К – оболочки) и его зарядовое число Z становится равным $Z - 1$. На освободившееся место в К – оболочке переходит электрон с другой оболочки, и поэтому К – захват всегда сопровождается характеристическим рентгеновским излучением.

7.3. Энергия β^- -распада . Выясним, как определяется энергия Q , освобождающаяся при β^- -распаде, β^+ -распаде и К – захвате, если известны массы материнского и дочернего атомов (M_m и M_d), а также масса электрона m_e .

При β^- -распаде ядро с порядковым номером Z распадается по схеме

$$M(Z) \rightarrow M(Z+1) + m_e, \quad (13)$$

Где M – это масса ядра. Однако в таблицах всегда приводятся массы атомов (нуклидов). Чтобы перейти в (13) к массам атомов, добавим к обеим частям этого соотношения по Z электронов, т.е. массу Zm_e , причем следующим образом:

$$Zm_e = (Z+1)m_e - m_e \quad (14),$$

В результате получим соотношение для масс нуклидов:

$$M_m(Z) \rightarrow M_m(Z+1) \quad (15).$$

Отсюда энергия β^- -распада

$$Q = M_m - M_d \quad (16),$$

Где, напомним, массы берутся в энергетических единицах (МэВ).

Аналогично для β^+ -распада:

$$\begin{aligned} & + M(Z) \rightarrow M(Z-1) + m_e \\ & \frac{Zm_e - m_e = (Z-1)m_e}{M_m(Z) \rightarrow M_d(Z-1)} \end{aligned} \quad (17)$$

Следовательно при β^+ -распаде

$$Q = M_m - M_d + 2m_e \quad (18)$$

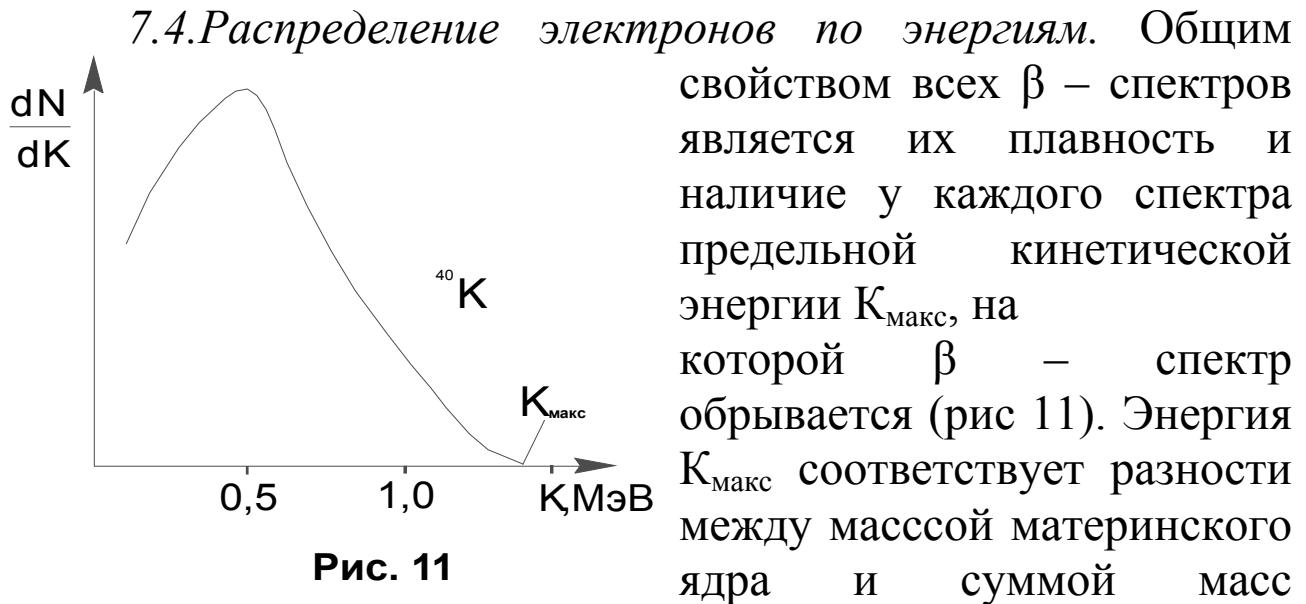
Наконец в случае -распада

$$\begin{aligned} & + M(Z) + m_e \rightarrow M(Z-1) \\ & \underline{\underline{Zm_e - m_e = (Z-1)m_e}} \\ & M_m(Z) \rightarrow M_d(Z-1) \end{aligned} \quad (19)$$

