

1.1. Исторически обзор

В класическата си работа *Лъчения от радиоактивни вещества*, публикувана през 1930 г., Ръдърфорд, Чадуик и Елис (Rutherford, Chadwick, Ellis) посочват три открития, бележещи началото на една епоха, в която става възможен бързият прогрес в изследванията на фундаменталните проблеми на физиката, като природата на електричеството и състава и връзките между атомите на елементите:

1895 г. — откриването на рентгеновите лъчи от Рънтген (Röntgen);

1896 г. — откриването на радиоактивността на урана от Бекерел (Becquerel);

1897 г. — Откриването на електрона от Дж. Дж. Томсън (J. J. Thomson).

Две други събития изиграват също толкова важна роля в интерпретацията на споменатите открития:

1900 г. — Планк (M. Planck) предлага формулата, описваща излъчването на черното тяло;

1913 г. — Бор (N. Bohr) създава теорията за водородния атом.

Смятам, че трябва да се добавят и други открития, отнасящи се до развитието на ядрената физика:

1905 г. — създаването на специалната теория на относителността от Айнщайн (Einstein);

1911 г. — откриването на атомното ядро от Ръдърфорд;

1926 г. и по-късно

Развитието на нерелативистичната и релативистичната квантова механика от Дьо Бройл (de Broglie), Шрьодингер (Schrödinger), Хайзенберг (Heisenberg), Дирак (Dirac) и други.

Сега много следствия от тези открития са част от нашата култура и имат благотворно въздействие върху техниката и науката. Трябва обаче да се различават три области на физиката.

Атомната физика е тази област, която се занимава с поведението на атомите и особено на тяхната електронна обвивка. Слоестата структура на тази обвивка се дължи на атомното ядро, но не се влияе съществено от свойствата му освен от заряда и в по-малка степен — от ъгловия и магнитния му момент. Аналогично поведението на ядрото слабо зависи от заобикалящата го електронна обвивка и затова предметът на **ядрената физика** може почти да се отдели от този на атомната физика. Всички методи за регистрация на лъченията в ядрената физика и физиката на елементарните частици обаче зависят от атомната физика.

От ядрената физика произлиза и **физиката на елементарните частици**. Две събития отбелязват нейното начало:

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Атомна физика. Физика на електронния, извънядрен строеж на атомите.

Ядрена физика. Физика на атомните ядра, за които се предполага, че са изградени от протони и неутрони.

Физика на елементарните частици Физика на кварките и глюоните, за които се смята, че изграждат протоните и неутроните, и на лептоните и калибровъчните бозони и ... кой знае на какво още!

Забележка. Имена на частиците, излъчвани в радиоактивните разпадания, и какво представляват всъщност:

α -частици — ядра на хелиеви атоми;

β -частици — електрони;

γ -лъчи — фотони.

Следващи по азбучен ред, но които не се излъчват в радиоактивни разпадания:

δ -лъчи — електрони, избити от атом при сблъскване с бърза заредена частица. Понякога се наричат вторични електрони.

Очевидно орбитата е симетрична спрямо линията OD . Ако b е нула, падащата частица ще стигне на разстояние p (фиг. 1.6). В тази точка началната кинетична енергия се трансформира в механична потенциална енергия в кулоновото поле. Следователно

$$(1.1) \quad \frac{1}{2} m v^2 p^2 = \frac{4\pi e^2}{Zze^2}.$$

Статика 1. Намиране на връзка между b и θ .
Използва се законът за запазване на кинетичния момент спрямо O , за да се свърже началната скорост с перпендикулярната на OX компонента в T . X :

$$(1.2) \quad mvb = mr^2 \frac{d\phi}{dt},$$

$$(1.3) \quad \frac{dt}{d\phi} = \frac{r^2}{v}.$$

Да разгледаме компонентата на импулса в направление OD . Тя се променя от $-mv \sin(\theta/2)$ до $+mv \sin(\theta/2)$. В T , X промяната на импулса е компонентата на кулоновото отблъскване в направление OD .

$$2mv \sin \frac{\theta}{2} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{4\pi e^2}{Zze^2} r^2 \cos \phi dt.$$

Използваме уравнение (1.3), за да сменим интеграционната променлива t с ϕ , и получаваме

$$2mv \sin \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi e^2 v b}{Zze^2} \int_{\phi=(\pi-\theta)/2}^{\phi=-(\pi-\theta)/2} \cos \phi dt = \frac{2}{p} \frac{b}{m v} \left[\sin \phi \right]_{(\pi-\theta)/2}^{-(\pi-\theta)/2}$$

$$(1.4) \quad \tan \frac{\theta}{2} = \frac{2b}{p}.$$

Това е връзката, която се търси в статика 1.

Статика 2. Извод на сечението.

От израза (1.4) се вижда, че b намалява, когато θ расте. Следователно, за да претърпи разсейване на въгли, по-голям от θ , прицелният параметър b трябва да е по-малък от $(p/2) \cot(\theta/2)$. Това означава, че падащата частица трябва да попадне в диск с този радиус, центриран в O и перпендикулярен на v . Площта σ около OP , която осигурява разсейване на въгли, по-големи от θ , е тогава равна на площта на този диск. И тя е

$$(1.5) \quad \sigma(\theta > \Theta) = \pi p^2 \cot^2 \frac{\Theta}{2}.$$

Това е вълниен и запис, с който тя е известна:

$$\sigma(\theta > \Theta) = \pi \left(\frac{4\pi e^2}{Zze^2} \right)^2 \cot^2 \frac{\Theta}{2}.$$

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ
Параметър на разсейване. Това е перпендикулярната проекция на точката, към неотместената траектория на частицата.
Прегаген импулс. Импулсът, прегаген на ягрито при егнократно разсейване (означение q).
Коментар. Тези величини не са специфични за разсейването на Ръдфорда, което е обект на настоящото обсъждане. Параметърът на разсейване обаче е класическа концепция.

Формула на Ръдърфорд за диференциалното сечение на разсейване

Предположения:

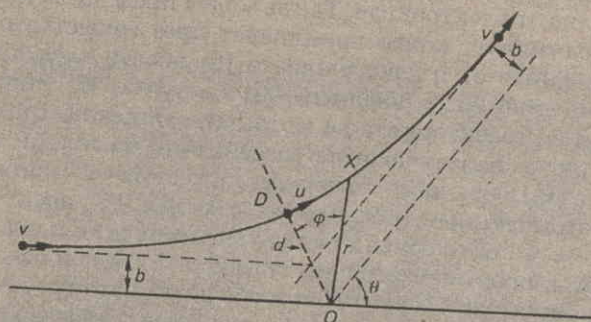
1. Ядрен модел
2. Неподвижно ядро на мишената (няма откат)
3. Точкови заряди
4. Само кулонови сили
5. Еластично разсейване
6. Класическа механика

Таблица 1.1. Означения на величините, използвани при извода на формулата на Ръдърфорд за диференциалното сечение на еластично разсейване на заредена частица от неподвижно ядро от мишената

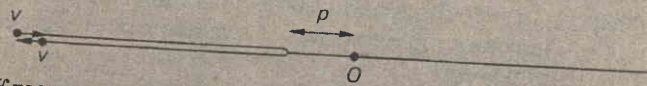
m — маса	падаща частица
v — скорост	
T — кинетична енергия	
ze — електричен заряд	
Ze — заряд на ядрото от мишената (в т. O)	вж. фиг. 1.5
b — прицелен параметър	
d — най-малко разстояние на доближаване (в т. D)	
u — скорост на падащата частица в т. D	
θ — ъгъл на разсейване	вж. фиг. 1.6
r, φ — полярни координати на т. X от траекторията спрямо OD	
p — най-малко разстояние на доближаване за $b = 0$	

1. Атомът се състои от ядро с положителен заряд Ze , което носи почти цялата му маса.
2. Електрично неутралният атом съдържа Z електрона, движещи се около ядрото.
- Лесно е да се покаже, че електроните не могат да причинят единични разсейвания със значително отклонение на α -частиците за разглежданата от Ръдърфорд кинетична енергия, така че те се пренебрегват. Останалите предположения за извода на формулата са:
3. Масите на ядрата от мишената са много по-големи от тези на падащите частици, така че откатът им при стълкновенията се пренебрежим.
4. Класическата механика може да се приложи за описване на взаимодействията. (И, разбира се, законите за запазване на импулса, момента на импулса* и енергията са изпълнени.)
5. Ядрата на мишената и падащата частица са точкови обекти, така че кулоновият потенциал между тях е $V(r) = Zze^2/4\pi\epsilon_0 r$, като r е разстоянието между центровете им. Орбитата на падащата частица се описва класически и се разглежда случай на еднакви заряди (както е за разсейване на α -частици от ядра), така че потенциалът е на отблъскване.
6. Не действат други сили освен електростатични.
7. Няма възбуждане нито на ядрата на мишената, нито на падащата частица. След стълкновение те остават непроменени, което отговаря на еластично разсейване.

Използваните символи са дефинирани в табл. 1.1. На фиг. 1.5 е показана една орбита. Падащата частица, ако не е разсеяна, преминава на разстояние b (прицелен параметър) от центъра (т. O) на ядрото от мишената. В действителност орбитата е хипербола и точката D от траекторията е на най-малко разстояние d от ядрото.



Фиг. 1.5. Класическа орбита на разсейваната частица в ръдърфорово разсейване с ненулев прицелен параметър b



Фиг. 1.6. Класическа орбита в ръдърфорово разсейване с нулев прицелен параметър. Законът за запазване на енергията изисква най-малкото разстояние p между частиците да бъде

$$p = \frac{Zze^2}{4\pi\epsilon_0 T}$$

* Кинетичен момент — бел. ред.

Площта σ се нарича диференциално сечение. Ако читателят се интересува от смисъла и употребата на този термин, препоръчваме, преди да продължи нататък, да прочете раздел 2.10, където е дадено по-пълното му описание.

Стъпка 3. Получаване на диференциално сечение по ъгли.

Това, което искаме да получим, е $d\sigma/d\Omega$, което е сечението за единичен пространствен ъгъл с разтвор θ . Диференциалният телесен ъгъл $d\Omega$ между θ и $\theta+d\theta$ се дава с

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta.$$

Следователно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi \sin \theta} \frac{d\sigma}{d\theta}.$$

Сечението $d\sigma/d\theta$, което ни трябва, е $(d/d\theta) \sigma(\theta > \Theta)$ от уравнение (1.5), така че получаваме

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}. \quad (1.6)$$

Таблица 1.2. Кратко изложение на резултатите, получени за ръдърфордово разсейване. Прицелният параметър b , ъгълът на разсейване θ и p са свързани чрез равенството

$$p = 2b \operatorname{tg} \frac{\theta}{2},$$

където

$$p = \frac{Zze^2}{4\pi\epsilon_0 T}.$$

Сечението на разсейване на ъгли, по-големи от Θ , е

$$\sigma(\theta > \Theta) = 4\pi \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \cotg^2 \frac{\Theta}{2}.$$

Диференциалното сечение по ъгли за разсейване под ъгъл θ е

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}.$$

Като заместим някои от величините с числените им стойности, получаваме

$$\sigma(\theta > \Theta) = \frac{\pi}{4} Z^2 z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^2 \left(\frac{\hbar c}{T} \right)^2 \cotg^2 \frac{\Theta}{2}$$

$$= \frac{\pi Z^2 z^2}{4} \left(\frac{1}{137} \right)^2 \left(\frac{197}{T[\text{MeV}]} \right)^2 \cotg^2 \frac{\Theta}{2}, \text{ fm}^2,$$

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{Z^2 z^2}{16} \left(\frac{197}{137 T[\text{MeV}]} \right)^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}, \text{ fm}^2 \text{sr}^{-1}.$$

За обяснение на единиците вж. раздел 2.2.

мамалява бързо с нарастване на ъгъла θ , става безкрайност за $\theta = 0$, обратнотопропорционално на квадратна на кинетичната енергия; на падащата частица, пропорционално на квадрата на заряда на падащата частица а на върхото от минута.

Изучим тези резултати, за да почувстваме физическия им смисъл. Когато θ расте, предаденият импулс q (фиг. 1.7) също расте. Той е по-голям, толкова по-големи са причиняваните големи сили, които действат на частицата. Толемии електрични осажават близки взаимодествия; колкото са по-близки, толкова по-бедки и затова сечението намалява с нарастване на θ . Възможно да разберем свойството 3: при фиксиран ъгъл θ ат пренос на импулс нараства с T . Ето защо сечението трябва да намалява с нарастване на T .

Понятно, наляганата от свойство 2, в действителност не съществат. Предлагаме на читателя се обмисли тази трудност, като разгледа фигура 1.8.

Свойство 4 е типично за електромагнитните взаимодествия и ще ги разгледаме по-късно. Двете частици си взаимодестват съществено чрез електромагнитното поле. Квадратноемеханичната амплитуда за взаимодестване на заряда Z с полето е пропорционална на Z^2 . Ето защо и квадратната за разсейване пропорционална на $(ZZ^2)^2$ (интензитет) е пропорционална на $(ZZ^2)^2$.

Свойства на диференциалното сечение за разсейване

• **рефинансирано на ф. 1.6.** (Използващите законите за запазване на енергията момент.)

$$p = \frac{2}{d} \left(1 + \operatorname{cosec} \frac{2}{\theta} \right)$$

...не разстомянето на максимално голяма част от разходите за разследване на престъпленията, че разследването на престъпленията е свързано с изразяване на

• $\theta \rightarrow 0$, $d\sigma/d\Omega$ сдвинуто вправо

на Ръководяща екипировка, че при $\theta \rightarrow 0^\circ$, $d\sigma/d\Omega \rightarrow \infty$. На практика, че наблюдавана настъпва се разсейва от чужди атом. Помислете какъто

за разсеждане на 10.

...те условия, както в заг. 1, пресметнете диференциалното съечение

9000

[illegible]

сечението на разсеяване на α -частици с енергия 10 MeV om agro. На

en. Subito alle 10.00 di mattina si riprendono le attività didattiche in classe.

...ама на Ръбпорт за разсеиване.

...застаје, а онда се поново покреће. Пошто је овај процес понављао неколико пута, добио је назив "поновно покретање".

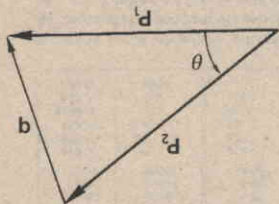
ЗАДАЧИ

е известната формула на Ръдфорд за диференциалното
преплетожиме кълново разсейване.

Фиг. 1.7. Предаден импулс q при еднотично разсейване от неподвижна мишена. Векторите P_1 и P_2 изобразяват импулсите на падащата и разсеяната частица ($|P_1| = |P_2| = P$). Ако ъгълът на разсейване е θ , от геометрията следва

$$q = 2P \sin(\theta/2).$$

$$q = 2P \sin(\theta/2).$$



1.4. Експериментите на Ръдърфорд и неговите колеги

През 1911 г. Гайгер потвърждава, че ъгловото разпределение на α -частиците, разсеяни на ъгли между 30° и 50° от тънко златно фолио, е в съгласие с теорията. По-късно Гайгер и Марсен в разширена серия от експерименти потвърждават, че

- 1) ъгловото разпределение се изменя, както $\cos^4 \theta/2$ за $5^\circ < \theta < 150^\circ$,
- 2) добивите в тази ъглова област са пропорционални на дебелината на фолиото и
- 3) сечението на разсейване от Al, Cu, Ag, Sn и Au се променя приблизително с квадрата на атомното им тегло.

Резултат 1 потвърждава формулата на Ръдърфорд и верността по същество на предложението от него модел на атома. Резултат 2 потвърждава, че разсейванията на големи ъгли се дължат на единични удари, а не на множество разсейвания на малки ъгли (съществен факт за установяване правилността на интерпретацията на Ръдърфорд; зад. 1.7). Последният резултат следва, както вече знаем, от факта, че Z на ядрата е почти пропорционален на A ($Z \approx A/2$ за стабилните ядра — бел. прев.). Ядреният заряд в единици e (заряд на електрона) е определен в изследванията на Мозли (Moseley) върху спектрите на рентгеновите лъчи. През 1920 г. Чадуик (Chadwick) прави преки измервания на ядрения заряд Z чрез разсейване на α -частици. В табл. 1.3 е дадено факсимиле на няколко страници от работата на Ръдърфорд, Чадуик и Елис (Ellis), в която се описва апарат, използван от Гайгер и Марсен, както и получените резултати.

1.5. Проверка на предположенията

Ръдърфорд предлага модел на атома. Верността на направените предположения се потвърждава от експерименталните резултати. Да обсъдим предположенията извън модела:

1. Пренебрегва се откатът на ядрото — това може да се избегне при работа в система център на масите. Формулата е същата, но ефективната стойност на T е пълната кинетична енергия в тази система, като ъгълът на разсейване и диференциалното сечение по ъгли се отчитат също в тази система. Последните две величини трябва да се трансформират в лабораторната система (мишена в покой), преди да се сравняват с експерименталните резултати.
2. Класически подход към траекторията. Квантовомеханичният подход в борново приближение дава същия резултат. Ценността на класическия подход са неговата разбираемост и фактът, че дава правилен резултат. По-нататък ще използваме някои идеи от класическия подход, но това че трябва да ни отвлече от знанието, че квантовомеханичният подход е по-правилен.
3. Точкови заряди. Ръдърфорд и Чадуик не са установили нито едно отклонение от формулата за разсейване на α -частици от радий В и С при използване на златни, сребърни и медни мишени. Като знаят най-голямото класическо доближаване между частиците, те стигат до извода, че радиусите на тези ядра, ако имат някакъв размер, са по-малки съответно от $3,2$; $2,0$ и $1,2 \cdot 10^{-14}$ m. По-късно, в опити с мишени от леки елементи, те открили отклонения от формулата на Ръдърфорд. Например за алуминий се наблюдават отклонения, когато класическото доближаване е около $8 \cdot 10^{-15}$ m. Сега знаем, че те са причинени от ядрените сили, които за разлика от кулоновите действат само на малки

разстояния. В гл. 3, когато обсъждаме размера на ядрото, ще се върнем отново към ядрените сили.

