

**Г. А. Бать, Г. Г. Бартоломей, В. Д.
Байбаков, М. С. Алхутов**

**Основы теории и методы
расчёта ядерных
энергетических реакторов**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
Г11

Г11 **Г. А. Бать**
Основы теории и методы рассчёта ядерных энергетических реакторов / Г. А. Бать, Г. Г. Бартоломей, В. Д. Байбаков, М. С. Алхутов – М.: Книга по Требованию, 2013. – 507 с.

ISBN 978-5-458-34483-8

Ядерная энергетика. Основы теории и методы рассчёта ядерных энергетических реакторов. Год выпуска: 1982Авторы: Г. А. Бать, Г. Г. Бартоломей, В. Д. Байбаков, М. С. Алхутов.

ISBN 978-5-458-34483-8

© Издание на русском языке, оформление

«YOYO Media», 2013

© Издание на русском языке, оцифровка,

«Книга по Требованию», 2013

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, кляксы, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

Список условных обозначений

| | | | |
|--------------------|---|------------------|---|
| D | диаметр активной зоны, м | k_∞ | коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде |
| KB | коэффициент воспроизведения | $k_{\text{эфф}}$ | эффективный коэффициент размножения |
| a | параметр Бэлла | k_V | коэффициент неравномерности по объему |
| A | массовое число | k_r | коэффициент неравномерности по радиусу |
| B^2 | геометрический параметр, м^2 | k_z | коэффициент неравномерности по высоте |
| b_p | шаг решетки, мм | L | длина диффузии, см |
| C | коэффициент Данкова — Гинзбурга | l_i | средняя хорда i -й зоны ячейки, мм; время жизни ядра-предшественника i -й группы запаздывающих нейтронов, с |
| c_j | концентрация j -го компонента | t | время жизни нейтронов одного поколения в реакторе, с |
| D | среднее расстояние между уровнями, МэВ | $M(A, Z)$ | масса ядра, а.e.m |
| D | коэффициент диффузии, см | M | длина миграции, см |
| d_l | внешний диаметр i -й зоны ячейки, мм | m_n | масса нейтрона, а.e.m. |
| d | коэффициент проигрыша | N | ядерная плотность, $1/\text{см}^3$ |
| E | кинетическая энергия нейтрона, эВ | n | плотность нейтронов, $\text{нейтр}/\text{см}^3$ |
| E^* | энергия возбуждения, МэВ | P, Q | вероятность столкновения нейтрона с ядром |
| E_{ri} | энергия i го резонанса, эВ | Q_T | тепловая мощность реактора, МВт |
| F | площадь поверхности, м^2 | Q_0 | внутренний блок-эффект |
| H | высота активной зоны, м | Q_f | энергия деления, МэВ |
| I | плотность диффузионного тока нейтронов, нейтр/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ | Q_1 | внешний блок-эффект |
| $I_{a,\text{эфф}}$ | эффективный резонансный интеграл поглощения, см^2 | q | относительное вредное поглощение |
| $I_{a,\infty}$ | истинный резонансный интеграл поглощения, см^2 | q_0 | основное поглощение |
| J | ток нейтронов нейтр/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ | q_1 | избыточное поглощение |
| j | плотность замедления, нейтр/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \times \text{МэВ})$ | R | радиус ядра, см; радиус активной зоны, м |