и энергия, выделяющаяся при К – захвате,

$$Q = M_m - M_d, \quad (20)$$

что совпадает с выражением (16) для энергии Q при β^- -распаде. Следует отметить, что формулы (16), (18) и (20) определяют одновременно и условия энергетической возможности этих процессов: необходимо, чтобы выполнялось условие $Q > 0$.



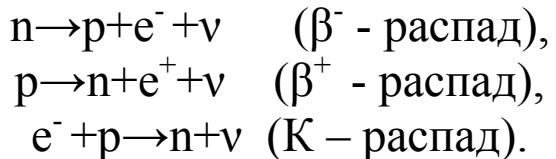
По какой же причине возникают электроны с энергией $K < K_{\max}$? Спектр регистрирует около $1/3$ выделяемой при распаде энергии. Куда исчезают остальные $2/3$? Не есть ли это

нарушение закона сохранения энергии? Возникшую в свое время «проблему β -распада» решил Паули (1930), предположивший, что вместе с электроном испускается электрически нейтральная частица, неуловимая вследствие очень большой проникающей способности. Ее назвали нейтрино ν .

Тогда становится понятным, что энергия, выделяемая при распаде, распределяется между электроном и нейтрино в самых разных пропорциях, и мы получаем изображенный на рис. 11 спектр.

Имеется еще одно важное обстоятельство в пользу гипотезы о существовании нейтрино – это необходимость сохранения момента импульса в реакции распада. Дело в том,

что отличительной чертой β – распада является превращение в ядре нейтрона в протон, и наоборот. Поэтому можно сказать, что β – распад есть не внутриядерный процесс. В связи с этим указанные выше три разновидности β –распада обусловлены следующими превращениями нуклонов в ядре:



Известно, что спин нейтрона, протона и электрона одинаков и равен $\frac{1}{2}$. Если бы, например, нейtron распадался только как $n \rightarrow p + e^-$, то суммарный спин возникающих частиц согласно квантовым законам сложения моментов был бы равен 1 либо 0, что отличается от спина исходной частицы. Таким образом, участие в β – распаде еще одной частицы диктуется и законом сохранения момента, причем эта частица должна обладать спином $\frac{1}{2}$ (или $\frac{3}{2}$). Сейчас установлено, что спин нейтрино равен $\frac{1}{2}$.

Наблюдать нейтрино непосредственно очень сложно. Это обусловлено тем, что их электрический заряд равен нулю, масса (если она есть) чрезвычайно мала, фантастически мало и эффективное сечение взаимодействия их с ядрами. Согласно теоретическим оценкам средняя длина свободного пробега нейтрино с энергией 1 МэВ в воде порядка 10^{16} км (или 100 световых лет!). это значительно превышает размеры звезд. Такие нейтрино свободно пронизывают Солнце, а тем более Землю. Чтобы зарегистрировать процесс захвата нейтрино, необходимо иметь огромные плотности потока их. Это стало возможным только после создания ядерных реакторов, которые и были использованы как мощные источники нейтрино.

Непосредственное экспериментальное доказательство существования нейтрино было получено в 1956г.

7.5. Гамма – распад. Этот вид распада заключается в испускании возбужденным ядром при переходе его в нормальное состояние γ – квантов, энергия которых варьируется в пределах от 10 кэВ до 5 МэВ. Существенно, что спектр испускаемых γ – квантов *дискретный*, так как дискретны энергетические уровни самих ядер.