4. Липса на други сили. Току-що бяха въведени ядрените сили. Освен тях за взаимодействащи си частици със спин (а следователно и с магнитен момент) трябва да се отчетат и магнитните ефекти, дължащи се на взаимодействието между спиновете, както и между всеки спин и тока, създаван от движението на останалите заредени частици. По-късно ще илюстрираме тези ефекти за случая на частица със спин (електронно разсейване, раздел 3.4).

5. Еластично разсейване. α -Частичите, използвани от Ръдърфорд, не са имали големи енергии, за да причинят нееластични стълкновения. Нееластични са онези стълкновения, при които една от или и двете участващи частици се възбуждат или делят. След опитите на Ръдърфорд са създадени много изкуствени източници на по-високоенергетични α -частици, които със сигурност предизвикват нееластични стълкновения. Засега ще изоставим разглеждането на релятивистичните ефекти. Ясно е, че с източниците на α -частици на Ръдърфорд не възниква проблем, защото скоростите са били около $1/15$ от скоростта на светлината. Разсейването на електрони обаче трябва да се разглежда релятивистично, тъй като електроните, които имат достатъчно голяма енергия, за да се използват в ядрените изследвания, са релятивистични.

ЗАДАЧИ

1.5. Дефинирайте диференциалното сечение $d\sigma/d\Omega$ за един процес на разсейване. Изведете формулата на Ръдърфорд за сечението на разсейване на α -частици, преминаващи с кинетична енергия T покрай ядро със заряд Ze :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2 \cos^2(\theta/2)}{8\pi\epsilon_0 T} \right)^2,$$

където e е зарядът на електрона, а θ — ъгълът на разсейване. При какви условия ще се наблюдават отклонения от тази формула? Илюстрирайте отговорите си, като разгледате разсейването на α -частици с енергия 15 MeV от тънка мишена от Al ($Z = 13$, $A = 27$) и от Au ($Z = 79$, $A = 197$). Допуснете, че ядреният радиус R се дава приблизително с формулата

$$R = 1,2 A^{1/3} \cdot 10^{-15} \text{ m}.$$

(Адаптирана от изпита по физика през 1968 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет)

1.6. Покажете, че формулата за диференциалното сечение на Ръдърфорд може да се запише чрез квадрата на предадения импулс q^2 по следния начин:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi Z^2 z^2 \alpha^2 (\hbar c)^2}{q^4 v^2},$$

където α е константата на фината структура, а v — скоростта на разсеяната частица.

1.7. Ако разсейването на големи ъгли, наблюдавано от Ръдърфорд, не е резултат от еднократно разсейване, а от многократни разсейвания (вж. с.5), как ще се променя броят на частиците при фиксиран ъгъл, когато се изменя дебелината на мишената. В първия случай, ако се пренебрегне отслабването на първоначалния сноп, броят нараства линейно с дебелината. Какво ще стане, ако многократното разсейване е определящо? (Разгледайте задачата за случайно блуждаене: всяко малко разсейване си представете като случаен скок на мравка по повърхността на сферата. Започвайки от полюса, с n случайно ориентирани „мравки“ ще получите разстоянието от полюса. Това разстояние ще се променя във всеки опит от n скока, но вие ще осредните по много опити. Каква зависимост очаквате за големината на това средно разстояние от n ? Обединяващи идеи са дифузията и брауновото движение.)

1.6. Състав

Разкриване

пичните

2. където

стомните ел

е големи

си с мето

ден химич

е цялата

стойност до

зало число.

сово числ

(гуклид), е

Таблица 1.4. С

1 H 1,008	4 Be 9,012
3 Li 6,941	12 Mg 24,305
11 Na 22,990	20 Ca 40,078
19 K 39,098	38 Sr 87,62
37 Rb 85,468	56 Ba 137,33
55 Cs 132,91	88 Ra 226
87 Fr	

Серия на
лантанидите

Серия на
актинидите

† Атомното тегло
от място на място
които имат доста
имена на всички си
(104-109) Тези елементи

Омното ядро е много сложен обект и изучаването на неговите свойства съставлява голяма част от предмета на ядрената физика. Учебник, както се полага за един уведен курс, ще разглеждам по-очевидните свойства на ядрото. Тези свойства се делят, групирани, на статични и динамични. В табл. 1.5 са изброени тези, ще обсъдим повече или по-малко подробно. Нашите цели са да се осигури широка основа от знания за свойствата на ядрата на по-простите модели, с които се обясняват тези свойства.

Читателят да получи идея за ядрените сили и за ролята им, след останалите взаимодействия в ядрената физика.

Таблица 1.5. Свойства на ядрата

Статични	Динамични
1 — заряд	1 — радиоактивност
2 — размер и форма	2 — възбуждени състояния
3 — маса и енергия на свързване	3 — ядрени реакции
4 — спин и четност	
5 — електромагнитни моменти	

ледната цел ни води до физиката на елементарните частици е дефинирана в началото на тази глава. Там нашите цели са да въведем читателя в най-фундаменталната част на материята, която изобилства в ядрената физика, с добавката на известна в наши дни. Накрая ще обсъдим ролята на ядрената физика и физиката на елементарните частици в астрофизиката и космологията.

Статични свойства

Ernest, Sir Ernest, Chadwick, J., Ellis, C. D. (1930). *Radiations from radioactive substances*. Cambridge University Press.

Някои количествени характеристики

1.1. Увод

Голяма част от експерименталните изследвания в ядрената физика са свързани с изучаването на елементарните частици, включват изучаване на спонтанни или на спонтанни изменения. Първото изисква познания за диференциалните сечения и тяхното използване. Спонтанните изменения трябва да се разбират чрез скоростите за преход. Тези изменения и техните свойства се интерпретират на базата на основните физични закони, които ги управляват. Интерпретациите обаче са точни, ако не им се даде количествен израз. В тази връзка трябва да обсъдим подходящите единици и съответстващите да обсъдим количествен подход към разбирането на ядрената физика и ролята на елементарните частици.

1.2. Мащаби в ядрената физика и подходящи единици

Работите на Ръдърфорд и колегите му утвърждават съществуването на атомни ядра, а измерванията показват, че линейните им размери са около 10^{-15} m. Тези открития увеличават областта на човешките познания в микросвета с почти четири порядъка в сравнение с атомните размери. Като разположим в логаритмична скала размерите на ядрата, съставляващи ядрото, — от радиуса на Вселената до размера на частиците, — получаваме интервал от 41 порядъка. В ядрената физика често се използва много малка част (фиг. 2.1).

За да извършваме пресмятания за ядрата, са ни нужни подходящи единици. Очевидно резултатът трябва да бъде независим от избора на единиците, но системата SI, в която се работи с метри, грамове и т. н., не е най-удобната, когато се занимаваме с обекти, чиято големина е около 10^{-15} m, а масите им — около 10^{-27} kg. За да започнем с подходящата единица за енергия. В атомните единици тази единица е електронволт ($1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$). В ядрените единици ще видим, че обикновено тя е мегаелектронволт (MeV). За да стигнем до мащаба на елементарните частици, ще работим с гигаелектронволт ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$). Няма строго да се прилагат само към тези единици, така че бъдете готови да използвате и кратни на електронволта.

В ядрената физика е да използваме връзката между пълната енергия E , импулса p и масата m от специалната теория на относителността:

...и има размерност енергия на квадрат, така че, за да
...маса в покой $M^0 = 938 \text{ MeV}$ (протон) казваме, че има маса
... За частица, която има импулс, даващ $P = 1000 \text{ MeV}$,
... има импулс $P = 1000 \text{ MeV}/c$. Еквивалентните стойнос-
...та международна единица за маса е u (a. m. u. = a. e. m. =
...единица за маса). Нейната скала се определя чрез прирав-
...яване на ^{12}C на точно 12 единици (u). В тази скала масата
...на ^{12}C е дадена в табл. 2.1.
...и разглеждаме единиците за дължина. Последното наименование
...което е 2-7 фемтометра (fm). Последното наименование попу-
...арената физика название ферми, което има същото оз-
...начение. Тази единица е наречена на името на италиано-амери-
...канец Енрико Ферми (Enrico Fermi), който принадлежи
...към онези след Ръдърфорд и е известен с работите си в об-
...ластта на ядрената физика и физиката на елементарните частици.
...и няколко полезни числа и начини за пресмятане в
...ядрената физика. Лесно е, че константата на Планк h
...та на светлината c ще се появяват често. Авторът на
...и е установил, че много удобна и лесна за запомняне

$$hc = 197,3 \text{ MeVfm} = 0,1973 \text{ GeVfm} \quad (2.2)$$

$$h = 197,3 \frac{\text{MeV}}{c} \text{fm}, \quad (2.3)$$

$$c = 2,998 \cdot 10^{23} \text{ fm/s}^{-1}, \quad (2.4)$$

$$h = 6,582 \cdot 10^{-22} \text{ MeVs}. \quad (2.5)$$

(2.3) се използва при прилагане на съотношенията на

$$\Delta p \Delta x \approx h/2,$$

(2.5) е полезна за

$$\Delta E \Delta t \approx h/2.$$

...неопределеността в положението на частицата е 1 fm,
...и е около 99 MeV/c. Ако средното време
...неопределеността в импулса е 10^{-22} s , неопределеността в енергията
...раздел 2.9).

...на фината структура α се дава в SI с израза

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c},$$

...в ядрата на електрона. В произволна система

$$\alpha = 1/137,036 \approx 1/137.$$

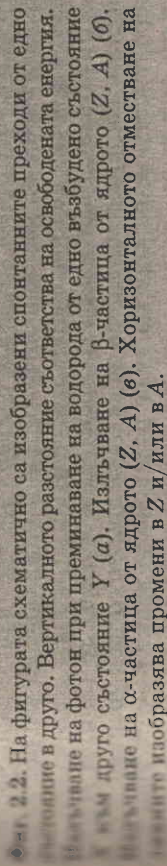
учини сполучності вж. Cohen and Taylor (1987).

рмощта на α и на $\hbar c = 197,3 \text{ MeV fm}$ много от пресмятанята са прости, вж. например зад. 2.1.

дествува и друга система, наречена естествена, която няма да сме, но трябва да се познава, тъй като в много книги се работи в тази система полагаме $\hbar = c = 1$ и изразяваме масата, дължината в единици GeV. Ясно е, че 1 единица от масата е 1 GeV, а единиците имат размерност $\hbar c$ /енергия, т. е. 1/GeV. От уравнението следва, че 1/GeV е равно на 0,1975 fm. Времето има размерност енергия, така че също се измерва в 1/GeV. Единицата за време е равна 7.10^{-25} s. Въпреки че е удобна за работа, естествена естествена величините не е съвсем очевидна в тази система. Единиците стойности в SI са дадени в табл. 2.1.

акон за радиоактивното разпадане

омната и субатомната физика често е енергетично възможното X да се разпадне до състояние Y . Има много примери за това. Например, атомът на водород може да премине от състояние Y с излъчване на фотон; едно ядро (Z, A) може да се превърне в ядро $(Z+1, A)$ с излъчване на β^- -частица или в ядро $(Z-2, A-4)$ с излъчване на α -частица. На фиг. 2.2 е дадена схема на описаните процеси. Тези процеси са разглеждани в глави 3 и 4. Други процеси, като разстоянието между линиите на състоянията



ако ω е вероятността състоянието X да премине в състояние Y за време t секунди. Да предположим, че в момент $t = 0$ имаме $N(0)$ брой частици в състояние X , а в момент t от тях са оцелели само $N(t)$. От теорията на ω следва

$$dN(t) = -\omega N(t) dt. \quad (2.6)$$

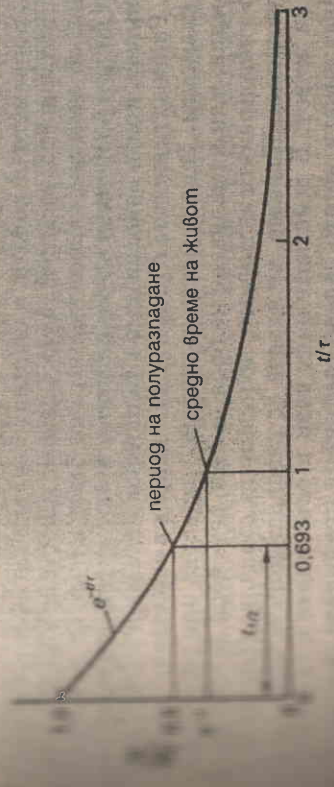
$$N(t) = N(0)e^{-\alpha t}. \quad (2.7)$$

зависе от законът за радиоактивното разпадане. Уравнението показва, че ако N_0 е началният брой на частиците, останали в състояние X след време t . Средното време на живот τ на състоянието X се дава с израза

$$\tau = \frac{1}{\omega}. \quad (2.8)$$

становим, че τ се променя в рамките на няколко порядъка за различните разпадания (вж. табл. 2.3) но, разбира се, за дадено разпадане то е константа.

Извършват се изследвания на радиоактивността са използвали друга серия от измервателни прибори, наречена период на полуразпадане. В края на периода на полуразпадане половината от първоначалните ядра не са претърпели разпад. Връзката между тази величина и t е дадена в полето на фиг. 2.3.



на закона за радиоактивното разпадане, на която е показана

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Скорост на прехода. Вероятността за преминаване на системата от едно състояние в друго за време една секунда. В приетата терминология за радиоактивността скоростта на преход понякога се нарича константа на разпадане. Символ ω (ули 4).

Закон за радиоактивното разпадане.

Това е уравнението, даващо броя на частиците N , които се очаква да оцелят, след като е изминало време t , ако в момент $t = 0$ броят им е бил N_0 :

$$N = N_0 \exp(-\omega t).$$

Средно време на живот. Времето на живот на нестабилно състояние, средно по ансамбъл от голям брой състояния. Това е също времето, за което броят на оцелелите състояния е $1/e$ спрямо първоначалния брой. Символ τ .

Период на полуразпадане. Времето, за което неразпадналите се ядра от дават наполовина от първоначалния брой. Символ $t_{1/2}$.

$$(t_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,693\tau)$$

момент t , се дава с израза

$$I(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = N(0)\omega e^{-\omega t},$$

или

$$I(t) = I(0)e^{-\omega t}.$$

Така радиоактивността, регистрирана чрез интензитета на γ -лъчи, излъчени от разпадналите се ядра, намалява по същия начин, както и броят на неразпадналите се ядра.

Читателю, бъди нащрек! Уравнения от (2.6) до (2.9) са вероятността едно ядро да не се разпадне за време t е $e^{-\omega t}$. Това не се променят плавно, а имат статистически флукутации. Огромен брой ядра статистическите флукутации стават отново малки. Необходимо е да се има предвид статистиката на тези ядра, особено ако се правят измервания на малък брой ядра. Или на ниски активности с минимална грешка. Тази особеност дължи на случайния характер на радиоактивното разпадане, определящ за всичко, което следва в тази глава, но няма да правим горното предупреждение, докато не стигнем раздел 2.11.

Законът за радиоактивното разпадане не зависи от реалното време $t = 0$. От това следва, че само от експоненциалния закон не можем да определим възрастта на чист радиоактивен източник, който се разпада по стабилен продукт. Нито като мерим интензитета на радиоактивност, нито като определяме броя на неразпадналите се ядра. Има обаче обстоятелства, които позволяват да се определи възрастта на източника. Задачи 2.8–2.11 илюстрират някои такива възможности.

Единиците за активност са кюри (Ci) и бекерел (Bq) (вж. табл. 2.2). Първата е историческа единица, но все още се използва широкото приложение на Мария Кюри-Склодовска (1867–1934), откривателка на радий и полоний (1898). Единицата в SI е бекерел.

Понякога има двойка употреба на кюри и бекерел. Те могат да означават спонтанната активност на радиоактивен материал, а могат да означават активността на радиоактивни ядра, но не непременно количество чисто радиоактивно вещество: тогава едно миликюри или едно милибекерел означава 1000 кюри или 1000 бекерела.

Важна единица в естествената и изкуствената радиоактивност е дозата, погълната от хората, и нейният биологичен ефект. Сегашната табл. 2.2. В действителност мерките за безопасност се усложняват поради вида и енергията на радиацията, а и от други фактори.