| | | | |
|--------------------------|---|-----------------------|--|
| R_t | скорость t го взаимодействия нейтрона с ядром, $1/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$ | n | среднее число вторичных нейронов на один поглощенный первичный |
| r_t | внешний радиус t й зоны ячейки, мм | θ | коэффициент использования тепловых нейтронов, угол рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат, град |
| S | скорость генерации нейтронов, нейтр/($\text{см}^3 \cdot \text{с}$) | x^2 | материальный параметр, см 2 |
| T_p | кампания реактора, сут | λ | длина волны нейтрона, см, длина свободного пробега, см, постоянная распада, с $^{-1}$ |
| T_2 | время удвоения количества делящегося материала, годы | λ_t | длина пробега до t го взаимодействия см |
| $T_{\text{топ}}$ | кампания топлива, сут | μ | коэффициент размножения на быстрых нейтронах |
| T | период реактора, с, толщина отражателя, см | \bar{n} | среднее число нейтронов, образующихся в акте деления t го нуклида |
| T, t | температура, К; °C | $\nu_{\text{эфф}}$ | число вторичных нейтронов на один поглощенный в топливе первичный |
| T_n | температура нейтронного газа, К | $\nu_{\text{эфф}}^t$ | число вторичных нейтронов на один поглощенный в t м нуклиде |
| t | время, с | ξ | средняя логарифмическая потеря энергии в одном акте рассеяния |
| u | летаргия | $\xi \Sigma_s$ | замедляющая способность, см $^{-1}$ |
| V | объем, м 3 | ρ | реактивность |
| v | скорость нейтрона, см/с | $\Delta \rho_t$ | температурный эффект реактивности |
| $W(E \rightarrow E')dE'$ | вероятность для нейтрона рассеяться в интервал энергий dE' | $\rho_{\text{шл}}$ | глубина выгорания топлива, МВт·с/т/кг |
| W_f | барьер деления, МэВ | $\Sigma_t (\sigma_t)$ | полное макроскопическое (микроскопическое) сечение взаимодействия, см $^{-1}$ (см 2) |
| Z | число протонов в ядре | $\Sigma_t (\sigma_i)$ | макроскопическое (микроскопическое) сечение взаимодействия, см $^{-1}$ (см 2) |
| α | параметр замедления | τ | возраст нейтронов, см 2 |
| α_t | температурный коэффициент реактивности, $1/\text{°C}$ | Φ | поток нейтронов, нейтр/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) |
| β_t | доля запаздывающих нейтронов t й группы | | |
| G | ширина резонанса, эВ | | |
| G_t | парциальная ширина резонанса, эВ | | |
| γ | плотность материала, г/см 3 | | |
| $\gamma_{\text{р}(k)}$ | коэффициент затенения в решетке (канале) | | |
| Δ | доплеровская ширина резонанса эВ | | |
| δ | эффективная добавка, см | | |
| ϵ | средняя энергия связи ядра в ядре, МэВ | | |
| ϵ_t | объемная доля t го компонента | | |
| ϵ_n | энергия связи нейтрона в ядре, МэВ | | |
| ζ | длина линейной экспоненты в единицах $\lambda_{\text{ср}}$ | | |

Ψ — вероятность избежать резонансного поглощения

χ_i — доля нейtronов спектра деления, попадающих в i -ю группу

ψ — угол рассеяния в системе центра инерции

ω — отношение объемов замедлителя и топлива

Подстрочные индексы

t — температура

a — поглощение

s — рассеяние

f — деление

c, γ — радиационный захват

p — потенциальное рассеяние

r — резонансное рассеяние

R — увод

el — упругое рассеяние

in — неупругое рассеяние

$compr$ — образование составного ядра

α — испускание α -частицы

n — нейтрон

tr — транспортное

Часть I

ОСНОВЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Глава 1

СВОЙСТВА ЯДЕР И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

§ 1.1. Общие сведения о строении ядра

В настоящей главе очень кратко излагаются основные сведения о строении и свойствах атомных ядер, необходимые при изучении физики реакторов. Более полно ядерная физика обычно рассматривается в специальных курсах.

До 1932 г. были известны только две элементарные частицы: *электрон* 0_1e с зарядом $q_e = -1,6022 \cdot 10^{-19}$ Кл и массой покоя $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31}$ кг и *протон* 1_1p с положительным зарядом, численно равным заряду электрона, и массой покоя $m_p \approx 1836,15 m_e$. Было предложено несколько моделей ядра, включающих эти две частицы, но все они не выдержали экспериментальной проверки. В 1932 г. Д. Чедвик открыл новую частицу, названную *нейтроном* 1_0n . Эта частица электрически нейтральная и имеет массу покоя $m_n = 1838,68 m_e$. В том же году Д. Д. Иваненко и, независимо, В. Гейзенберг выдвинули гипотезу о протон-нейтронной структуре ядра. Эта гипотеза была полностью подтверждена всем последующим ходом развития ядерной физики и ее приложений.