Свободный нуклон испускать γ – квант не может, ибо в

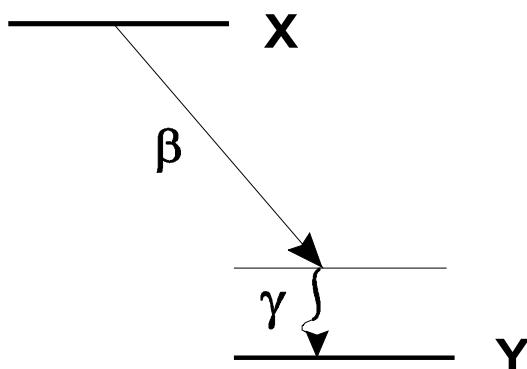


Рис. 12

противном случае было бы нарушено одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса (в этом полезно убедиться самостоятельно). Между тем такой процесс возможен и действительно происходит внутри ядра, поскольку испущенный (или поглощенный) γ – квант может обмениваться импульсом не только с порождающим его нуклоном, но и с остальными нуклонами ядра. Таким образом

в отличии от β – распада, γ – распад – процесс внутриядерный, а не внутринуклонный. Возбужденные ядра образуются при β – распаде в случае, если распад материнского ядра X в основное состояние дочернего ядра Y запрещен. Тогда дочернее ядро Y оказывается в одном из возбужденных состояний, переход из которого в основное состояние и сопровождается испусканием γ – квантов (р.12). Возбужденное ядро может перейти в основное состояние и другим путем, путем непосредственной передачи энергии возбуждения одному из атомных электронов, например, в K – оболочке. Этот процесс, конкурирующий с β – распадом, называют *внутренней конверсией* электронов. Очевидно, что электроны внутренней конверсии моноэнергетичны. Это и позволяет отличить их от электронов, испускаемых при β – распаде, спектр которых, как мы знаем, непрерывный.

Внутренняя конверсия сопровождается рентгеновским излучением, возникающим при переходе электрона с вышележащих оболочек на место, освобожденное электроном внутренней конверсии.

Пример. Возбужденное ядро ^{81}Se с энергией возбужденного состояния $E^*=103$ кэВ переходит в основное состояние, испуская или γ -квант или конверсионный электрон с К – оболочки атома. Энергия связи К – электрона $E_k=12,7$ кэВ. Найдем скорость v отдачи ядра в обоих случаях.

В первом случае импульс ядра отдачи $mv=\hbar\omega/c$. Здесь $\hbar\omega \approx E^*$, поскольку энергия отдачи ядра пренебрежимо мала.

Тогда

$$\nu = \frac{E^*}{mc^2}c = \frac{0,103}{81 \cdot 931,5} 3 \cdot 10^8 = 0,41 \text{ км/с}$$

Во втором случае следует воспользоваться релятивистским соотношением $pc = \sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}$, где импульс ядра $p=mv$, $K_e=E^*-E_k=90,3$ кэВ. Тогда

$$\nu = c \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{mc^2} = 1,26 \text{ км/с}.$$

8. Эффект Мессбауэра.

Известно, что атомы наиболее интенсивно поглощают свет частоты, соответствующей переходу из основного состояния атома в ближайшее к нему возбужденное состояние. Это явление называют *резонансным поглощением*. Другими словами, фотоны, испущенные атомом при переходе из первого возбужденного состояния в основное, без всяких проблем поглощаются такими же атомами, поскольку их частоты практически совпадают.

Иначе обстоит дело в случае излучения γ – квантов ядрами. Энергия и импульс γ – кванта во много раз больше, чем у фотона видимого света, поэтому значительно больше и энергия отдачи. Представим себе два одинаковых первоначально покоящихся ядра, одно из которых находится

в основном состоянии, другое – в возбужденном с энергией возбуждения E^* . переходя в основное состояние, возбужденное ядро испускает γ – квант с энергией $\hbar\omega/c$, удовлетворяющим законам сохранения:

$$E^* = \hbar\omega + K, \quad \hbar\omega/c = p, \quad (21)$$

где K – энергия отдачи ядра. Из этих уравнений следует, что

$$K = \frac{p^2}{2m} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2mc^2} \quad (22)$$

здесь m – масса ядра.

Согласно первой из формул (21) энергия γ – кванта $\hbar\omega$ сдвинута относительно энергии E^* ядерного перехода на величину K – энергию отдачи ядра. Поэтому γ – квант сможет поглотиться другим ядром только при условии, что сдвиг *

$$K < \Gamma \quad (23)$$

где Γ – ширина возбужденного уровня E^* .