Речникът, който използвахме в тази глава, не е много добър за описване на радиоактивността и открита най-напред в естествени радиоактивни елементи. Така думата „разпадане“ означава или радиоактивна промяна, или намаляване на броя, когато се говори за интензитета на регистрираната активност, но не винаги означава броя на разпадане на ядра. Казваме, че ядрата се разпадат или че имат активност, когато дадено състояние претърпява спонтанна промяна. Първоначалните изследвания показват, че радиоактивността е средното време на живот от часове до години. Сега използваме винаги когато дадено състояние претърпява спонтанна промяна. Казваме, че ядрата се разпадат или че имат активност, когато дадено състояние претърпява спонтанна промяна. Първоначалните изследвания показват, че радиоактивността е средното време на живот от часове до години. Сега използваме винаги когато дадено състояние претърпява спонтанна промяна. Казваме, че ядрата се разпадат или че имат активност, когато дадено състояние претърпява спонтанна промяна.

2.2. Единици за активност

Едно кюри (символ Ci) е количеството радиоактивен материал, в който броят на разпаданията за една секунда е същият като от един грам чист радий. Този брой е

Един бекерел (символ Bq) е количеството радиоактивен материал, в което се наблюдават разпаданията за една секунда.

за активност

Активността на човек, който тежи 70 kg, е около 10^7 Ci = $3.7 \cdot 10^8$ Bq, дължаща се на калий ($^{40}_{19}\text{K}$) и въглерод 14 ($^{14}_6\text{C}$).

Активността на един кубичен метър въздух в дадено жилище зависи от строителните материали и от почвата, върху която е построено, както и от вентилацията на помещението. Активността на един кубичен метър въздух в дадено жилище зависи от строителните материали и от почвата, върху която е построено, както и от вентилацията на помещението.

Един можете да сполучите до кобалтов източник ($^{60}_{27}\text{Co}$) (който излъчва γ -лъчи с енергия около 1 MeV), за да получите ефективна доза на облъчване, не по-голяма от 1 mSv. Единиците за активност са кюри (Ci) и бекерел (Bq) (вж. табл. 2.2). Първата е историческа единица, но все още се използва широкото приложение на Мария Кюри-Склодовска (1867–1934), откривателка на радий и полоний (1898). Единицата в SI е бекерел.

Минимално безопасно разстояние за една година

приблизително 40 m

1 Ci = $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq

Активност на източник на γ -лъчи с посочената активност трябва да се държи в безопасност, за да се екранира локално.

Разпадане	Средно време на живот
$^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{234}_{90}\text{Th} + \alpha$	$6.5 \cdot 10^8$ години
$^{210}_{82}\text{Po} \rightarrow ^{210}_{81}\text{Bi} + \alpha$	$1.9 \cdot 10^4$ s
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	$2.2 \cdot 10^{-6}$ s
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	$2.6 \cdot 10^{-10}$ s
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$8.3 \cdot 10^{-17}$ s
$\pi^+ \rightarrow p + \pi^0$	$6 \cdot 10^{-24}$ s

Активността на източник на γ -лъчи с посочената активност трябва да се държи в безопасност, за да се екранира локално.

Активността на източник на γ -лъчи с посочената активност трябва да се държи в безопасност, за да се екранира локално.

Активността на източник на γ -лъчи с посочената активност трябва да се държи в безопасност, за да се екранира локално.

Активността на източник на γ -лъчи с посочената активност трябва да се държи в безопасност, за да се екранира локално.

ЗАДАЧИ

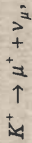
Пресметнете в MeV потенциалната енергия, която се дължи на кулоновото отблъскване между:

а) протона, намиращи се на разстояние от 1 fm;

б) лъчесто ядро ($Z = 79$) и α -частица ($Z = 2$), ако разстоянието между центровете им е 10 fm;

в) ядра $Z = 46$, $A = 115$, радиус $r = 1,2 A^{1/3}$ fm, разположени близо едно до друго, така че да се докосват.

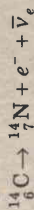
При изучаване на средното време на живот на K^+ -мезона са регистрирани данни от вида



което е определен времеви интервал между пристигането на K^+ -мезона в детектора и разпадането му. Оценете средното време на живот на K^+ -мезона от данните измервания (времето е в ns):

номер на измерването	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
време	31,1	2,1	2,1	0,3	38,4	1,1	1,7	7,1	2,3	4,4
номер на измерването	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
време	13,1	15,2	19,0	11,2	5,3	19,7	5,1	13,0	3,0	3,8

В образец от един литър въглероден двуокис при атмосферно налягане и стандартна температура се наблюдават средно 5 разпадания от вида:



инута. Пресметнете относителния дял на $^{14}_6\text{C}$ в образеца, ако средното време на живот на това ядро е 8267 години.

Разпада се извършва. Един пример е $^{212}_{83}\text{Bi}$, който се разпада чрез излъчване на α -частици, или на β^- -частици (вж. фиг. 2.4). Частите на α -частици, разпадащи се по всеки канал, дефинират така наречените коефициенти на разклонение f_1 и f_2 . Дефинират се две парциални скорости на преход ω_1 и ω_2 за всеки от каналите на разпадане. Те са взаимно независими, така че пълната скорост на преход за разпадането на ядрото се дава с израза

$$\frac{dN}{dt} = -\omega_1 N - \omega_2 N \quad (2.1)$$

Следователно

$$N(t) = N(0) \exp[-(\omega_1 + \omega_2)t] \quad (2.2)$$

Средното ядро се разпада така, като че ли скоростта на преход е $\omega_1 + \omega_2$ и поради това средното му време на живот е $1/(\omega_1 + \omega_2)$. За всеки период от време отношението на вероятностите за разпадане по канал 1 и канал 2 е ω_1/ω_2 , така че

$$f_1 = \omega_1/\omega \quad \text{и} \quad f_2 = \omega_2/\omega \quad (2.3)$$

където лесно да обобщим за многоканално разпадане: пълната скорост на преход от изходното (матерното) състояние е сума от парциалните скорости на преход:

$$\omega = \sum \omega_i$$

сумата е по всички възможни канали на разпадане. Средното време на живот на изходното състояние е $1/\omega$. Пример е K^+ -мезонът, който има шест основни канала на разпадане (другите разпадания са много редки). Към зад. 2.4 е дадена таблица, в която са посочени коефициентите на разпадане заедно с техните коефициенти на разклонение (относителни вероятности) и средното време на живот на K^+ -мезона. Има и една празна колонка, озаглавена „парциална скорост на разпадане“. Пресметнете относителната (парциалната) скорост на всеки канал и попълнете празната колонка. (Не се безпокойте за това, че не сте запознати с някои от тези канали на разпадане. С този материал ще се запознаем малко по-късно. Засега това е просто обикновен въпрос от областта на радиоактивността.)

ЗАДАЧА

Попълнете празната колонка на дадената таблица.

Таблица на K^+ -мезона

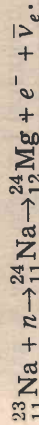
канал на разпадане	Коефициент на разклонение	Парциална скорост на разпадане (1/s)
$\pi^+ \mu^+ \nu_\mu$	0,635	
$\pi^+ \pi^+ \pi^0$	0,212	
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^0$	0,056	
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^0$	0,017	
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \mu^+ \nu_\mu$	0,032	
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ e^+ \nu_e$	0,048	

Средното време на живот на K^+ -мезона е $1,237 \cdot 10^{-8}$ s.

Изучаване на радиоактивни вещества

Един от методите за получаване на радиоактивни материали е облъчване на вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12).

Един от примерите за получаване на радиоактивни материали е облъчване на натрий с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12).



Един от примерите за получаване на радиоактивни вещества е облъчване на натрий с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12). Натриев образец намаляването на радиоактивното вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12). Натриев образец намаляването на радиоактивното вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12). Натриев образец намаляването на радиоактивното вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12).

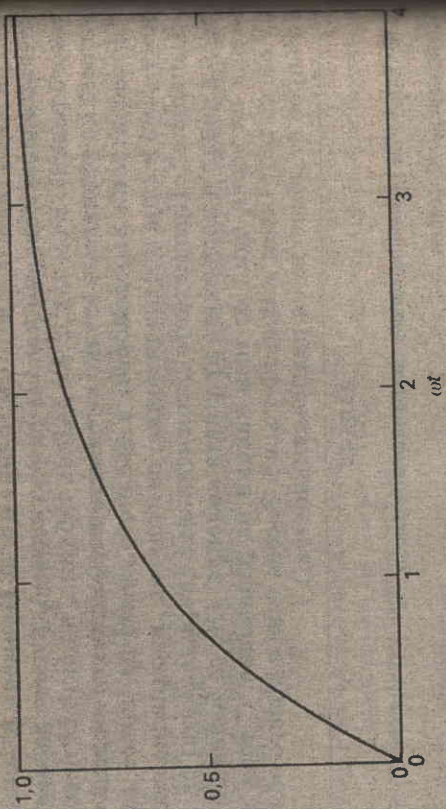
$$\frac{dN}{dt} = p - \omega N$$

Един от примерите за получаване на радиоактивни вещества е облъчване на натрий с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12). Натриев образец намаляването на радиоактивното вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12). Натриев образец намаляването на радиоактивното вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12).

$$N(t) = \frac{p}{\omega} (1 - e^{-\omega t})$$

Един от примерите за получаване на радиоактивни вещества е облъчване на натрий с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12). Натриев образец намаляването на радиоактивното вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12). Натриев образец намаляването на радиоактивното вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.12).

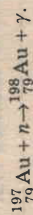
и случаи на разпадане са били анализирани от Ръдърфорд (вж. Rutherford, 1950).



фиг. 2.5. Натрупаният добив от радиоактивно (матерно) вещество в зависимост от времето при постоянна скорост на образуване. Скоростта на разпадане е ω и натрупаният добив е N за време t . Величината N_{∞} е добивът, който би се получил, ако образуването на изходни ядра би продължило безкрайно.

ЗАДАЧА

5. Златен образец се облъчва с неутронен сноп с постоянен интензитет, осигуряващ поглъщането на 10^{10} неутрона в секунда в реакцията



Колкото $^{198}_{79}\text{Au}$ претърпява β -разпадане до $^{198}_{80}\text{Hg}$, който е със средно време на живот 39 гена. Колко атома от $^{198}_{79}\text{Au}$ ще има 6 гена след облъчването? Колко атома $^{198}_{80}\text{Hg}$ ще има по същото време, като предположите, че неутронният сноп не действа по-силно, отколкото е в началото?

6. $^{198}_{80}\text{Hg}$ е равновесният брой на атомите $^{198}_{79}\text{Au}$?
 даптрена от изпита по физика през 1974 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет

6. Последователни разпадания

Матерното ядро се разпада до дъщерно ядро, което е също радиоактивно, уравнението, описващо разпадането и образуването

$$\frac{dN_1}{dt} = -\omega_1 N_1,$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\omega_2 N_2 + \frac{dN_1}{dt},$$

където N_1 (N_2) е броят на матерните (дъщерните) ядра, ω_1 и ω_2 са константи на разпадане. Ако $N_2 = 0$ в $t = 0$, тогава броят на матерните ядра N_1 е $N_1 = N_1^0 e^{-\omega_1 t}$. По-късно матерното ядро се разпада до дъщерно ядро, което е също радиоактивно, уравнението, описващо разпадането и образуването

ЗАДАЧА

1. $^{210}_{83}\text{Bi}$ (средно време на живот 7.2 гена) се разпада чрез излъчване на β -частици до $^{210}_{84}\text{Po}$ (средно време на живот 200 гена), който от своя страна се разпада чрез излъчване до $^{206}_{82}\text{Pb}$. Ако първоначално източникът съдържа само $^{210}_{83}\text{Bi}$, след колко време скоростта на излъчване на α -частици ще достигне максимума си?

даптрена от изпита по физика през 1960 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет

Измерване на скоростта на преход (константа на разпадане)

Ежедневно изучим накратко как може да се измери константата на разпадане (скоростта на преход). Спомнете си двете уравнения за разпадане на чист източник:

$$N(t) = N(0)e^{-\omega t} \quad (\text{радиоактивно разпадане}), \quad (2.7)$$

$$I(t) = I(0)e^{-\omega t} \quad (\text{интензитет на лъчението}), \quad (2.9)$$

$$I = -\frac{dN}{dt},$$

$$I = \omega N. \quad (2.14)$$

Ако ω е промяна съществено за разумно време, ω може да се определи от измерването на N или I като функции на t . Измерването на N е трудно, тъй като може да предизвика нарушаване целостта на източника и по този начин да попречи на определяне на промяната с времето. Ако се образуват само един вид радиоактивни ядра или частици за определено време и се измери времето за разпадането им, уравнение (2.7) трябва да е в сила за този образец (заедно с флукуациите) и не е нужно да се определя ω . Този метод е приложим само за радиоактивни изотопи, така че да могат да се направят много измервания на времената на живот. Измервания, основани на уравнение (2.9), са толкова лесни, колкото и измерването на интензитета на лъчението в зависимост от времето. Дори и ако интензитета на регистрация да не е 100%, това не е от голямо значение, стига тя да е постоянна с времето.

Измерването на ω е малко и $\exp(-\omega t)$ не се променя достатъчно, за да може да се измери, се използва уравнение (2.14). Измерването на N и I дава ω , но това е свързано с много трудности. Измерването на I на лъчението трябва да се определи от измерването на N , броя на наличните в източника ядра, обикновено е трудно и труден проблем.

Измерването на N е свързано с много трудности, но сега

ствественият уран, извлечен от земната кора, съдържа изотопите ^{235}U и ^{238}U в съотношение 7,3·10⁻³ към 1. Като предположим, че в началото е било образувано едно и също количество от двата изотопа, оценете момента на образуване, като знаете, че $T_{1/2}$ на ^{235}U е 7,1·10⁸ години, а на ^{238}U е 4,5·10⁹ години.

имичният анализ на един метеорит показва, че той съдържа 1 g калий и 10^{-5} g арзон, взет от разпадането на ^{40}K . Като използваме резултатите от заг. 2.7 и като приемем, че нито един атом арзон не е напуснал, определяте възрастта на метеорита (в милиарди години).

Напишете закона за радиоактивното разпадане. Дефинирайте средното време на живот и периода на полуразпадане на едно радиоактивно ядро и намерете връзката между тях.

дрото $^{87}_{37}\text{Rb}$ се разпада до основно състояние на $^{87}_{38}\text{Sr}$ с период на полуразпад 10^{10} години и максимална енергия на β -частиците 272 keV.

години и максимална енергия на р-частиците е 2,2 MeV. Изпитвателните плочи се накрятко трюностите, които бихте срещнали, ако искате да измерите времето различни образци от известни метеорити съдържащи ^{87}Rb , ^{87}Sr и ^{86}Sr в следните отношения:

Memeopumpu*	$\frac{87}{37}\text{Rb} / \frac{86}{38}\text{Sr}$	$\frac{87}{38}\text{Sr} / \frac{86}{38}\text{Sr}$
Modoc	0.86	0.757
Homestead	0.8	0.751
Bruderheim	0.72	0.747
Kyushu	0.6	0.739
Bath Furnace	0.09	0.706

но знаете, че ядрото $^{86}_{38}\text{Sr}$ не е дългоживущо радиоактивно вещество, а стабилно. Показвателите $^{87}_{38}\text{Sr}$ и $^{86}_{38}\text{Sr}$ показват, че тези данни се съгласуват с общо начално отношение $^{87}_{38}\text{Sr}/^{86}_{38}\text{Sr}$ от 0,7025, което е характерно за определена възраст на изследваните метеорити и определяте тази възраст.

тирана от изпита по физика през 1979 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфорд (систем)

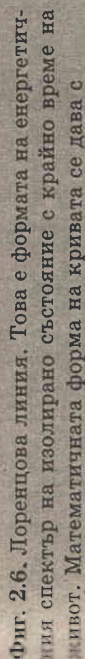
Ако е дадено, че въглеродният двуокис от зад. 2.3 е взет от биологичен образ, то отношението $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ е било 10^{-12} , пресметните възрастна на образца

ожението е същото, както в атомната физика, и, разбира се, неопределеността в енергията на възбуденото състояние. Неопределеността в енергията на възбуденото състояние се проявява във формата на излъчената линия при прехода му в основното състояние. Формата на линията е на лоренцова функция и се определя от израза

$$\frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4},$$

то е показан на фиг. 2.6. E_0 е енергията в максимума на линиите и израз дава относителната вероятност за използване на енергията E . Г е пълната ширина на половината височина, така че E_0 е определена от ширината на енергийния пик. Енергията на разпада се определя от енергията на експоненциалното разпадане с коефициент λ , което дава

$$\Gamma = \hbar\omega,$$



$$\frac{\Gamma^2/4}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{1}{1+x^2}, \text{ където } x = \frac{E-E_0}{\Gamma/2}.$$

Абсцисата има два мащаба: един за x от -6 до $+6$ и друг за E от 4 до 16 , където $E_0 = 10$ и $\Gamma = 2$ (в енергетични единици). Широчината Γ на половин височина отговаря на $x = -1$ до $+1$.

и се очаква от съотношението на неопределеност. Величината ΔE е сумата от всички парциални скорости на преход при разпадане по $2l+1$ парциални канали.