Итак, ядро состоит из Z протонов (Z — целое число, численно равное порядковому номеру элемента в Периодической таблице Д. И. Менделеева) и $A-Z$ нейтронов, где A — полное число (целое) нуклонов в ядре. Протон и нейtron обладают собственным моментом количества движения (спином), равным $\hbar/2$ ($\hbar = h/2\pi$, $h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка), и связанным с ним магнитным моментом. Изучение взаимодействия нейтронов и протонов с ядром выявило целый ряд общих свойств этих частиц, а различия объяснялись наличием у протона электрического заряда и соответственно дополнительным кулоновским взаимодействием. В дальнейшем для них было принято общее название *нуклоны* — частицы, составляющие

ядро нуклида (*нуклид* — вид атома, характеризующийся массовым числом A , атомным номером и ядерным энергетическим состоянием, при условии, что средний срок жизни в этом состоянии достаточно продолжителен для наблюдения)

Так как полное число нуклонов A в ядре определяет его массу, то A получило название *массового числа*. Нуклиды с одинаковым массовым числом, но разным протон-нейтронным составом принято называть *изобарами*.

В настоящее время известно около 2000 различных нуклидов, включая полученные искусственно. Подобно тому, как, задавая Z , мы полностью определяем химический элемент, задавая пару чисел Z и A , мы полностью определяем нуклид. Рассмотрим некоторые ядерно-физические характеристики нуклидов с данными Z и A .

Заряд. Число протонов в ядре Z определяет непосредственно его заряд. Нуклиды с одинаковым числом протонов, но с разным числом нейтронов принято называть *изотопами* элемента. Ядерные свойства изотопов элемента, в отличие от химических, могут различаться чрезвычайно резко.

Масса. Из-за разницы в числе нейтронов $A-Z$ изотопы элемента имеют разную массу M (A, Z), которая является другой важной характеристикой ядра. В ядерной физике массу ядер принято измерять в атомных единицах массы (а.е.м.). За атомную единицу массы принимают $^{12}_{\text{C}}$ часть массы нуклида $^{12}_{\text{C}}$

$$1 \text{ а.е.м.} = M_{\text{ат}}(^{12}_{\text{C}}) / 12 \approx 1,66056 \cdot 10^{-27} \text{ кг.} \quad (1.1.1)$$

Кроме того, в ядерной физике часто используют энергетический эквивалент массы. Согласно соотношению Эйнштейна, каждому значению массы M соответствует полная энергия

$$E = Mc^2, \quad (1.1.2)$$

где c — скорость света в вакууме. Установим соотношение между а.е.м. и ее энергетическим эквивалентом:

$$E_{1 \text{ а.е.м.}} = 1,66056 \cdot 10^{-27} (2,997924 \cdot 10^8)^2 = 1,492436 \cdot 10^{-10} \text{ Дж,}$$

так как $1 \text{ эВ} = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ (энергия, приобретаемая электроном при прохождении разности потенциалов в 1 В), то

$$E_{1 \text{ а.е.м.}} = 9,31502 \cdot 10^8 \text{ эВ} = 931,502 \text{ МэВ,}$$

таким образом, 1 а.е.м. соответствует энергия 931,502 МэВ.

Радиус. Резерфорд, исследуя процесс рассеяния α -частиц на ядрах, оценил размеры ядра — порядка 10^{-14} м . Анализ распада тяжелых ядер позволил уточнить этот результат и связать радиус ядра с массовым числом простым соотношением

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (1.1.3)$$

где r_0 — константа. Поскольку радиус ядра не есть чисто геометрическая характеристика и связан прежде всего с радиусом

действия ядерных сил, то значение r_0 зависит от процесса, при анализе которого получено значение R . Наилучшее значение r_0 было определено из экспериментов по рассеянию быстрых электронов ядрами и равно $1,21 \cdot 10^{-15}$ м.