Выясним, насколько выполняется соотношение (23). Например, ядро ^{57}Fe при переходе из первого возбужденного состояния испускает γ – квант с энергией $\hbar\omega \approx 14\text{кэВ}$. При этом его энергия испытывает сдвиг на величину

$$K = \frac{(\hbar\omega)^2}{2mc^2} = \frac{(14 \cdot 10^{-3})^2}{2 \cdot 57 \cdot 9315} = 2 \cdot 10^{-9} M\text{эВ} = 2 \cdot 10^{-3} \text{эВ}$$

Ширина же Γ первого возбужденного уровня, время жизни которого $\tau \sim 10^{-7}\text{с}$, согласно соотношению неопределенностей $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$ равна

$$\Gamma \approx \hbar/\tau \approx 10^{-8} \text{ эВ.} \quad (24)$$

Таким образом, сдвиг K не меньше Γ , а наоборот, больше на пять порядков, что далеко перекрывает возможность резонансного поглощения.

И тем не менее явление резонансного поглощения γ – лучей было обнаружено Мессбауэром(1958) на изотопе ^{191}Ir . Это оказалось возможным только с ядрами, входящими в состав кристалла. При этом существует вероятность

испускания γ – кванта ядром с отдачей, которую воспринимает не ядро, а весь кристалл в целом, не меняя своего внутреннего состояния (т.е. без возбужденного колебания решетки). Масса кристалла несопоставимо велика по сравнению с массой отдельного ядра, поэтому энергия отдачи кристалла практически равна нулю. В результате частота испущенного γ – кванта не смещается относительно резонансного значения, и этот γ – квант может быть поглощен другим таким же ядром, тоже входящим в состав кристалла.

В этом заключается суть эффекта Мессбауэра: испускание и поглощение γ – квантов без отдачи, т.е. резонансное. Этот эффект удается наблюдать только при очень низких температурах, но иногда и при комнатных температурах (в случае с Fe).

Эффект Мессбауэра наблюдают так. Источник γ – излучения приводят в движение с небольшой скоростью v

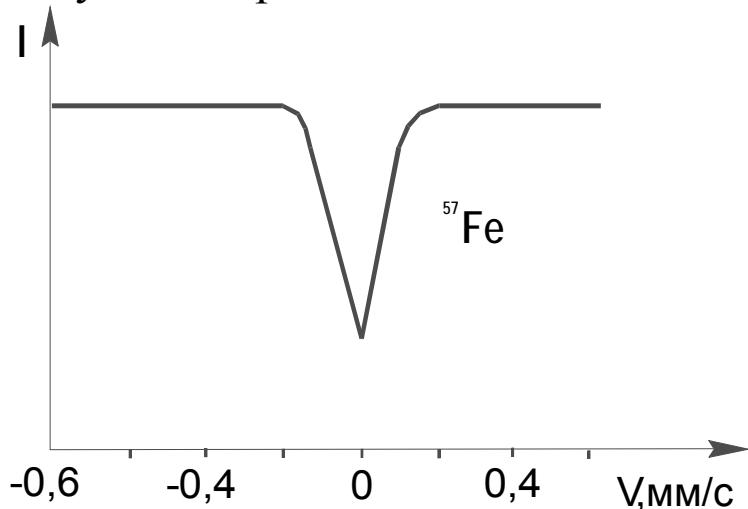


Рис. 13

навстречу поглотителю или в обратном направлении. При этом измеряют скорость счета γ – квантов за поглотителем. Если $v \neq 0$, то резонанс нарушается: линии испускания и поглощения сдвигаются относительно друг друга

за счет эффекта Доплера. При этом $v=0$ наблюдается резонансное поглощение γ – квантов, что показано на рис.13.

Благодаря очень малому отношению ширины Г возбужденных ядерных уровней к энергии возбуждения $E^*(\Gamma/E^* \sim 10^{-12} \div 10^{-16})$ эффект Мессбауэра дает уникальный метод измерения ничтожных изменений энергии, которые не могут быть измерены никаким другим методом.