в ядрената физика и във физиката на елементарните частици голяма роля играят величините Γ не могат да се измерят освен в случаите, когато средното време на живот е много късо или разделянето по енергии е изключително добро. В табл. 2.5 са дадени примери за различни величини на Γ за голям диапазон от средни времена на живот. На фиг. 2.1 е показана една типична експериментално измерена форма на ли-
нейни разпадане на ρ^0 -мезона на два π -мезона:

$$\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+,$$

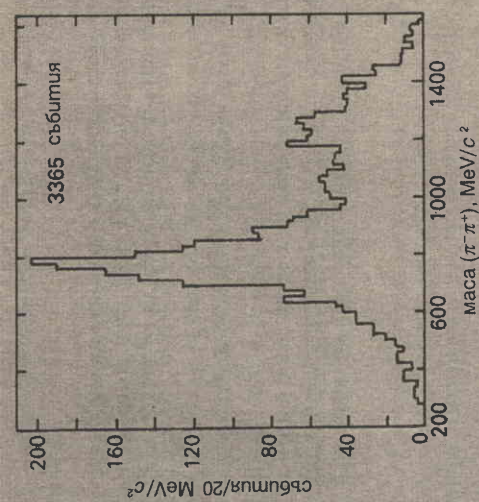
намира върху някакъв фон. Широчината на линията е 153 MeV, а широчината на линията, разделена на широчината на линията, е около $4 \cdot 10^{-24}$ s. Случайно, в които широчините на линията и широчините на линията са близки до другата граница (типично 10^{-24} s), се използват в мьосбауеровата спектроскопия (раздел 10.5).

Таблица 2.5. Няколко широчини на ливни и времена на живот

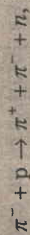
Средно време, s	Широчина на линията
10^{-24}	660 MeV
10^{-18}	660 eV
10^{-12}	$6.6 \cdot 10^{-4}$ eV
10^{-6}	$6.6 \cdot 10^{-10}$ eV
1	$6.6 \cdot 10^{-16}$ eV

Взаимодействия и сечения

Възникването на взаимодействията между частиците, ядрени или атомни, е експериментална част от експерименталната физика. Фактът, че взаимодействието на ядрата е резултат от изследване на взаимодествията с частиците с атомите, е в подкрепа на горното твърдение. В действителност им не можем да принудим точно определен атом да взаимодейства с друга частица да се „сблъска“ с друга подобна на тях или с различна „мишената“. Вместо това трябва да разчитаме на случаен сблъсък с „мишената“. Вж. фиг. 2.8 и 2.9.



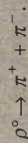
Фиг. 2.7. Хистограма на броя на събитията в зависимост от масата на системата $\pi^+ \pi^-$ в крайното състояние на реакцията при начални импулси на π^- 2,75 и 3,00 GeV/c. Пикът, отговарящ на маса MeV/c², се дължи на реакцията



при начални импулси на π^- 2,75 и 3,00 GeV/c. Пикът, отговарящ на маса MeV/c², се дължи на реакцията



последвана от



По-малкият пик при маса 1270 MeV/c² се дължи на образуването на частици със спин 2, които се разпада по същия начин, както и ρ^0 . Пикът, дължащ се на ρ^0 , има ширина около 150 MeV, което отговаря на средно време на живот около $4 \cdot 10^{-24}$ s. И двата пика се намират върху гладък фон, дължащ се на събития, за които двата пиона не са резултат от разпадането на по-тежки бозони, каквито са ρ^0 и f_2 . (Данните са от Nagornov et al., 1966.)

(Как се изчислява масата на системата $\pi^+ \pi^-$? Ако се регистрира част с маса M , нейната пълна енергия E и импулс P удовлетворяват равенствата

$$Mc^2 = \sqrt{(E^2 - (P \cdot P)c^2)}.$$

Ако тя се разпадне на частици 1 и 2 преди прякото ѝ регистриране,

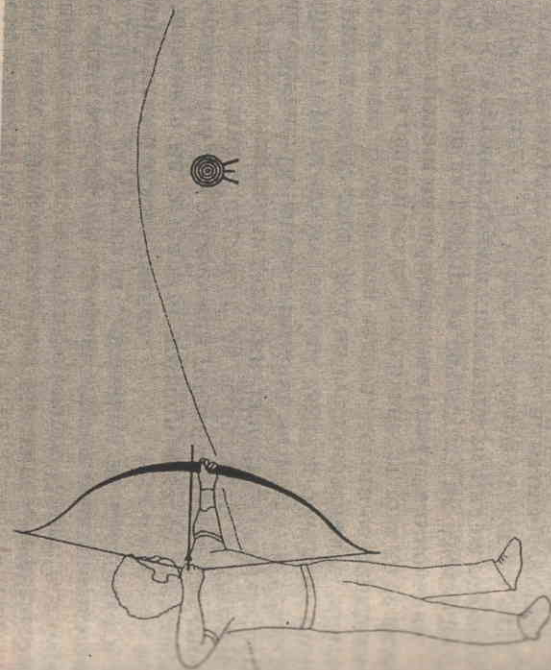
$$E = E_1 + E_2,$$

$$P = P_1 + P_2.$$

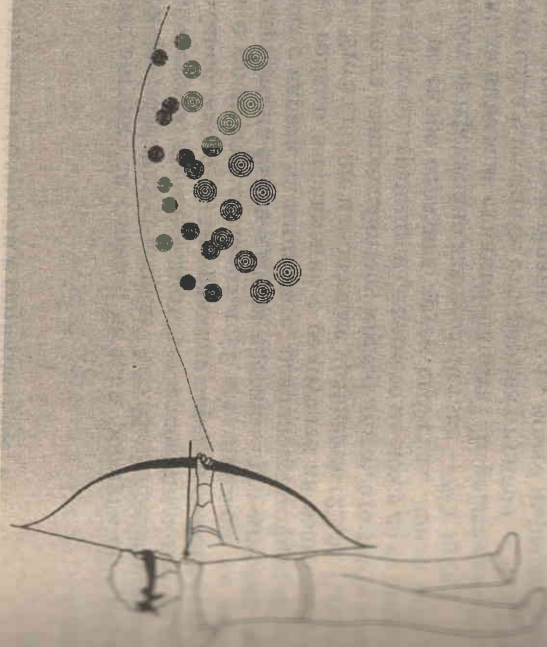
Следователно

$$Mc^2 = \sqrt{((E_1 + E_2)^2 - (P_1 + P_2)^2 c^2)}.$$

И така, ако хипотезата е, че дадени две частици са резултат от разпада на друга, пресмятането на дясната част на това уравнение с помощта на измерените енергии и импулси ще даде масата на изходната частица, която определя абсцисата за всяко събитие, влизащо в хистограма. По-големият пик се съгласува с образуването на частица с маса 770 MeV и ширина 153 MeV, която се разпада до $\pi^+ \pi^-$.



Фиг. 2.8. Съотношенията в атомната и субатомната физика не могат да се изразят по начина, който един стрелец използва за прицелване в дадена цел. Ситуацията е по-близко до представената на фиг. 2.9.



Фиг. 2.9. Не шансът на стрелец с вързани очи да улови мишена е пропорционален на площта на разположението на мишените и на площта (сечение) на мишените. Тук мишените са малки, както и на броя на стрелите, които той изстрелва, и на броя на мишените, които той може да види. Всичко това, разбира се, е вярно, ако мишените са разположени в областта, в която се намират мишените. Когато мишените са разположени в областта, в която се намират мишените, стрелецът получава брой точки в зависимост от броя на мишените, които той може да види. За стрелца с вързани очи вероятността да улови мишените е пропорционална на площта, която мишените заемат в областта, в която се намират мишените. При атомни реакции това е площта на дадено събитие, а диференциалното сечение определя вероятността за дадено събитие, а резултатът от това събитие

Тънка мишена ($x \ll \lambda$) този израз се преобразува до

$$C = N^x - N^x \sigma^2$$

Барн. Единица за сечение, равна на 10^{-24} cm².

плътна бериция на сечение на взаимодействие. Как да се изчисляват резултати

да изчисляваме, че σ е подходящото за дадено взаимодействие сечение (пълно или частично) и трябва да се пресметне очакваният резултат.

Вариант 1. Мишената се намира в снопа на преминаващите частици. Сечението е в единици, една частица от мишената да взаимодейства по определен начин, ако частицата сече сдържа една частица на единица площ. Или, ако предпочитаме: сечението е вероятността една частица от мишената да претърпи едно от дадените действия за единица време, ако потокът на преминаващия сноп е една частица за единица площ.

Вариант 2. Губа мишена с дебелина dx съдържа n частици в единица обем. Вероятността една частица да взаимодейства перпендикулярно на мишената частица да взаимодейства по определен начин е σdx . Тук „губа“ означава, че вероятността за каквото и да е взаимодействие на преминаващата частица е по-малка от единица.

ЗАДАЧИ

1. Сноп от неутрони с кинетична енергия 0,29 eV и интензитет 10^6 s^{-1} преминава перпендикулярно през слой от ^{232}U с дебелина 10^{-1} kg/m^2 . Всяко взаимодействие неутрон дава 10^6 да добере до един от следните резултати:

а) образува разсеяване на неутрони: $\sigma_n = 2.10^{-28} \text{ m}^2$;
 б) образува неутрон, последвано от излъчване на γ -квант от ядрото: $\sigma_\gamma = 7.10^{-27} \text{ m}^2$;
 в) образува неутрон, последвано от разцепване на ядрото на две почти равни частици: $\sigma_f = 2.10^{-26} \text{ m}^2$.

Изчислете разсеяването на неутронния сноп в слоя; разсеяването за една секунда в слоя, предизвикани от преминаването на снопа; разсеяването на неутрон, последвано от излъчване на γ -квант от ядрото; разсеяването на неутрон, последвано от разцепване на ядрото на две почти равни частици; разсеяването на неутрон, последвано от разцепване на ядрото на две почти равни частици.

2. Изчислете смяска на понятието „сечение“ за ядрени реакции. Изчислете плътност водород с обем 10^{-4} m^3 и плътност 60 kg/m^3 е поставена на широк фронт енергетичен сноп от отрицателни пиони с интензитет 10^7 частици през секундa на снопа 300 MeV/c единствената реакция, която се реализира, е разсеяването на разсеяване е

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$$

Изчислете броя на γ -лъчите, излъчени за 1 s от мишената.

3. Изчислете броя на γ -лъчите, излъчени за 1 s от мишената.

4. Изчислете естествен бор (атомен състав $20\% \text{ }^{10}\text{B}$, $80\% \text{ }^{11}\text{B}$) под формата на сноп с маса на единица площ 1 kg/m^2 се облъчва перпендикулярно с неутронен сечение енергия 1 keV . Единствено значително е поглъщането на неутрони с енергия $4-10$, като сечението за този процес е 19.3 barn при 1 keV . Поглъщането на α -частица. Дъщерното ядро, образувано след α -излъчването, е в състояние в 30% от случаите, а в останалите е във възбудено състояние с енергия 500 keV и от него се разпада с излъчване на единичен γ -квант до основно състояние Z и A на дъщерното ядро и пресметнете броя на γ -кванти, излъчени за единица площ за секунда. Да се пренебрегне еластичното разсеяване на мишената.

5. Изчислете броя на γ -лъчите, излъчени за 1 s от мишената.

единици. Тъй като обаче ядрените сечения са много малки в сравнение с човешките мащаби дори когато се изразят в квадратни сантиметри, по-удобно е да се използва квадратът на единицата ферми $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ или барн $(1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2)$. Как да изчислим броя на взаимодействията барн е обяснено в табл. 2.6. В естествените единици сечението се дава в $1/\text{GeV}^2$, което е равно на 0.039 fm^2 .

В ядрените физици имат един навик, с който читателят трябва да започне. И това е начинът, по който се изразява дебелината на мишената. Единицата за дебелина е маса на единица площ, която излиза вместо метри (сантиметри). Тя е удобна, тъй като е по-удобно да се отчита плътността на мишената. Появява се малко усложнение: на практика се използват единици на квадратен сантиметър (g/cm^2) вместо системната (SI) единица килограм на квадратен метър (kg/m^2). Понякога се използват грамове, затова бъдете внимателни! Следователно

разстоянието в маса/единица площ = разстоянието в единица дължина $\times$ плътност.

Така последователност възниква при пресмятането на n от уравнение (2.15). Броят на ядрата в мишената се дава с израза

$$n = \rho N_A / A'$$

където ρ е плътността, N_A — числото на Авогадро и A' — атомното тегло на мишената (не масовото число). В SI N_A се дава в брой на частици, а ρ е в kg/m^3 , така че n е брой на кубичен метър. Ако работим в грамове, N_A е $6.022 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$, така че A' трябва да бъде масата на атома в килограми. Пак внимавайте!

Ако λ се изразява в kg/m^2 , уравнение (2.15) става

$$\lambda = \frac{A'}{N_A \sigma}$$

и е известно опростяване, но трябва да помните в какви единици работите.

Читателят трябва да реши зад. 2.12–2.14, отнасящи се до взаимодействие, за да разбере смисъла им и да развие уменията си за използването на единици. В табл. 2.7 са дадени единиците, които опростяват значително пресмятанятията.

Таблица 2.6. Единици за сечение. Сечението е площ и в ядрената физика и физиката на елементарните частици е удобно да се използва единицата fm^2 . По-често обаче се използва кратки (мили-, микро-, нано- и пикобари).

- 1 b = $10^{-28} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-22} \text{ fm}^2$,
- 1 mb = $10^{-27} \text{ cm}^2 = 10^{-27} \text{ m}^2 = 10^{-21} \text{ fm}^2$,
- 1 μb = $10^{-30} \text{ cm}^2 = 10^{-34} \text{ m}^2 = 10^{-4} \text{ fm}^2$,
- 1 nb = $10^{-33} \text{ cm}^2 = 10^{-37} \text{ m}^2 = 10^{-7} \text{ fm}^2$,
- 1 pb = $10^{-36} \text{ cm}^2 = 10^{-40} \text{ m}^2 = 10^{-10} \text{ fm}^2$.

Естествената система ($\hbar = c = 1$) сечението е

$$1/\text{GeV}^2 = 0.039 \text{ fm}^2 = 0.39 \text{ mb}.$$

Единицата барн е въведена през 1942 г. от физиците, които са имали нужда за ядрени реакции, включващи определени леки ядра. Те очаквали сечение на порядъка на 10^{-26} cm^2 , а получили резултат от порядъка на 10^{-24} cm^2 . Голямата (селски) хамбар!

ване) и флуктуации

нията на взаимодействиия и скоростите за преход се използват за определяне на очакваните добиви при определени условия. Като това са случайни процеси, действително определените брой повторения ще бъде различен при различни измервания. Измерените брой повторения на един и същ експеримент средният брой очаквания (ако пресмятанията са верни). Така можем експериментално да определим вероятността, с която се наблюдават повторения, като m е математическото очакване и е средното за n брой наблюдения. В граничния случай тази вероятност с разпределението на Пуасон:

$$P(n, m) = \frac{m^n e^{-m}}{n!}$$

табл. 2.8). Това разпределение има средно m (както се изчислява дисперсия m). Част от разпределението е показано на фиг. 2.10 и 2.15. Тези разпределения се апроксимират добре с гаусови функции.

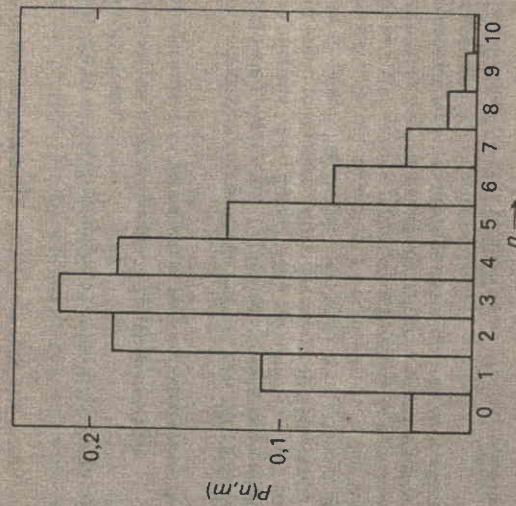
Фиг. 2.8. Мнемонично правило за запомняне на разпределението на Пуасон $P(n, m)$ за $m = 1$. $1 = \exp(-m) \exp(+m)$ по разбиване в ред $\exp(+m)$ получаваме

$$1 = \exp(-m) + m \exp(-m) + \frac{m^2}{2!} \exp(-m) + \dots + \frac{m^n}{n!} \exp(-m) + \dots$$

Членовете на последното представяне се изразяват по следния начин:

$$1 = P(0, m) + P(1, m) + P(2, m) + \dots + P(n, m) + \dots$$

Обобщаващо $P(n, m)$ е произведението на $\exp(-m)$ с $(n+1)$ -ия член от развитието на $\exp(+m)$.



дисперсия (средно стандартно отклонение) $\sqrt{m}$. Така, например, едно измерване с вероятност 30% може да даде резултат в областта 90 и 110.

Особено важно, ако не знаем m и направим измерване, което дава n повторения, нашата най-добра оценка за m е n , а за грешката е $\sqrt{n}$. Това означава, че грешката навлиза в стойностите на сечението и скоростите за преход, ако това са величини, които се определят експериментално.

В табл. 2.15 е приложено на статистиката на Пуасон към един експеримент Задача 2.16 също включва тази статистика.

ЗАДАЧИ

1. Измервателна частота регистрира средно 0.453 импулса в секунда. Каква е вероятността да регистрира 2 в секунда?