§ 1.2. Избыток массы. Энергия связи

Сравним массу атома, выраженную в а.е.м. с массовым числом. Из определения (1.1.1) следует, что масса нуклида $^{12}_6\text{C}$ в а.е.м. точно равна его массовому числу. Так как масса однозначно связана с энергией (1.1.2), то очевидно, чем меньше энергия потенциального поля ядерных сил, удерживающих нуклоны в ядре, тем меньше его масса. Принято потенциальную энергию свободных нуклонов, удаленных на бесконечность, считать равной нулю. Тогда потенциальная энергия поля ядерных сил отрицательная, и нуклоны тем сильнее связаны в ядре, чем больше по абсолютному значению потенциальная энергия ядра.

Рассмотрим разность массы нуклида, выраженной в а.е.м., и массового числа

$$\delta [M(A, Z)] = M - A, \quad (1.2.1)$$

называемую *избытком массы*. Из сказанного выше следует, что $\delta[M(A, Z)]$ для нуклида $^{12}_6\text{C}$ равна нулю. Для других нуклидов эта величина отлична от нуля.

Количественное рассмотрение устойчивости ядер стало возможным благодаря точному измерению масс нуклонов и ядер. Массы ядер всегда меньше суммы масс составляющих их нуклонов, так как потенциальная энергия связанной системы (ядра) меньше потенциальной энергии свободных нуклонов. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить данное ядро на составляющие его нуклоны, называется *энергией связи ядра*. Ее можно определить следующим образом:

$$E_{cb} = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2. \quad (1.2.2)$$

В таблицах, как правило, приводят значения масс нуклидов. Поэтому удобно использовать следующую запись (с точностью до энергии связи электронов):

$$E_{cb} = [ZM_{at}(\text{H}) + (A - Z)m_n - M_{at}(A, Z)]c^2. \quad (1.2.3)$$

При использовании выражений (1.2.2) и (1.2.3) необходимо помнить, что энергия связи ядра на несколько порядков меньше полной энергии, соответствующей массе (1.1.2), и для получения достаточно точного результата необходимо знать значения масс с точностью не менее шести знаков (при вычислениях возникает малая разность). В практических расчетах удобнее использовать табулированные значения избытка массы (1.2.1).

В случае использования δ выражение для энергии связи имеет следующий вид:

$$E_{\text{св}} = [Z\delta(^1\text{H}) + (A - Z)\delta(^1\text{n}) - \delta[M_{\text{ст}}(A, Z)]]c^2. \quad (1.2.4)$$

Рассмотрим отношение энергии связи ядра к массовому числу

$$\varepsilon = E_{\text{св}}/A. \quad (1.2.5)$$

По определению ε есть средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон. Тем самым она характеризует интенсивность ядерных сил. Как видно из рис. 1.1, при малых значениях массовых чисел ε резко возрастает и достигает максимума при $A \approx 50 \div 60$. Нуклиды с такими массовыми числами наиболее устойчивы. С дальнейшим ростом A средняя энергия связи уменьшается, однако в широком интервале массовых чисел значение средней энергии связи почти постоянно ($\bar{\varepsilon} = 8$ МэВ). Из сказанного следует, что можно записать

$$E_{\text{св}} \approx \bar{\varepsilon}A. \quad (1.2.6)$$

Легко понять, что если бы каждый нуклон ядра взаимодействовал с $(A-1)$ другими нуклонами, то полная энергия этого взаимодействия была бы пропорциональна произведению $A(A-1) \approx A^2$. Отличие этого соотношения от (1.2.6) указывает на свойство насыщения ядерных сил: каждый нуклон в ядре взаимодействует не со всеми остальными, а только с ограниченным числом соседних нуклонов. Ядерные силы — это силы притяжения, и, как свидетельствует факт существования стабильных ядер, при некоторых условиях они больше сил кулоновского отталкивания (энергия притяжения, как было сказано выше, равна примерно 8 МэВ, энергия кулоновского отталкивания двух соседних протонов в ядре на порядок меньше).