В частности, с помощью этого метода удалось обнаружить в лабораторных условиях гравитационное смещение спектральных линий (уменьшение частоты фотона при удалении его от источника тяготения).

Рассмотрим этот вопрос более подробно. Найдем относительное уменьшение частоты γ – кванта (гравитационное смещение) при удалении его от поверхности земли на $l \approx 20$ м.

Считая, что γ – квант ведет себя подобно частицы, обладающей гравитационной массой $\hbar\omega/c^2$, запишем, что приращение энергии γ – кванта на пути dr равно работе гравитационной силы F_r на этом пути:

$$d(\hbar\omega) = F_r dr = -\gamma \frac{(\hbar\omega/c^2)M_3}{r^2} dr, \quad (1)$$

где γ – гравитационная постоянная, M_3 – масса Земли; знак минус связан с тем, что проекция сила $F_r < 0$. Разделив в (1) переменные ω и r , получим:

$$\frac{d\omega}{\omega} = -\frac{\gamma M_3}{c^2} \frac{dr}{r^2}. \quad (2)$$

Проинтегрируем это уравнение по частоте от ω_0 до ω и по r от радиуса Земли R до $R+l$:

$$\ln \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\gamma M_3}{c^2} \left(\frac{1}{R+l} - \frac{1}{R} \right) = -\frac{\gamma M_3}{R(R+l)} \frac{l}{c^2} \approx -g \frac{l}{c^2}, \quad (3)$$

где g – это напряженность гравитационного поля ($g = \gamma M_3/R^2$).

Здесь учтено, что $l \ll R$. Из (3) следует:

$$\omega = \omega_0 e^{-gl/c^2} \approx \omega_0 (1 - gl/c^2)$$

поскольку $gl/c^2 \ll 1$. Видно, что частота γ – кванта с удалением от поверхности Земли уменьшается.

Искомое относительное изменение частоты γ – кванта

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \approx \frac{gl}{c^2} = \frac{9,8 \cdot 20}{(3 \cdot 10^8)^2} \approx 2 \cdot 10^{-15}.$$

Несмотря на чрезвычайную малость этого смещения (сдвиг составлял часть ширины линии), его удалось измерить с достаточной степенью точности и тем самым экспериментально в лабораторных условиях подтвердить наличие гравитационного (красного) смещения.

9. Свойства ионизирующих излучений.

9.1. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. В веществе быстрые заряженные частицы взаимодействуют с электронными оболочками и ядрами атомов. В результате взаимодействия с быстрой заряженной частицей электрон получает дополнительную энергию и переходит на один из удаленных от ядра энергетических уровней или совсем покидает атом. В первом случае происходит возбуждение, во втором – ионизация атома.

При прохождении вблизи атомного ядра быстрая частица испытывает торможение в его электрическое поле. Торможение заряженных частиц сопровождается испусканием квантов тормозного рентгеновского излучения. Наконец, возможно упругое и неупругое соударение заряженных частиц с атомными ядрами.

Длина пробега частицы зависит от ее заряда, массы, начальной энергии, а также от свойств среды, в которой частица движется. Пробег увеличивается с возрастанием начальной энергии массивные частицы обладают меньшими скоростями, чем легкие. Медленно движущиеся частицы взаимодействуют с атомами более эффективно и быстрее растратывают имеющуюся у них энергию.

Проникающую способность бета – частиц обычно характеризуют минимальной толщиной слоя вещества, полностью поглощающего все бета – частицы. Например, от потока бета – частиц, максимальная энергия которых 2 МэВ, полностью защищает слой алюминия толщиной 3,5 мм.

Альфа – частицы, обладающие значительно большей массой, чем бета – частицы, при столкновениях с электронами атомных оболочек испытывают очень небольшие отклонения от своего первоначального направления и движутся почти прямолинейно. Пробеги альфа – частиц в веществе очень малы. Например, у альфа – частицы с энергией 4 МэВ длина пробега в воздухе примерно 2,5 см, в воде или в мягких тканях животных и человека – сотые доли миллиметра.