2. Измервателна частота регистрира 1236 събития за 10 минути, така че най-добрата оценка на средната честота на броеве е 2.16 в секунда. Оценете грешката на тази експериментална оценка на средната честота и вероятността това измерване да даде стойност, която е по-висока от стандартно отклонение. Предположете, че пуасоновото разпределение се апроксимира с гаусово разпределение със средно m и стандартно отклонение $\sqrt{m}$.

3. Измервателна частота регистрира 4 M и скорост v преминава близо до ядро на атом с пореден номер Z (например $Z=79$, $A=197$, плътност $1.9 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$). Оценете частта от α -частици, които се отклоняват от посоката на движение следния приближителен израз, валиден за малки θ :

$$\theta = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 M v^2 b} \right)$$

4. Измервателна частота регистрира със скорост $v=2.10^7 \text{ m/s}$ пада перпендикулярно върху златен слой с дебелина $L=79 \text{ nm}$, $A=197$, плътност $1.9 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$. Оценете частта от α -частици, които се отклоняват от посоката на движение следния приближителен израз, валиден за малки θ .

5. Измервателна частота регистрира със скорост $v=2.10^7 \text{ m/s}$ пада перпендикулярно върху златен слой с дебелина $L=79 \text{ nm}$, $A=197$, плътност $1.9 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$. Оценете частта от α -частици, които се отклоняват от посоката на движение следния приближителен израз, валиден за малки θ .

6. Taylor, B.N. (1987) The 1986 adjustment of the fundamental constants. *Reviews of Modern Physics*, 59, (1987) 1121-48.

7. Rosenfeld, R. A. Schuler. (1987) *Nuclear Physics*. University of Chicago Press. (Notes compiled by Rosenfeld, R. A. Schuler.)

8. Bateman, J.P., Neveu-René, M. (1966). *Physical Review*, 155, 1128-35.

Влияние на електрони от ядра

Размер и форма на ядрата

1. Размер на ядрата

Тази глава се отнася основно до размера на ядрата и как е разположена ядрената материя вътре в една сфера, ако ядрото е сферично. Вижният въпрос, дали ядрата са сферични, обсъждаме неколкократно накратко в раздел 3.9.

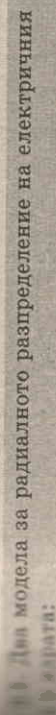
Ще започнем с разглеждане на това, какво разбираме под рибата и адрона. В атомната физика границата на един атом не е ясна. С това външната функция на електроните намалява монотонно. Сигурно трябва да имаме наум, че аналогична ситуация се очаква и в ядрената физика. Както видяхме, когато Ръдърфорд изследвал разпада на α -частици от злато, експерименталните му резултати изглеждаха добре с предсказанията, в които се предполага, че действието се дължи на кулоновата сила, действаща между ядрото и α -частицата. И така за златна мишена и за достъпните по онова време енергии на α -частиците, за които разстоянията на доближаване до ядрото не са големи, Ръдърфорд не е наблюдавал отклонения, указващи, че α -частицата и златното ядро не взаимодействат като точки. И така, когато Ръдърфорд наблюдавал отклонения, по-големи от тези, които се очакват при малки разстояния между α -частиците и ядрата на мишената, той е разбрал, че кулоновият закон се нарушава при доближаване на частиците до ядрото на мишената на разстояние, по-малко от класическия радиус на ядрото и което се оценява на около 10^{-14} m. Отклоненията се наблюдават при малки разстояния между α -частиците и ядрата на мишената, тъй като, първо, крайните разпределения на зарядите се простиращат и второ, защото **ядрените сили**, които съществуват между α -частиците, започват да играят роля. При това положение възниква един въпрос: какъв размер измерваме при изследване на ядрени ефекти? Необходимо е да правим разлика между разпределения на източниците на електрично поле (заряди) и източниците на източниците на електрично поле (заряди), въпреки че двете са източници вероятно са много подобни. За да успеем, трябва да измерваме пробен обект, който е чувствителен само към едното от двата заряда си електронът взаимодейства с електричното поле на ядрените сили не му действат. Обратно, неутронът е електрично неутрален, но ядрените сили му действат. Така, отделяйки експериментално тези две разпределения. В следващите раздели ще обсъдим измерването на зарядовото разпределение, а след това и разпределението на ядрената материя.

От резултатите на Ръдърфорд можем да направим един важен извод: за разстояния, по-големи от порядъка на 10^{-14} m, разсейването на α -частиците се определя от кулоновия потенциал и следователно е еднородно, а не е ядрените разсейвания, които се наблюдават при по-малки разстояния. При по-малки разстояния големите ядра са по-плътни и преобладават и вземат връх над кулоновите сили. Това означава, че ядрените сили не само са по-големи на тези разстояния, но и потенциалът им намалява по-бързо от $1/r$. Такива сили наричаме ядрени сили.

Във всеки раздел стигнахме до извода, че изучаването на електрон-ионни взаимодействия е методът, който определя разпределението на източниците на електростатичното поле на ядрото. Разсейвания на β -частици в ядрени материали са наблюдавани от естественорадиоактивни материали, са наблюдавани в първите изследвания на природната радиоактивност и в първите изследвания на моноенергетични, имат малък импулс и ниски енергии. Разсейването на β -частици обаче не са моноенергетични, а се разсейват на големи ъгли при еднократни стълкнове-ния. Еднократните разсейвания са наблюдавани в многократни разсейвания. Тези им свойства не позволяват да се получат чисти резултати от първите измервания на електронно разсейване. Разсейването на високоенергетични електрони (> 100 MeV) е важно средство за определяне на ядрените свойства. С използване на релативистичната квантова механика Мот и Шварцманда формула за диференциалното сечение на еластично разсейване на релативистични електрони, която е аналогична на формулата на Ръдърфорд за α -частици. В табл. 3.2 е написана формулата на Ръдърфорд и под нея формулата на Мот. Забележете, че формулата на Мот пренебрегва размера на ядрата и отгата им, но тъй като ядрата са в рамките на релативистичната теория на Дирак за електрони и спина на електрона.

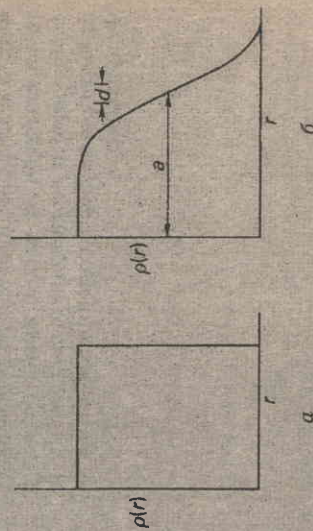
● распределение на электричний заряд в ядрото

Методите, използвани за измерване на зарядно разпределение, дават стойност, осреднена по времето, така че не са дефинирани плътност на заряда, която е независима от времето. Тъй като ще допуснем, че ядрата са сферичносиметрични, тогава можем да дефинираме радиална зарядова плътност $\rho(r)$. На фиг. 1 са представени два модела. Модел I показва разпределение с четири граници и е малко вероятно да бъде верен, но може да се провери. Модел II е размити граници, получени при допускане, че разпределението на заряда се описва математически с формула, получена от функцията на Ферми—Дирак. Когато тя се прилага в ядрената физика, този израз обикновено се нарича **разпределение на Саксън—Вудс** (Saxon—Woods). Експерименталните резултати сега трябва да бъдат дадени най-точно от тези модели предсказва данни, съвместими с експерименталните, и ако да, да се определят параметрите ρ_0 , a и d ; тогава да се намери по-добър модел, като се получат и неговите пара-



$$\rho(r) = \rho_0, \quad r < a,$$

$$\rho(r) = \frac{p_0}{1 + \exp\left(\frac{r-a}{d}\right)}.$$



Ядрена сила. Силата, която свързва съставните частици на ядрото. На разстояние, типични за неутроните и протоните в ядрото, ядрената сила е много по-интензивна от кулоновата сила между гъб протона на същото разстояние и по-малко причинява се нарича „силна“.

Късорегионистици сили. Силите се наричат късорегионистици, ако съответстващият им потенциал намалява с разстоянието от източника по-бързо от $1/r$. Ако потенциалът се променя като $\exp(-ar)/r$, тогава обхватът им на действие е $1/a$. Ето защо се казва, че кулоновият потенциал има безкраен обхват.

Разпределение на Сакс-Уугс. Математическо предсказване на разпределението на ядрен заряд или на потенциала на ядрото, който описва силното взаимодействие. То е

$$\frac{1}{1 + \exp \left[\frac{r-a}{d} \right]}$$

където a е ядреният радиус, d описва повърхностната област на спадане на плътността и r е радиалното разстояние от центъра.

Формфактор. Този множител във формулата за сечението на разсейване отчита пространственото разпределение на обмен заряд върху разсейването на фотони или заредени частици.

Фиг. 3.2. Оптична картина на разсейването на електрон от ядро с краен размер с необходимото геометрично построение за пресмятане на дифракционната картина на Фраунхофер

Как да отчетем крайния размер на ядрото, когато използваме муглата на Мот за разсейване на електрони? Отговорът е — да направим

свщото, както в класическата оптика, където при извеждането на дифракционната (Fraunhofer) дифракция, дължаща се на отвор, протегната минават лъчите, се прави Фурие-трансформация на този отвор електронното разсейване отворът се замества със сферично разсейване на заряда. Приемаме, че ядрото има заряд Ze , където e е зарядът на протона. Ако зарядът е точков в $r = 0$, можем да си представим, че той дава принос на големи разстояния към амплитудата $Zef(\theta)$ на ната, разсеяна под ъгъл θ , който се дефинира с

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{Mott}} = Z^2 e^2 f(\theta)^2$$

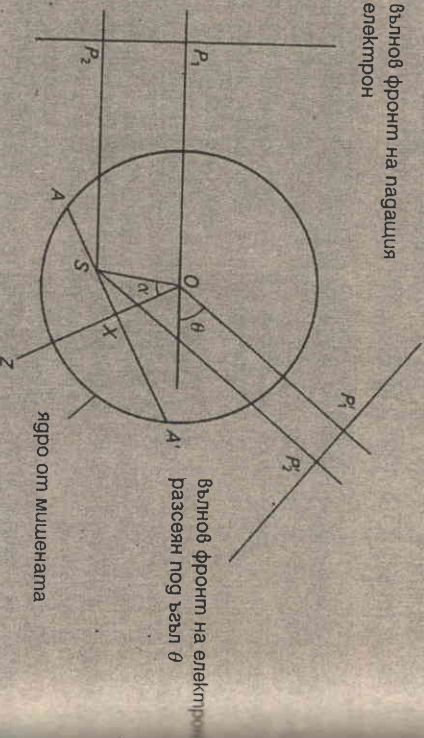
Ако зарядът е с пространствено разпределение, елементарен заряд $d(Ze)$ в точка r допринася за увеличаване на амплитудата $e^{i\delta} f(\theta) d(Ze)$, където δ е „оптичната“ фаза, получена в добавка нулевата фаза за точков заряд вследствие разсейване на вълнот от елементарен заряд, намиращ се в точка r .

Да разгледаме фиг. 3.2. Падащият и разсеяният електрон са импулси съответно p и p' с големина $p = |p| = |p'|$. Предаден се намира в центъра на ядрото. „Оптичният път“ P_1OP_1' е постоянен, че да няма разлика в дължината на оптичните пътища отравнината AXA' , която е перпендикулярна на OZ . Следователно дължината d на пътя е една и съща за всички лъчи, успоредни на P_1OP_1' и отразени от коя да е точка в равнината AXA' . Тази дължина се дава с $d = 2OX \sin(\theta/2)$. Фазата δ е $2\pi d/\lambda$, където λ е дължината на вълната на Дьо Бройл. Редуцираната дължина на вълната е $\lambda/2\pi = \hbar/p$, така че

$$\delta = \frac{pd}{\hbar} = \frac{2p \sin(\theta/2)}{\hbar} OX = \frac{q}{\hbar} OX.$$

Да се върнем към точката S . Нека плътността на заряда е ρ , когато $r = OS$ (предполагаме сферична симетрия). Ако въведем лярни координати r, α, β , като поларната ос е по Z и $\angle SOZ = \alpha$, тобемният елемент dV в S е $r^2 \sin \alpha dr d\alpha d\beta$ и зарядът е $\rho(r) dV$. Елементарен заряд увеличава амплитудата по следния начин:

Вълнов фронт на падащия електрон



Вълнов фронт на електрон разсеян под ъгъл θ

ядро от мишената

заряд $\times f(\theta) \times e^{i\delta}$

$$= \rho(r) r^2 \sin \alpha dr d\alpha d\beta f(\theta) e^{i\delta}.$$

татна съдържа q, r , защото $q(OX) = q r \cos \alpha =$

$$A(\theta) = f(\theta) \int \int \int \rho(r) r^2 \sin \alpha dr d\alpha d\beta e^{i\delta},$$

ричинето е по обема на ядрото. Интегрирането по β около OZ е тривиално, защото точката S самата AXA' , за която q, r е константа:

$$A(\theta) = f(\theta) \int \int \int 2\pi r(r)^2 \sin \alpha dr d\alpha e^{i\delta}.$$

Заряд получаваме

$$Ze = \int \int \int 2\pi r(r)^2 \sin \alpha dr d\alpha,$$

можем да напишем

$$A(\theta) = Zef(\theta) \frac{\int \int \rho(r) r^2 \sin \alpha dr d\alpha}{\int \int \rho(r) r^2 \sin \alpha dr d\alpha} = Zef(\theta) F(\theta),$$

тук $F(\theta)$ е относително амплитудата $Zef(\theta)$ за разсейване на Мот (т.е. променя с множител $F(\theta)$ и сечението на разсейване).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\theta)|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{Mott}}.$$

Формфактор $F(\theta)$ се нарича формфактор. (Това е име, на което се дава разсейване на рентгеновите лъчи.) Формално

$$F(\theta) = \frac{\int \rho(r) e^{i\delta} dV}{\int \rho(r) dV} = \frac{1}{Ze} \int \rho(r) e^{i\delta} dV.$$

е, че когато $\theta \rightarrow 0$, $q \rightarrow 0$ и $F(0) = 1$. Тъй като функцията свършва на q , а не на θ , обикновено се пише $F(q)$. Забелязваме, че $F(q^2)$ е Фурие-трансформация на плътността на заряда (спомнете си оптичното описание на дифракция). Тези идеи и формули са представени в табл. 3.1.

Видим какъв е смисълът на тази формула.

Когато $q \rightarrow 0$, $F(q^2) \rightarrow 1$ и разсейването не се разглежда като точково ядро. Когато q нараства, осцилационната в уравнение (3.2), което е за случай на

таблица 3.1. Формфактор

$$F(q^2) = \frac{1}{n} \frac{i(q, r)}{e} \iiint \rho(r) e^{i q \cdot r} dV,$$

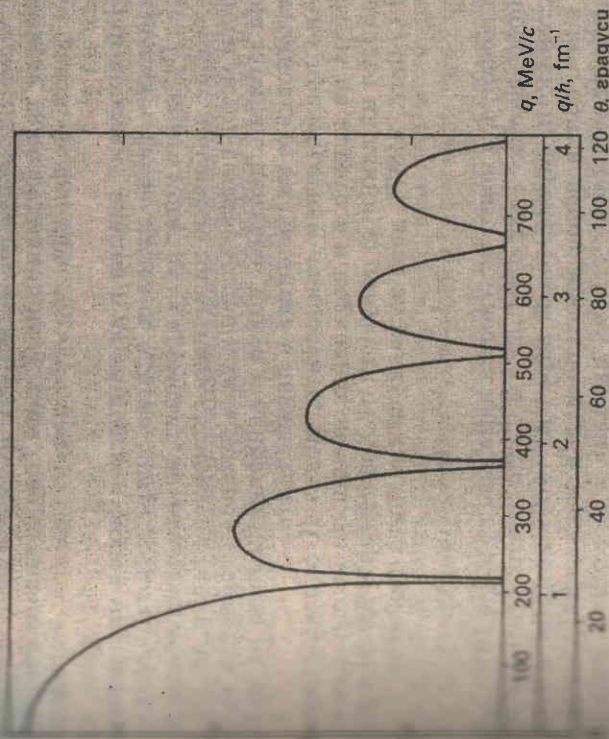
пр. Ако ядро на отпор

$$F(q^2) = \frac{4\pi\hbar}{Ze q} \int \rho(r) r \sin\left(\frac{qr}{\hbar}\right) dr.$$

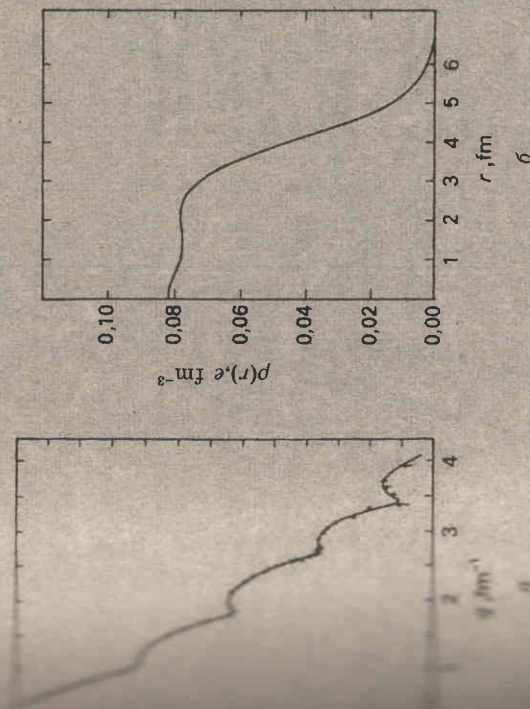
Понеже знаем приблизителен размер на ядрата, $R < 10 \text{ fm}$, може да оценим големината на q , необходима за регистриране значително намаление в разсейването, което съвпада с крайния размер. Искаме $q \cdot R / \hbar$ да бъде от порядък 1, така че $q \approx \hbar / R$. Като си спомним, че $\hbar c = 197 \text{ MeV fm}$, деляме $q > 20 \text{ MeV}/c$. За да достигнем това пренасяне на пулс при ъгъл на разсейване 30° , трябва първоначалната енергия на електроните да бъде 40 MeV . В действителност това е съвсем точно, тъй като ядрените радиуси са по-малко от 10 fm и ние искаме да изследваме подробности при разсейване с енергия $q \approx \hbar / (1 \text{ fm}) \approx 200 \text{ MeV}/c$. Първото подробно измерване на разсейване с електрони с енергия 150 MeV , а в по-късни години с енергия 500 MeV .