§ 1.3. Устойчивость ядер

Из факта убывания средней энергии связи для нуклидов с массовыми числами больше или меньше 50—60 следует, что для ядер с малыми A энергетически выгоден процесс слияния — термоядерный синтез, приводящий к увеличению массового числа, а для ядер с большими A — процесс деления. В настоящее время оба эти процесса, приводящие к выделению энергии, осуществлены, причем последний лежит в основе современной ядерной энергетики, а первый находится в стадии разработки.

Детальное исследование показало, что устойчивость ядер существенно зависит также от параметра $(A-Z)/Z$ — отношения

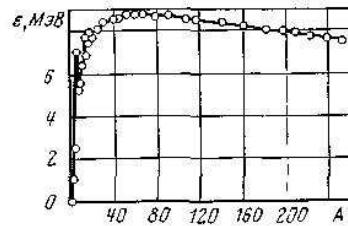


Рис. 1.1. Зависимость средней энергии связи ε , отнесенной к одному нуклону, от массового числа A

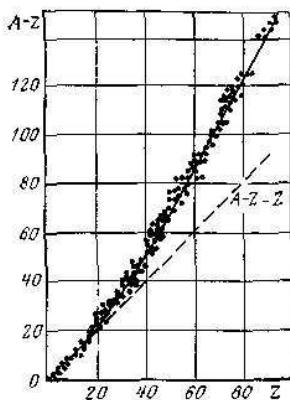


Рис. 1.2 Зависимость числа нейтронов $A-Z$ от числа протонов Z для стабильных ядер

и более стабильных изобар Следовательно, наиболее стабильны четно-четные ядра, наименее стабильны нечетно-нечетные. Явление повышенной устойчивости четно-четных ядер свидетельствует о том, что как нейтроны, так и протоны проявляют тенденцию группироваться парами (с антипараллельными спинами). Это приводит к нарушению плавности зависимости средней энергии связи от A (см. рис. 1.1).

Таблица 1.1. Распределение стабильных ядер в природе в зависимости от четности Z и $A-Z$

| Z | $A-Z$ | A | Число нуклидов |
|----------|----------|----------|----------------|
| Четное | Четное | Четное | 167 |
| Четное | Нечетное | Нечетное | 55 |
| Нечетное | Четное | Нечетное | 53 |
| Нечетное | Нечетное | Четное | 4 |
| | | | 108 |

§ 1.4. Капельная модель ядра.

Полуземпирическая формула Вайцзенкера для энергии связи

Форма зависимости энергии связи от массового числа привела к мысли об аналогии между ядром и каплей жидкости и к созданию капельной модели ядра. Изложим кратко основные соображения, которые были положены в основу этой модели. Из связи радиуса ядра с массовым числом (1.1.3) можно получить ряд интересных результатов.

1. Масса ядра пропорциональна его объему ($A \sim R^3$) следовательно, все ядра имеют одинаковую плотность нуклонов

$$n = A/V = A / \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) = A / \left[\frac{4}{3} \pi (1,21 \cdot 10^{-15})^3 A \right] \approx \\ \approx 1,35 \cdot 10^{44} \text{ нуклон/м}^3. \quad (1.4.1)$$

Поскольку $m_n \approx m_p \approx m_N$ (m_N — масса нуклона), то плотность ядерного вещества также одинакова для всех ядер:

$$\rho = n m_N \approx 1,35 \cdot 10^{44} \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \approx 2,24 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3. \quad (1.4.2)$$

2. Среднее расстояние между центрами двух нуклонов также постоянно и не зависит от массового числа:

$$d = \sqrt[3]{V/A} = \sqrt[3]{1/n} \approx \sqrt[3]{1/1,35 \cdot 10^{44}} \approx 1,95 \cdot 10^{-15} \text{ м}. \quad (1.4.3)$$