Благодаря небольшой проникающей способности альфа – и бета – излучения обычно не представляют большой опасности при внешнем облучении. Плотная одежда может поглотить значительную часть бета – частиц и совсем не пропускает альфа – частицы. Однако при попадании внутрь человеческого организма с пищей, водой и воздухом или при загрязнении радиоактивными веществами поверхности тела альфа – и бета – излучения могут причинить человеку серьезный вред.

Нейтроны, не имеющие электрического заряда, при движении в веществе не взаимодействуют с электронными оболочками атомов. При столкновениях с атомными ядрами они могут выбивать из низ заряженные частицы, которые ионизируют и возбуждают атомы среды.

Гамма – кванты взаимодействуют в основном с электронными оболочками атомов, передавая часть своей энергии электронам – эти явления фотоэффекта, эффекта Комптона или рождения электронно – позитронных пар. Возникающие быстрые электроны производят ионизацию атомов среды.

Пути пробега гамма – квантов и нейтронов в воздухе измеряются сотнями метров, в твердом веществе – десятками сантиметров и даже метрами. Проникающая способность гамма – излучения увеличивается с ростом энергии гамма – квантов и уменьшается с увеличением плотности вещества –

поглотителя. В таблице 2 приведены в качестве примера значения толщины слоев воды, бетона и свинца, ослабляющих потоки гамма – излучения различной энергии в десять раз.

Потоки гамма – квантов и нейтронов – наиболее проникающие виды ионизирующих излучений, поэтому при внешнем облучении они представляют для человека наибольшую опасность.

Таблица 2

Энергия гамма – квантов, МэВ	Толщина слоя вещества, ослабляющего поток гамма – излучения в десять раз, см		
	Вода	Бетон	Свинец
0,5	24	12	1,3
5,0	76	36	4,7

9.2. Поглощенная доза ионизирующего излучения. Универсальной мерой воздействия любого вида излучения на вещество является поглощенная доза излучения, равная отношению энергии, переданной ионизирующими излучением веществу, к массе вещества:

$$D=E/m \quad (1)$$

За единицу поглощенной дозы в Си принят грей (Гр).

1 Гр равен поглощенной дозе излучения, при которой облученному веществу массой 1 кг передается энергия ионизирующего излучения 1 Дж:

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж} / 1 \text{ кг} = 1 \text{ Дж} / \text{кг}.$$

Отношение поглощенной дозы излучения ко времени облучения называется *мощностью дозы излучения*:

$$D=D/t \quad (2)$$

Единица мощности поглощенной дозы в Си – грей в секунду (Гр/с).

9.3. Экспозиционная доза. Физическое воздействие любого ионизирующего излучения на вещество связано прежде всего с ионизацией атомов и молекул. Количественной мерой действия ионизирующего излучения служит экспозиционная доза, которая характеризует ионизирующее действие излучения на воздух. Экспозиционная доза равна отношению электрического заряда ионов одного знака, возникающих в сухом воздухе при его облучении фотонами, к массе воздуха:

$$X=q/M \quad (3)$$

В Си единицей экспозиционной дозы является кулон на килограмм (Кл/кг). 1 Кл/кг равен такой дозе, при которой в сухом атмосферном воздухе массой 1 кг создаются ионы, несущие электрический заряд каждого знака, равным 1 Кл.

До сих пор употребляется внесистемная единица экспозиционной дозы – рентген (Р):

$$1P=2,58\cdot10^{-4} \text{ Кл/кг.}$$

При экспозиционной дозе 1 Р в 1 см³ сухого воздуха при нормальном давлении образуется около $2\cdot10^9$ пар ионов. Такая доза накапливается за 1 м от радиоактивного препарата радия массой 1 г.

При облучении мягких тканей человеческого организма рентгеновским или гамма – излучением экспозиционной дозе 1 Р соответствует поглощенная доза 8,8 мГр.