Как изглежда $F(q^2)$? Като управление покажете (зад. 3)

$$F(q^2) = \frac{3\{\sin x - x \cos x\}}{x^3}, \quad x = \frac{qa}{\hbar}.$$

[illegible]

изразът на формфактора $[F(q)]^2$ като функция на q за модел I на фиг. 1 е (см. Абсцисата има означения и в единици ферми на минус 10^{-10} м, а ординатата е в логаритмичен мащаб).



Фиг. 3.4. Измереното диференциално сечение на разсейване $d\sigma/d\Omega$ на електрони с енергия 450 MeV от $^{28}_{16}\text{Ni}$. Положението на дифракционните минимума трябва да съвпадне с това от фиг. 3.3. Непрекъснатата линия е изчислена за зарядовото разпределение, показано в (б), което е близко до налятия модел II (Sick et al., 1975)

Във втория експеримент се измерват диференциални сечения, а резултатите се сравняват с получените в първия експеримент. Тук се променя с пет или шест порядъка в областта на измерване площта на сеченията, което е важно, защото при по-малки сечения проблемът с изчисляването на сеченията става особено актуален. Данните могат да се анализират по няколко начина, за да се получи разпределението на заряда. Тук ще напомним за някои от тях, а за по-подробна информация ще опишем най-простия по идея начин.

структура на ядрото или други свойства на ядрената материя. Препоръчват се измервания с избрани ядра и с голямо предаване на импулс (до 800 MeV/c). Част от резултатите са показани на фиг. 3.5. Ясно е, че нашият модел II е твърде опростен.

Невнимателно предположения, които правим, като използваме формулата на Мот, са изброени в табл. 3.2. След всяка от точките даваме кратко обсъждане. В случаите, където се прави опростено предположение, че по-сложното разглеждане ще подобри определено разпределение, даваме разпределение. Такива разглеждания обаче не променят основните резултати, които са ни нужни.

6. Мотивно отговаряне

Възниква въпросът за оптичните преходи в атомната физика може да се разгледа с извънредно голяма точност. Ако беше възможно да се предвидят вълновите функции на електроните, като се вземе предвид трансформационното разпределение на ядрения заряд, параметризиращо разпределение биха могли да се променят, докато из-

Сечения на разсейване на Ръдърфорд и Мот

Ръдърфорд за диференциалното ъглов сечение на еластично разсейване на електрон от точков заряд, безспинова частица с единичен заряд, импулс P , скорост v от ядрото (без откъм) ядро с атомен номер Z е

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2 \hbar^2 c^2}{4P^2 v^2} \operatorname{cosec}^4(\theta/2).$$

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2 \hbar^2 c^2}{4P^2 v^2} \operatorname{cosec}^4(\theta/2) \left[1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2(\theta/2) \right].$$

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

където α е фин структура константа, $\hbar$ е Планков константа, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване, P е импулсът на електрона, v е скоростта на електрона, Z е атомен номер на ядрото, $d\Omega$ е елементарен ъгъл.

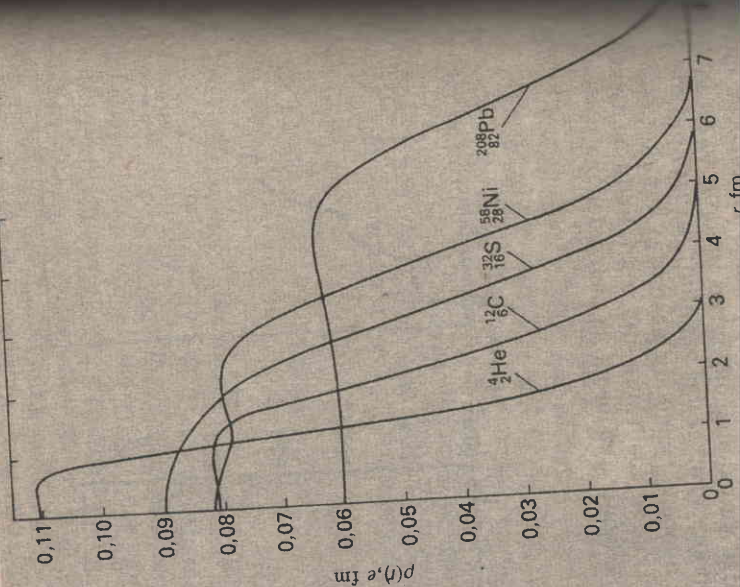
Забележката е, че тъй като $F(q^2)$ е Фурие-трансформация на $\rho(r)$, а $\rho(r)$ е плътността на заряда, то $F(q^2)$ може да се получи от $\rho(r)$ чрез обратната трансформация на Фурие. Това се оказва невъзможно поради факта, че формфакторът се измерва само за определени стойности на q^2 .

Най-простият анализ е да се построи модел на зарядовото разпределение. Такъв модел се описва с параметри (например a и d в модел II), които могат да се променят, докато изчисленият формфактор опитно най-добре съответства на експериментални данни. Знаем, че този метод е несвършен и дава неверни стойности за плътността на заряда в центъра, както и неправилни нива на достоверност за стойностите на грешките в параметрите.

Ако пренебрегнем грешките, модел II описва умерено добре размера на ядрото и е подходящ за нашите непосредствени цели. Анализът на данните, получени от Хофщатер и Колард (Hofstadter and Collard, 1967), дава за радиуса следната стойност:

$$a = 1,18 A^{1/3} - 0,48 \text{ fm},$$

а за областта, в която плътността намалява от 90 до 10%, $2,4 \pm 0,3$ (според Саксън-Уудс $d = 0,55 \pm 0,07 \text{ fm}$), като $\pm$ означава областта от стойности, определена за ядра с $A > 40$, а не грешка в измерването, която обикновено е много по-малка от указаните числа. Показано е, че плътността намалява много по-бавно в областта на повърхността, която значително по-големи промени в дебелината на повърхността има област с изменение на A . Тъй като обемът зависи от A , а d от Z , можем да очакваме, че в рамките на периодичната система плътността на заряда в централната област намалява, както $2Z$ сравнение със стойността си за $Z = N$. В леките ядра обаче повърхностната област заема голяма част от цялото ядро и областта на повърхностно разпределение е много ограничена. Освен това в плътността



и на зарядовото разстояние, по-малко. Разделянето при неопределеността в около 10% и намаляването. Ясно е, че на Саксън-Уудс, е едурата са адаптирани (Dreher et al., 1974), к (Sick, 1974).

3.1. Покажете, че за сферичносиметрично зарядово разпределение

бъдето $\langle r^2 \rangle$ е средната квадратична стойност на зарядовия радиус. (Указание: $\sin(qr/\hbar)$ във формулата от табл. 3.1.)

3.2. Покажете, че формфакторът за разпределението на заряда в модел 1 е

3.3. Намерете формфактора за разпределението на заряда

4.4. Електрон с импулс 330 MeV/c се разсейва на ъгъл 10° от ядро на калций. Предполагаме, че няма откат, намерете предадения импулс и съответстващата редуцирана вълна на Дьо Бройл. Пресметнете също така диференциалното сечение на Мот (за точково ядро) и колко пъти това сечение ще се намали, ако калцийово ядро ($A = 40$) се опише с модел $1 \leq a = 1.2 A^{1/3}$ fm.

ислените и експерименталните стойности съвпадат. За съ-
де тези изчисления не могат да се направят, тъй като теория
ногоелектронните системи не е достатъчно развита. (В следва-
здел обаче ще се натъкнем на обстоятелства, в които това
ение се оказва благоприятно.) Всичко, което може да се нап-
да се измерят оптичните спектри на различни изотопи на
емент (постоянно Z). Когато A нараства при постоянно Z , ра-
лението на ядрения заряд се променя. Промените във външ-
нкции на спектралните линии се съгласуват с предсказания
модел II, който и предпочитаме.

б. Рентгенова спектроскопия на мюонни атоми

ед частиците, съществуващи в природата, се намират и те могат да се разглеждат като тежки аналози на електронизитрона. Това са отрицателният и положителният мюон¹, и за по-кратко (раздел 9.10). Те имат маса, която е 207 пъти по-голяма от масата на електрона. Мюонът μ^- има свойствата на електрон с едно изключение: той се разпада в свободно състояние само по време на живот обаче е достатъчно голям (2.10⁻⁶ s) може той да се използва в много полезни експерименти, аем как да го ползваме достатъчно големи количества от този тип частици под формата на снопове с импулси $\sim 28 \text{ MeV/c}$, а и по-големи, а с ноповите може да се облъчват подходящи материали и се наблюдава какво ще се случи. Мюонът μ^- навлиза във веществото, аебразира ради взаимодействия с електроните и накрая се захваща в електронно-мюонно атомно ядро. След това мюонът намалява енергията си и постепенно се локализира в ядрото. Мюонът може да излъчва каскадно фотони (или като предизвиква други частици, например позитрони и електрони). Мюоните се захващат в атомно ядро, а излъчват фотони (или като предизвиква други частици, например позитрони и електрони). Мюоните се захващат в атомно ядро, а излъчват фотони (или като предизвиква други частици, например позитрони и електрони). Мюоните се захващат в атомно ядро, а излъчват фотони (или като предизвиква други частици, например позитрони и електрони).

• За $A = 197$, ако е дадено, че ядрото има хомогенно разпределение на

...а ни първата борова орбита за мюон около:

Външното число на боровата орбита за μ^- , който се намира точно до ядрото ($A = 208$), ако ядреният радиус е $1.2 A^{1/3}$ fm?

обязателно при предположение, че ядрото е точково:

на енергия, която се дава с първия член от теория на пертурбационен модел I и $a = 1.2 A^{1/3}$ fm.

применение за подобряване на пресмятането в зад. 3.7.

● **105.7 MeV/c²**

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \left(\frac{Z}{2r_0} \right)^3 \left(2 - Z \frac{r}{r_0} \right) e^{-Zr/2r_0}.$$

$$4\pi\epsilon_0\hbar^2$$

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Оптичен модел. Това е модел за разпределението на ядрения заряд и материя и тяхното влияние върху разсейването на леки ядрени частици. Разсейването и поглъщането се описват с комплексна функция за потенциала, а задачите се решават с уравнението на Шрьодингер.

Модел на кристално кълбо с дифузно разпределение на ядрената материя. Описателно алтернативно наименование за оптичния модел.

Мащабна инвариантност. Ако сечението или скоростта на преход не зависят от параметър с размерност на дължина, казваме, че те са мащабно инвариантни. Сеченията на Ръдърфорд и на Мот са мащабно инвариантни.

3.8. Обзор на методите за определяне на ядрени размери

Накратко описахме някои от най-важните методи за определяне на размерите на ядрата. Читателят сигурно си представя ядрото като сфера с почти хомогенно разпределение на заряда и плътността на материята, като изключим приповърхностната област, където и двете разпределения спадат почти до нула в област около 2–3 ферми. Съвременните познания в тази област на физиката показват, че описаната картина е приемлива само за средни и тежки ядра. За леки ядра ($A < 20$) параметърът a в потенциала на Саксън–Уудс е сравним и дори малък от дебелината на приповърхностния слой ($\sim 4d$). Ето защото ядрото се описва по-добре с разпределението си близо до повърхността отколкото с постоянното разпределение, валидно за обема.

Не описахме нито един от експерименталните методи за определяне на ядрените размери, чиито резултати използвахме, за да направим заключенията си в предния раздел. Хофщатер (Hofstadter, 1956) описва методите, които той и неговите сътрудници са използвали в първото точно измерване чрез разсейване на електрони. Принципно методът се е променил оттогава, а има само подобрения в техниката. В последно време бяха изследвани и други свойства на ядрената материя освен зарядовото разпределение с помощта на нееластично разсейване на електрони от различни ядра с енергии, променящи се в широк диапазон.

Тук можем да направим интересен коментар към формулите на Ръдърфорд и Мот за ъгловото диференциално сечение на разсейване. Сечението отразява големината на зарядите на взаимодействащите частици, както и спадането на потенциала с разстоянието $1/r$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \text{cosec}^4(\theta/2).$$

В тази формула няма зависимост от дължина. Размерността на площта получава от множителя $(\hbar c/\text{първоначална кинетична енергия})^2$. Следователно формулата описва разсейване на точкови обекти. Казваме, че е **мащабно инвариантна**. Когато едната или и двете частици имат размер, формулата трябва да се допълни, както установихме, с множителя $F(q^2)$. Този множител сам по себе си е безразмерен, но е функция от величината q^2 , която има размерност $(\hbar/\text{дължина})^2$. Той следователно трябва да съдържа параметър, който се свързва с дължина. Включването на формфактора нарушава мащабната инвариантност.

Това е първото ни сблъскване с идеята за мащабната инвариантност. Където и да се появи в нашето изложение, ще ѝ обръщаме специално внимание. В тази област на физиката има тенденция за скрапяване на термините и затова често, вместо да се казва, че „сечението е мащабно инвариантно“, се казва, че „сечението се мащабира“. Какъвто и термин да се използва обаче, смисълът е, че имаме работен процес, в който взаимодействието е между точкови частици. Други примери са дадени на фиг. 10.10 и в разделите 9.5, 10.10 и 12.11.

3.9. Форма на ядрата

В началото на тази глава подсказахме, че ядрата може би не са сферичносиметрични, въпреки че продължихме да ги разглеждаме като че ли са такива. На фиг. 3.7 художникът е представил свободни възможни форми на ядрата. Има много издължени ядра. Как

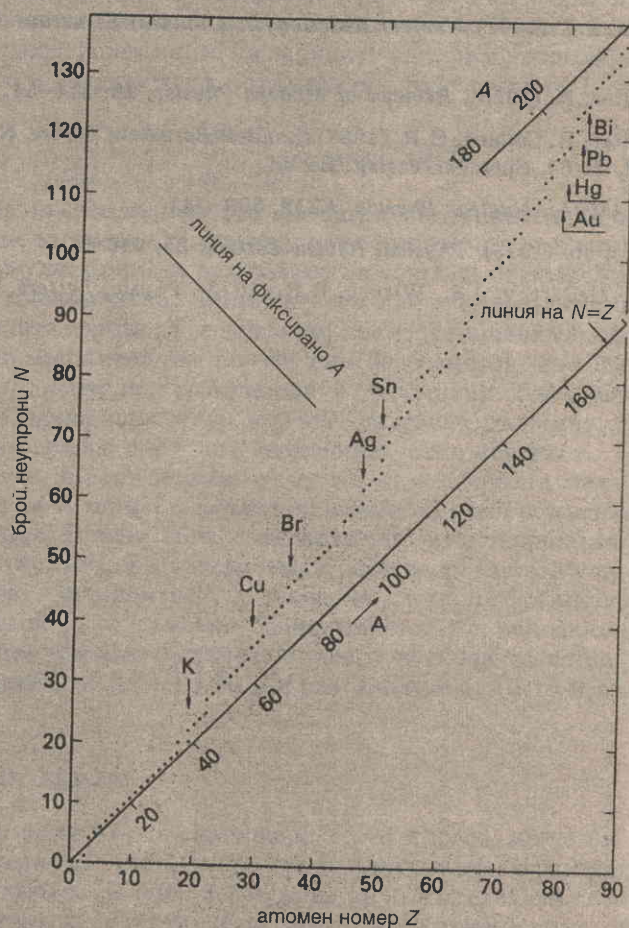
4

Маса на ядрата

4.1. Ядрата в природата

Срещащите се в природата елементи чак до оловото с три или четири изключения са стабилни. Те лежат на (или близо до) линия в равнината N, Z (линия на стабилност), за която броят на неутроните равен на $Z, Z+1$ или $Z+2$ за ядрата до $A = 35$ (изключение правят ^3He , за които $N = Z-1$). След това N нараства по-бързо от Z , като оловото става $N = 1,5 Z$. Това е илюстрирано на фиг. 4.1, където показани N и Z за стабилните ядра с нечетно A до $A = 209$. Бив

Фиг. 4.1. Стабилни ядра с нечетно A . Всяка точка представлява стабилно ядро, изразено с координати (Z, N) . В раздел 5.4 ще покажем, че за ядра с нечетно A има само един стабилен изобар за всяка стойност на A . Поради това графиката е доста проста. Тя показва нарастване броя на неутроните спрямо броя на протоните с нарастване на A . Такова нарастване се наблюдава и при ядрата с четно A . Поради това че такива ядра имат по два стабилни изобара (даже в някои случаи по три), за да не се претрупва картината с точки, те не са включени в графиката. Тези точки биха се разположили около линията с точки за ядра с нечетно A . Линията, която минава през осредненото положение на точките в равнината Z, N , се нарича линия на стабилност.