Результаты (1.4.1) — (1.4.3) позволяют провести аналогию между ядерным веществом и несжимаемой жидкостью. Попробуем, опираясь на эту аналогию, написать формулу для энергии связи ядра-капли. Из предположения, что все нуклоны ядра равнозначны и каждый взаимодействует только с близлежащими — как молекулы в капле жидкости, — следует, что энергия связи ядра должна быть пропорциональна полному числу нуклонов A и в первом приближении

$$E_{\text{св}} \approx \alpha A,$$

где α — коэффициент пропорциональности.

Однако предположение о равнозначности нуклонов не точно. Часть из них, находящаяся на поверхности, связана с соседними нуклонами слабее (испарение молекул капли жидкости протекает с ее поверхности). Это приводит к уменьшению энергии связи ядра, и в первое приближение необходимо ввести поправку. Общее число «поверхностных» нуклонов пропорционально $R^2 \sim A^{\frac{2}{3}}$. Тогда

$$E_{\text{св}} \approx \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}}.$$

В отличие от обычной, «ядерная жидкость» содержит заряженные частицы. Наличие кулоновского отталкивания также уменьшает энергию связи на величину

$$\Delta E_{\text{кул}} \sim Z(Z-1)/R \approx Z^2/R \sim Z^2/A^{1/3}.$$

Значит,

$$E_{\text{св}} \approx \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma Z^2/A^{1/3}.$$

Не все экспериментальные факты укладываются в рамки классической теории. Первый такой факт — наибольшая устойчивость легких ядер имеет место при $Z=A-Z$. Образование пары нейтрон — протон энергетически более выгодно, чем

образование пар протон—протон, нейтрон—нейтрон (в природе отсутствуют ядра бипротон ${}_{\bar{2}}^2\text{He}$, бинейтрон). Отклонение в любую сторону от условия $Z=A-Z$ приводит к уменьшению энергии связи. Нарушение этого условия при больших Z (см. рис. 1.2) объясняется возрастанием сил кулоновского отталкивания. С учетом члена, характеризующего протон-нейтронную асимметрию, формула для энергии связи приобретает вид:

$$E_{cb} \approx \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 / A^{1/3} - \varepsilon \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 / A.$$

Второй факт — влияние четности Z и $A-Z$ на устойчивость ядер (см. табл. 1.1), а следовательно, и на энергию связи. Разобъем все ядра на три группы:

- 1) четно-четные ядра (A — четное);
- 2) нечетно-четные и четно-нечетные (A — нечетное);
- 3) нечетно-нечетные (A — четное).

Увеличение или уменьшение числа протонов или нейтронов на единицу скачком переводит ядро из одной группы в другую. Соответственно скачком должна изменяться энергия связи. Учтем этот экспериментальный факт введением в формулу для энергии связи ядра члена δ следующим образом:

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{для четно-четных ядер;} \\ 0 & \text{для ядер с нечетным } A; \\ -|\delta| & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Из сопоставления расчетных и экспериментальных данных получается

$$|\delta| = \chi A^{-3/4}.$$

В целом полуэмпирическую формулу для энергии связи ядра, так называемую формулу Вайцзеккера, записывают следующим образом:

$$E_{cb} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta. \quad (1.4.4)$$

Коэффициенты α , β , γ и ε получают при статистической обработке экспериментальных данных. Необходимо помнить, что значения коэффициентов постоянно уточняются (в настоящее время принято $\alpha=15,56$ МэВ; $\beta=17,23$ МэВ; $\gamma=0,71$ МэВ; $\varepsilon=93,46$ МэВ; $\chi=34$ МэВ), изменяется и вид формулы.

§ 1.5. Свойства нейтрона

Рассмотрим основные свойства нейтрона и его взаимодействие с ядрами. Интерес к этому вопросу вызван тем, что открытие нейтрона дало толчок бурному развитию ядерной физики. Действительно, отсутствие у нейтрона заряда сделало ней-