9.4. Относительная биологическая эффективность. Биологическое влияние различных видов излучения на организмы животных и растений неодинаково при одинаковой поглощенной дозе излучения 1 Гр от альфа – частиц оказывает на живой организм примерно такое биологическое действие, как поглощенная доза 20 Гр рентгеновского или гамма – излучения. Различие

биологического действия разных видов излучения характеризуются коэффициентом относительной биологической эффективности (ОБЭ), или коэффициентом качества k . Относительно биологическая активность для разных видов излучения принимает значения от 1 до 20. Для рентгеновского и гамма – излучения $k=1$, для тепловых нейтронов $k=3$, для нейтронов с кинетической энергией 0,5 МэВ $k=10$, с энергией 5 МэВ $k=7$.

9.5. Эквивалентная доза. Поглощенная доза D , умноженная на коэффициент качества k , характеризует биологическое действие поглощенной дозы и называется эквивалентной дозы и называется эквивалентной дозой H :

$$H=Dk \quad (4)$$

Единицей эквивалентной дозы в Си является зиверт (Зв).

1 Зв равен эквивалентной дозе, при которой поглощенная доза равна 1 Гр и коэффициент качества равен единице.

9.5. Биологическое действие ионизирующих излучений. Основа физического воздействия ядерных излучений на живые организмы – ионизация атомов и молекул в клетках.

Если с помощью ионизирующего излучения удалить из почвы естественные радиоактивные изотопы, то развитие растений замедляется, их продуктивность снижается. Многократно повторенные опыты показали, что небольшие дозы излучения, сравнимые с уровнем естественного фона, стимулируют развитие растений. Сходные результаты получены и в опытах на животных. Безвредность малых доз облучения для человеческого организма подтверждается исследованием средней продолжительности жизни людей в зависимости от уровня естественного фона ионизирующей радиации.

9.6. Предельно допустимые дозы. Люди некоторых профессий подвергаются дополнительному облучению ионизирующей радиацией. Это врачи – рентгенологи, работники атомных электростанций, ученые и технический

персонал, работающие в области ядерной физики и физики элементарных частиц, космонавты. Полностью устраниТЬ дополнительное действие ионизирующей радиации на их рабочих местах оказывается невозможным. Поэтому нужно было определить допустимую границу дополнительной дозы облучения.

Предельно допустимой дозой (ПДД) облучения для лиц, профессионально связанных с использованием источником ионизирующей радиации, является 50 мЗв за год. Этот уровень облучения был принят за допустимый на том основании, что он близок к уровню естественного радиационного фона в некоторых местах Земле и никаких отрицательных последствий для человека при действии таких доз не обнаружено. Санитарными нормами установлен допустимый уровень разового аварийного облучения для населения – 0,1 Зв. Это примерно равно дозе фонового облучения человека за всю жизнь.

В качестве предельно допустимой дозы систематического облучения населения установлена эквивалентная доза облучения 5 мзв за год, т.е. 0,1 ПДД.

За все время жизни человека (70 лет) допустимая доза облучения для населения составляет Это врачи – рентгенологи, работники атомных электростанций, ученые и технический персонал, работающие в области ядерной физики и физики элементарных частиц, космонавты. Полностью устраниТЬ дополнительное действие ионизирующей радиации на их рабочих местах оказывается невозможным. Поэтому нужно было определить допустимую границу дополнительной дозы облучения.

Предельно допустимой дозой (ПДД) облучения для лиц, профессионально связанных с использованием источником ионизирующей радиации, является 50 мЗв за год. Этот уровень облучения был принят за допустимый на том основании, что он близок к уровню естественного

радиационного фона в некоторых местах ее Земле и никаких отрицательных последствий для человека при действии таких доз не обнаружено. Санитарными нормами установлен допустимый уровень разового аварийного облучения для населения – 0,1 Зв. Это примерно равно дозе фонового облучения человека за всю жизнь.

В качестве предельно допустимой дозы систематического облучения населения установлена эквивалентная доза облучения 5 мЗв за год, т.е. 0,1 ПДД.

За все время жизни человека (70 лет) допустимая доза облучения для населения составляет $5 \text{ мЗв/год} \cdot 70 \text{ лет} = 350 \text{ мЗв} = 0,35 \text{ Зв}$.

Список использованной литературы:

1. А.А.Пинский. Физика 11 кл,М.,Просвещение,1994г.
2. И.Е.Иродов. Квантовая физика. М.,С. – Петербург, физматлит,2001г.