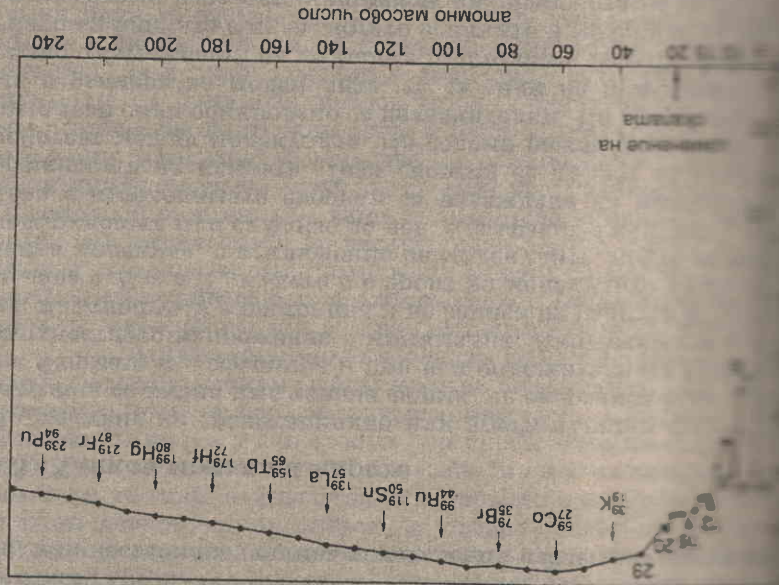


защо стабилните ядра притежават това свойство? Защо няма стабилни ядра с $A > 209$. В тази глава първата стъпка, като разглеждаме въпроса за масата на ядрен модел, който дава формула за масата, използвано параметър, и който е изненадващо успешен.

Свързване на ядрото

$$M(Z, A)c^2 = ZM_p c^2 + NM_n c^2 - B.$$

Това е енергията на ядрото. Това е енергията, която е необходима за



на свързване на нуклеона като функция на A за всички ядра. Отбележете, че мащабът по абсцисата при $A = 20$ е различен от този за $A = 21$ и за $A = 29, 39, \dots$. За всяко от тези масови числа е изчислен енергията на свързване на нуклеона като функция на A за всички ядра. Енергията на свързване на нуклеона като функция на A за всички ядра е изчислена на графика. Линията е просто начертана за преглед.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Линия на стабилност. Това е линията в равнината Z, N , която съединява средните положения за всяко A на стабилните ядра.

Енергия на свързване на ядрото. Това е енергията, която е необходима за свързване на нуклеоните и масата на свързаното ядро, умножена по c^2 .

Канков модел на ядрото е модел, който се базира на погледите между ядрото и течна капка.

Полемична формула за масата на ядрото се извежда от канковия модел на ядрото с въвеждане на някои квантовомеханични изменения.

дробяване на ядрото на Z протона и N неутрона. Забележете, че зарядът е разпределен равномерно по повърхността, кулоновата енергия е $Q^2/8\pi\epsilon_0 R$. Ако зарядът е хомогенно разпределен в обема на ядрото, кулоновата енергия е $3Q^2/20\pi\epsilon_0 R$ (вж. зад. 4.1). Тази енергия и по-нататък ще смятаме, че масата M и енергията E са взаимозаменими, без да възниква недоразумение. Ето защо Mc^2 са взаимозаменими, без да възниква недоразумение. Ето защо Mc^2 са взаимозаменими, без да възниква недоразумение.

г. 4.2 е показана ядрената енергия на свързване на няколко шипа (A) като функция на A. Забележете появата на няколко шипа (A) като функция на A. Забележете появата на няколко шипа (A) като функция на A. Забележете появата на няколко шипа (A) като функция на A.

Тези две свойства на ядрената материя приличат много на свойства на течна капка, а именно: постоянна енергия на свързване на нуклеоните с изключение на действието на повърхностното налягане и постоянна плътност на несвиеемите течности. Тази аналогия води до модел, наречен капков модел на ядрото, и до базисна теория за масата на ядрото — полуемпирична формула на масата. Този въпрос ще разгледаме в следващия раздел на тази глава. За да разгледаме в следващия раздел на тази глава за масата. Този въпрос ще разгледаме в следващия раздел на тази глава за масата.

Когато правим сравнения, ще използваме изразите „по-силно свързан“ и „по-слабо свързан“, за да означим по-голяма или по-малка енергия на свързване. (Употребяват се и определенията „по-стабилен“ или „по-малко стабилен“). Но тъй като системата е или свързана, или нестабилна, такива определения изглеждат малко неточни.

4.1.3. Капков модел на ядрото

В 3 отсъствие на гравитационно или други външни полета енергията се капка има такава форма, че енергията ѝ да е минимална. Формата ѝ е сферична и при нея положителната енергия на повърхностното напрежение е минимална. Ако течността е несвивима, плътността ѝ е постоянна и не зависи от радиуса R . После се дава с $R \propto n^{-1/3}$, където n е броят на молекулите в капката. Всяка молекула, с изключение на молекулите, които се намират на повърхността или са близко до нея, е свързана с молекулите на повърхността и енергията за изваждане на молекулата е пропорционална на силата. Тези сили обикновено са незначителни. На разстояние r от молекулата енергията за изваждане на молекулата е пропорционална на $1/r^2$. Тези сили обикновено са незначителни. На разстояние r от молекулата енергията за изваждане на молекулата е пропорционална на $1/r^2$. Тези сили обикновено са незначителни. На разстояние r от молекулата енергията за изваждане на молекулата е пропорционална на $1/r^2$.

$$-ap + 4\pi R^2 T,$$

където T е повърхностното напрежение на течността. Или, минем към енергия на свързване B на капката в зависимост от n . Ако кажем, че енергията на свързване B на капката е пропорционална на $n^{2/3}$, тогава

$$B = ap - \beta n^{2/3},$$

където β съдържа всички константи на члена от повърхностното напрежение с изключение на зависимостта от n . Ако кажем, че енергията на свързване B на капката е пропорционална на $n^{2/3}$, тогава

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

$$B = +ap - \beta n^{2/3} - \gamma Q^2/n^{1/3},$$

където γ съдържа всички кулонови ефекти с изключение на зависимостта от Q и n .

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

$$B(Z, A) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2/A^{1/3},$$

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

1. **Обменен член.** Този член отчита енергията на свързване на всички нуклеони, при което като че ли всеки нуклеон е напълно заобиколен от други нуклеони.

2. **Повърхностен член.** Този член компенсира обменния член в енергията, поради това че не всички нуклеони са заобиколени от други нуклеони, а има такива, които лежат на повърхността на ядрото или са близко до нея.

3. **Кулонов член.** Този член дава приноса на механичната потенциална енергия на ядрения заряд към енергията на ядрото.

4. **Член на асиметрията.** Този член отчита асиметричността, че ако всички протони са еднакви, най-силно свързано ядро е с дадено A е това, което е най-близко до линията $Z = N$.

5. **Член на свързването.** Този член отчита факта, че двойка еднакви нуклеони е по-силно свързана от двойка нееднакви нуклеони.

Отделителна енергия. Това е енергията, необходима да се извлече от ядрото определен тип съставляващи го частици, например неутрон, протон или α -частица.

[illegible]

Diagram illustrating the process of neutron moderation in a nuclear reactor. The diagram shows three stages of neutron slowing down as they pass through fuel elements (ZMA) and moderator (ММД).

- Stage 1:** Fast neutrons ($E = 2 \text{ MeV}$) are shown with a large wavelength. The label "разстояние между нейтронами" (distance between neutrons) is indicated.
- Stage 2:** Neutrons are slowed down ($E = 200 \text{ keV}$) after passing through a fuel element (ZMA) and a moderator (ММД). The label "превращение на две промонта в два неутрона" (conversion of two protons into two neutrons) is shown.
- Stage 3:** Neutrons are further slowed down ($E = 2 \text{ eV}$) after passing through another fuel element (ZMA) and a moderator (ММД). The label "превращение на две промонта в два неутрона" (conversion of two protons into two neutrons) is shown.

The final stage shows thermal neutrons ($E = 0.025 \text{ eV}$) with a very small wavelength.

Ягра с четно Z , четно N се наричат четно-четни $(+,+)$.

Ягра с нечетно Z , нечетно N се наричат нечетно-нечетни $(-,-)$.

Ягра с четно Z , нечетно N се наричат четно-нечетни $(+,-)$ и обратно за другия случай.

Ягра с четно A са $(+,-)$ или $(-,-)$. Ягра с нечетно A са $(+,-)$ или $(-,-)$.

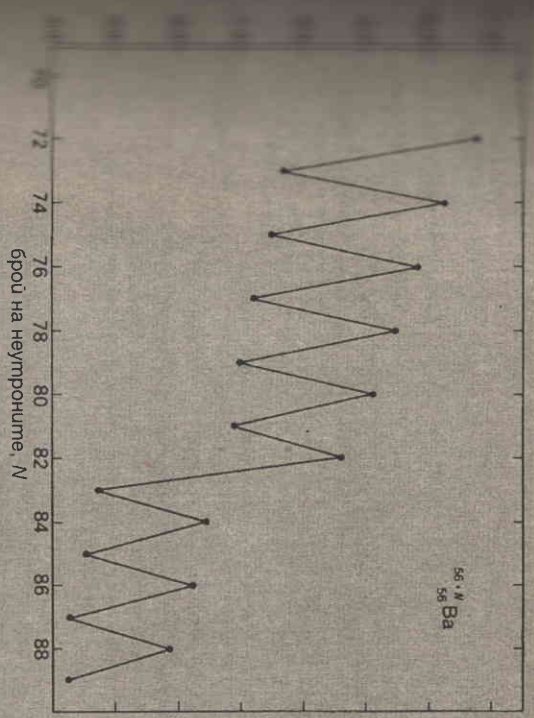
$$-a_A(Z-N)^2/A,$$

отразява експериментално установения факт, че

- 1) нечетно Z , нечетно N (н-н).
- 2) четно Z , четно N (ч-ч).

случая 1, затова във формулата за енергията на

Вор и Мотельсън (Vohr and Motz) за случај 2 и ше ја извадим за случај



за достаточного количества данных с точностью, по-
лученки ядра с $A > 20$.

появява всички членове във формулата за енергията при отбележим, че често се прави още едно уточнение — даждото се изразява с цели единици — по една за всяка протона на протона не взаимодействат, тази енергия вече е въключена в протонна взаимодестват, тези енергии вече са включени в протонна). Поради това е разумно вместо Z^2 , което е по-малко правилно, разпределяне на зареда, да се вземе $Z(Z-1)/2$. Това е дисперсията на зарядите в ядрото. Въпреки че правим тази замедлени. Причината е, че явно най-добрият коефициент е d_0 и т. н. са определени, като е използвана със Z^2 . Има и още нещо. Вероятно точността на формулата е малка, за да позволи да се прояви някакво различие между всички членове, получаваме*

$$a_A - a_S A^{2/3} - a_C Z^2 / A^{1/3} - a_A (A - 2Z)^2 / A + \delta(Z, A).$$

ите на коефициентите трябва да се намерят чрез пре-
кръпна по данните за енергията на свързване на средни
ядра. Леките ядра ($A < 20$) не се включват, тъй като за
ядрата крива за зависимостта на енергията на свързва-
ване Z . Това се дължи на слоестия строеж (вж. гла-
вно на кривата не е безспорно, тъй като слоестият строеж
на цялата периодична система и защото някои ядра
нямат. Правени са опити за подобряване на формулатите
спомомен в раздел 4.6.

формула за масата на ядрата показваме в табл. 4.1 по по-малката (затова реалните маси са умножени с c^2). По-

Таблица 4.1. Полуемпирична формула за масата на ядрата

$$M(Z, A)c^2 = ZM_p c^2 + (A - Z)M_n c^2 - B(Z, A)$$

Масата на ядрото се изразява
разликата между масите на съставните нуклеони и енергията на свързване

където

$$B(Z, A) = + a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta$$

— член на обемната енергия
— член на повърхностната енергия
— член на асиметрията
— кулонов член
— член на сдвояване

$\delta = \begin{cases} + a_p/A^{1/2} & \text{н-н ядра} \\ 0 & \text{н-ч и ч-н ядра} \\ - a_p/A^{1/2} & \text{ч-ч ядра} \end{cases}$

$M_p c^2$ = енергията в покой на протона = 938,280 MeV,

$M_n c^2$ = енергията в покой на неутрона = 939,573 MeV.

За предпочитане са следните стойности за коефициентите:

$$a_v = 15,56 \text{ MeV},$$

$$a_s = 17,23 \text{ MeV},$$

$$a_c = 0,697 \text{ MeV},$$

$$a_a = 23,285 \text{ MeV},$$

$$a_p = 12,0 \text{ MeV}.$$

За да получим атомната маса в покой, е нужно M_p , масата на протона, да се замени с M_H , масата на водородния атом, така че

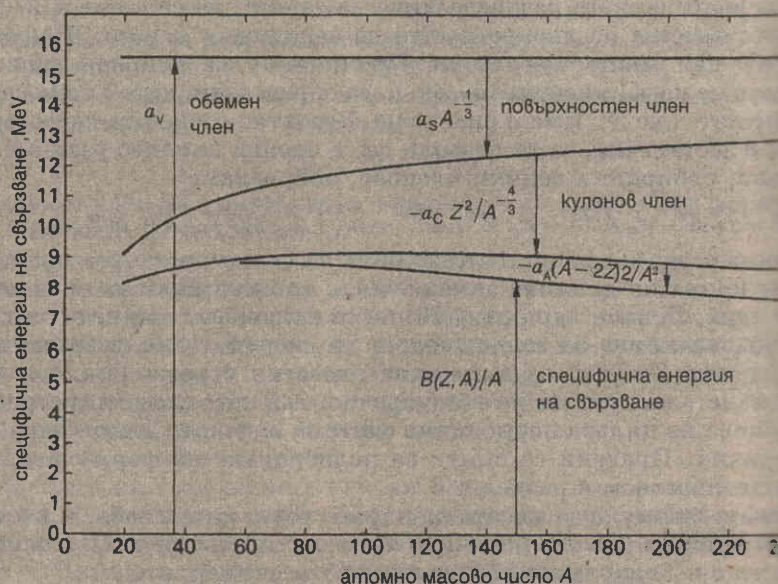
$$M(Z, A)c^2 = \text{масата на атома в покой} \\ \approx ZM_H c^2 + (A - Z)M_n c^2 - B(Z, A).$$

(Забележка: приблизително равно, защото в тази формула се пренебрегва енергията на свързване на електроните в атома.)

$M_H c^2$ = масата в покой на атома на водорода = 938,791 MeV.

На фиг. 4.5.е показано как различните приноси (с изключение на сдвояването) се изменят с увеличаване на A . Изненадващо тази формула е добра за енергия на свързване от $A = 20$ до края на периодичната система с точност, по-добра от 1,5%. На фиг. 4.6. това е показано за ядра с нечетно A .

Фиг. 4.5. Фигурата показва различните приноси с изключение на сдвояването в полуемпиричната формула за масата към енергията на свързване на нуклеон в зависимост от A .

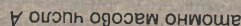


нәлһ нәһидләмиһә н в

МІМ ТОЗИ УСПЕХ.

напряжения сжимающего и растягивающего (вж. раздвиг 5.4).

Фил: 4.1). Забележете, че нулата



4.2. Кулоновият член в полумпиричната формула за масата е

Като се използва резултатът от заг. 4.1, га се пресметне стойността на R .
Према се, че радиусът на ядрото е $R = 1,24A^{1/3}$ fm.

Како се използват смолностите на a_n , a_s и a_A , дадени в табл. 4.1 и факторите на свързване на ^{181}Ta в 145 MeV , пробирите получават от вас на a_n . Коментирайте едновременно повдиганото се различие.

$${}_{92}^{235}\text{U} \rightarrow {}_{35}^{87}\text{Br} + {}_{57}^{145}\text{La} + 3n.$$

(Адаптирана от издигла по физика през 1979 г. за студентите от Природонаучния факултет, Университет)

$$E_F = \left(\frac{h^2}{2MR_0} \right) \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{2/3}$$

За ядро (Z, N) членът на асиметрия е $a_A(N-Z)^2/A$. Като използваме $|N-Z| \ll A$, приложете модела на Ферми, за да пресметнете a_A .

(Адаптирана от изпита по физика през 1978 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет)

Фактът, че формулата за масата описва толкова добре опита, че направените допускания съдържат известна истина

Насищане. Свободно, на някоя силна проявяващо се в това, че многократна система, свързана благодарение на тях, има пълна енергия на свързване (при пренебрегване на повърхностни ефекти), пропорционална на масата и или на броя на съставляващите я елементи.

Вибрационни състояния. Възбуждени състояния на ядрата, гърещи се на колективно движение на нуклеоните, при което трепти формата на ядрото.

Романтични състояния. Възбуждени състояния на яграта, които се дължат на въртенето на деформираното ядро.

Z, N	Енергия на свързване, MeV	Енергия на свързване/A, MeV
1, 1	2,22	1,11
1, 2	8,48	2,83
1, 3	несвързано *He + n	
2, 1	7,72	2,57
2, 2	28,30	7,07
2, 3	несвързано *He + n	
2, 4	29,27	4,88
3, 2	несвързано *He + p	
3, 3	32,00	5,33
3, 4	39,25	5,61
4, 3	37,60	5,37
4, 4	56,50	7,06

Линия за отделяне на протон. Линията в равнината Z, N , върху която енергията за отделяне на протон е нула.

Линия за отделяне на неутрон. Линията в равнината Z, N , върху която енергията за отделяне на неутрон е нула.

Формула за масата е разширена, като в нея са

фини ядрени ефекти. Това се прави, за да стане

формула за масата е разширена, като в нея са

B. R. (1969) *Nuclear Structure*, Vol. I, 169-71. W. A. Benjamin,

Audi, G. (1985). The 1985 determination of atomic masses. *Nuclear*

първите четири нуклеона. Това обстоятелство е причина

качествени. Едно по-строго установяване ролята на външ

Поради естеството си моделът на течната капка не може

Моделът допуска съществуването на възбудени състояни

Колективното движение на ядрото трябва да е доста по-ра

5

Нестабилност на ядрата

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

α -Разпадане. Процес, при който ядрото може спонтанно да излъчи ядро на ${}^4_2\text{He}$ (α -частица).

β -Разпадане. Процес, при който ядрото може спонтанно да излъчи електрон или позитрон (β^- или β^+ съответно). Едновременно с това се излъчва антинеутрино или неутрино.

γ -Разпадане. Процес, при който ядро, намиращо се във възбудено състояние, спонтанно излъчва фотон (γ -квант).

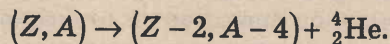
5.1. Разпадане на ядрата

В раздели 2.2–2.6 разгледахме закона за радиоактивното разпадане и някои от приложенията му към разпадане на ядра и частици. В този раздел ще се върнем по-специално при разпадането на ядрата и ще разгледаме процесите, които са изследвани най-напред в историята на радиоактивността, а именно α -разпадане (излъчване на хелиево ядро), β -разпадане (излъчване на електрони или позитрони) и γ -разпадане (излъчване на фотони). Целта е да изследваме кинематиката на тези разпадания и в частност да изясним ролята на α - и β -разпадането при определяне на това, кои ядра са стабилни и кои — не. Впрочем съществуват и други процеси на разпадане, които ще споменем, но които не са важни при определяне на стабилността на съществуващите в природата ядра.

5.2. Схеми на енергетичните нива

От атомната физика читателят има вече ясна представа за схеми на енергетичните нива и възможностите за радиационни преходи между тях. Такава схема вече показахме на фиг. 2.2, като вертикалното разстояние между две нива е разликата в енергията на нивото X с по-голяма енергия е нанесено над нивото Y с по-малка енергия. Преходът между X и Y обикновено се съпровожда с излъчване на фотон. При това разликата в енергиите се изразходва за енергия на фотона и енергия на откат на атома. Тази идея напредък се пренася в ядрената физика. При преходите на ядрата от едно възбудено състояние в състояние с по-ниска енергия се излъчват γ -лъчи (с енергия обикновено от около 10 keV до 3–4 MeV). По-късно ще разгледаме примери за това, как ядрата могат да се намират в по-високи състояния. При излъчване на фотон целите на Z и A не се изменят и това обикновено се представя, като всички нива се разполагат вертикално едно над друго. Вертикалната скала обикновено се представя в MeV-и, разбира се, според Айнщайн това е еквивалентно на масова скала, като масата на ядрото нараства с увеличаване енергията на възбуждане. На фиг. 5.1 са показани като пример нисколежащите нива на ${}^{24}_{12}\text{Mg}$.

Да разгледаме α -разпадането на ядрото:



Обикновено се изпуска една α -частица с точно определена енергия. Как да представим това? Усложнението произлиза от

което ядрото излъчва електрон, на пряк път ли би
за разбиране, тъй като знаем, че ядрата не съ-

В-разнадаето

схеми при β -разпадането са по-сложни и, за да ги
необходимите повече факти за този процес. Затова
отделен раздел. Към α -разпадането и ролята му за
тук се върнем в раздел 5.4.

не се извършва по други причини. Тези на разпадането е, че при процеса могат да се разширят енергии. По термодинамиката на се казва, че енергетичният спектър на α -частици е максимизирано на фиг. 5.20 за дадена на ^{242}Pu за схема на α -разпадане, като дългосрочното ядро

изразходът за кинетична енергия на α -частицата и
като на дъщерното ядро (в този прост случай). Ако
на α -частица е енергетично възможно, но въпре-

$$= [N(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) - M(2, 4)]c^2. \quad (5.1)$$

• енергията и се нарича енергия на разпадането Q^u :

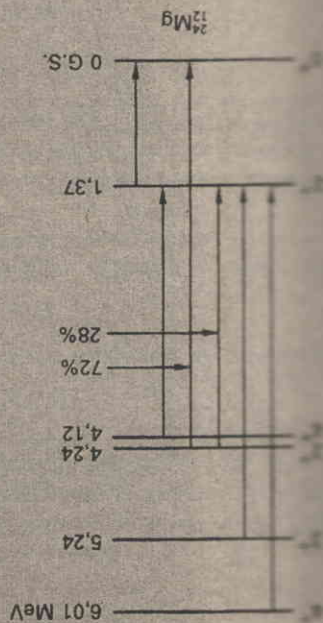
Т. Вертикалното разстояние между X и Y представ-

$(Z, A)^c$, а на $Y \in M(Z - 2, A - 4)^c + M(2, 4)^c$.

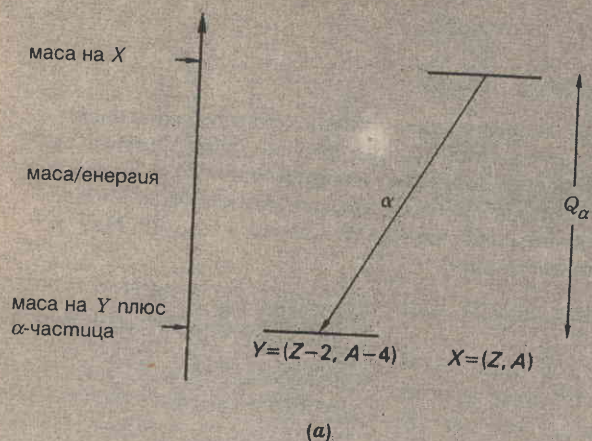
Хоризонталното отстояние означава, че Z и Y са

Х е математическо число (Z, A), чието X е изчислено

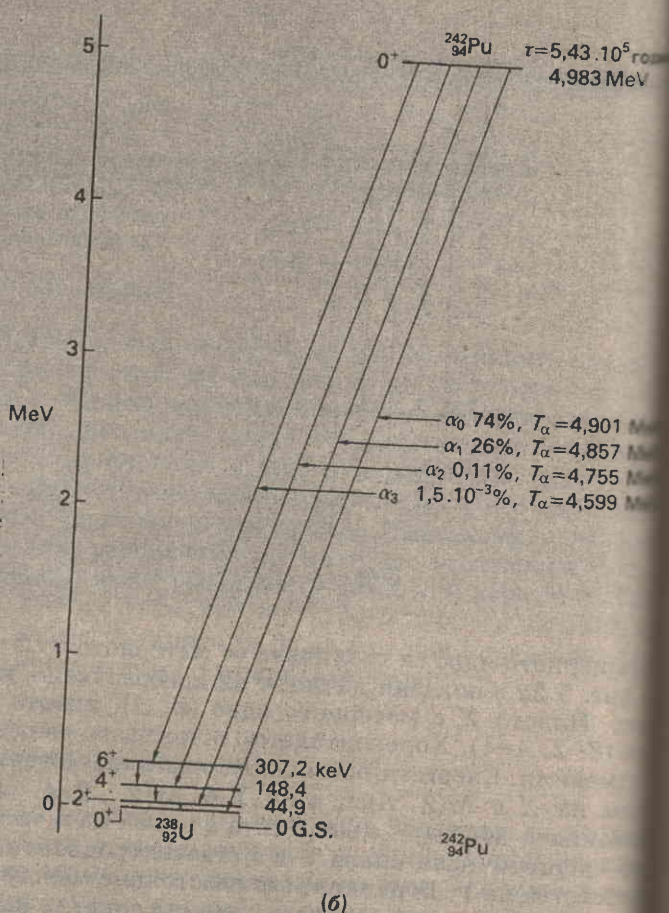
се различава от матерното с $\Delta Z = -2$ и $\Delta A = -4$.



Фиг. 5.1. Схема на енергетичните нива, която показва основното и възбудените състояния до $6,01 \text{ MeV}$ на ^{24}Mg . Нивата са означени с техния спин и четност (например $J^{\pi}=2^{+}$) и енергия ($1,37 \text{ MeV}$). Средните означават γ -преходи. Нивото $4,24 \text{ MeV}$ се разпада с относителна вероятност 28% до нивото $1,37 \text{ MeV}$ и 72% до основното състояние.

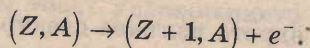


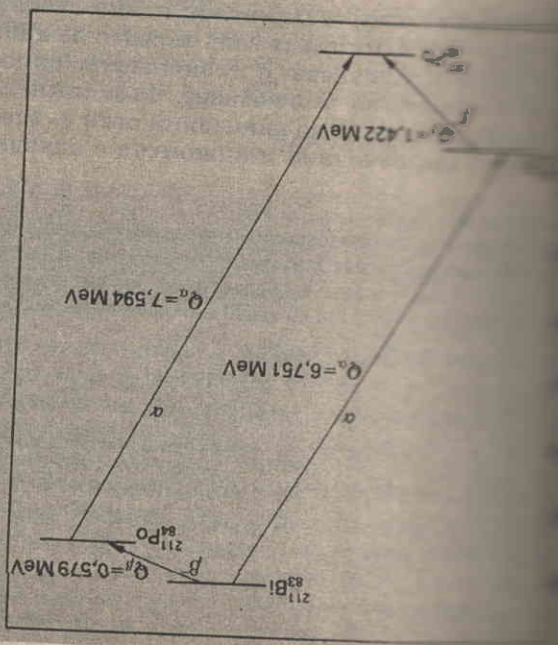
Фиг. 5.2. Схема на енергетичните нива на две ядра, свързани с α -разпадане (a). По вертикалната скала се нанася ядрената маса или еквивалентната енергия. Нулата не е означена. Матерното ядро е X. Дъщерното ядро Y е нанесено на ниво в масовата скала, което се равнява на собствената му маса и масата на α -частицата. Наличието на последната като част от крайното състояние е означено с α върху стрелката, представяща прехода. Вертикалното разстояние между нивата дава енергията на разпадането Q_α . Схема на енергетичните нива за α -разпадане на ^{242}Pu (б). Тя показва случай, при който α -частиците могат да се излъчват с различни енергии. Стойностите на Q_α са 4,983, 4,938, 4,835 и 4,676 MeV. Стойностите на кинетичната енергия T_α на α -частиците във всеки преход са по-малки от Q_α , поради енергията на откат на дъщерното ядро ^{238}U . Преходите към по-високи възбудени състояния на ^{238}U не са показани, тъй като имат много малки вероятности за преход и са незначителни. Най-интензивната линия е α_0 . Ако разпадането се извършва по един от по-малко вероятните преходи, дъщерното ядро остава във възбудено състояние и се разпада чрез γ -излъчване. Вертикалната скала е в MeV.



държат електрони. Известно е обаче, че атомите излъчват фотони. Ако разглеждаме този процес като акт за създаване на фотон, то би имало причина да не може да се създаде и масивна (имаща маса в покой) частица като например електрон. И наистина създаването на масивни частици от енергия е възможно, ако се удовлетворят някои закони за запазване. По-нататък ще става все по-ясно как са тези закони. За момента ни е достатъчно да знаем, че създаването на частица е възможно.

Очевидно β -разпадането е превръщане на ядрото (Z, A) в ядро $(Z+1, A)$ и един електрон e^- :





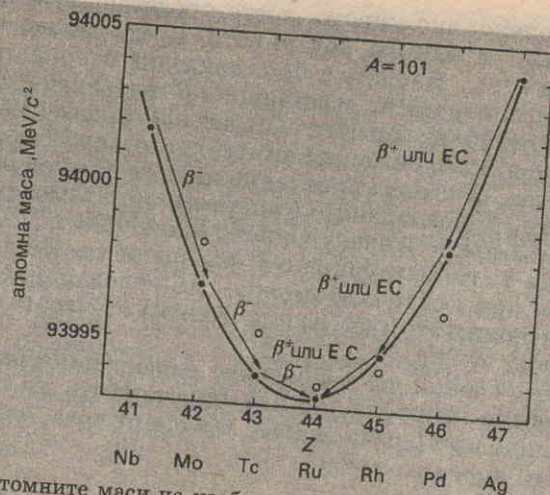
Фиг. 5.4. Разпадане на ^{211}Bi по два клона, като дъщерните ядра се разпадат в едно и също крайно ядро ^{211}Po . В съответствие с изискването за запазване на енергията освободената максимална кинетична енергия на електрона. Повечето от електроните обаче имат тази енергия.

необ- е известен, Засета е известна, в β -разпадането, е необ- на излъченото неутрино. Тъй като тази величина е малка в β -разпадането при повечето β -разпадания енергия, ще е нула. В действителност тази величина е много малка, би се освободили за космологични разстояния (14.12 и 13.6).

свободният неутрон извършва β -разпад с $Q_\beta = 0.782 \text{ MeV}$, $t = 898 \text{ s}$. (5.6)

Енергията на разпада (уравнение (5.6)). Все пак неутрон следва непосредствено от β -разпада (уравнение (5.6)). Все пак неутрон следва непосредствено от β -разпада (уравнение (5.6)). Все пак неутрон следва непосредствено от β -разпада (уравнение (5.6)).

ично е положението с ядрата с четно A . Унези от



Фиг. 5.6. Атомните маси на изобарите с $A=101$ в зависимост от Z в областта на линията на стабилност. Черните точки са пресметнатите стойности с полуемпиричната формула за масата (табл. 4.2.). Прекараната през точките линия няма физичен смисъл. Измененията на енергиите в β -разпаданията посочени в табл. 5.1, разрешават означените преходи, така че най-ниската атомна маса се очаква да бъде на стабилен изобар (в този случай рутений). Такова е положението с всички ядра с нечетно A и изводът е, че съществуват само един стабилен изобар за ядра с нечетно A . Действителните атомни маси са представени с малки кръгчета. Изводът е същият. Ясно е обаче, че сравнително малки грешки в резултатите от полуемпиричната формула за масата не биха позволили във всички случаи да се предскаже кое Z има най-малката атомна маса в дъното на тази плитка крива. За реалните ядра преходът от $A=45$ до $A=44$ може да става само чрез електронно захващане.

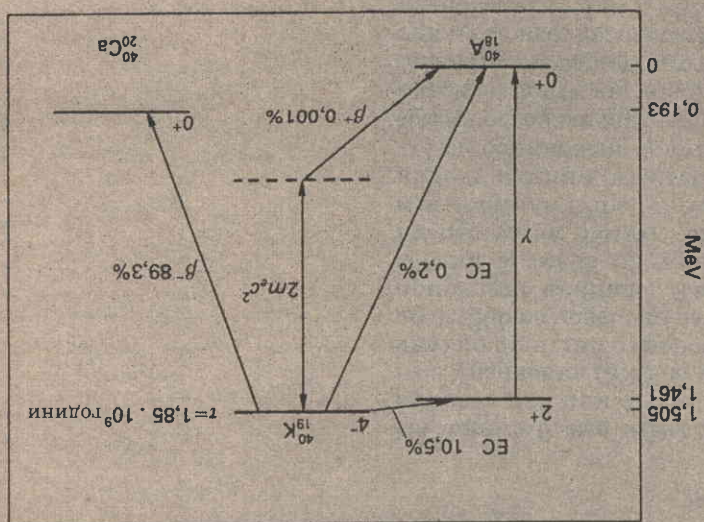
члена на свдояване, докато ядрата с нечетно Z имат по-малка енергия на свързване, тъй като този член има противоположен знак. Ето защо в зависимост от това, дали Z е четно или нечетно, има две криви за изобарната атомна маса. Вижте фиг. 5.7 за $A=100$. В лявия или десния край на кривата β^- - или β^+ -разпаданията пренасят ядрото към дъното на двете криви. Сега проблемът за стабилност е по-сложен. Ядрото със $Z=43$ може да се разпада чрез електронно захващане в $Z=42$ или чрез β^- -разпадане в $Z=44$. Предсказва се, че сега има два стабилни изобара за $A=100$, а именно $Z=42$ и $Z=44$, което и в действителност е така.

Това положение в ядра с четно A понякога дава енергетична възможност на нечетно-нечетен изобар да се разпада и по трите начина: β^- -, β^+ -разпадане или електронно захващане. На фиг. 5.8 е даден като пример $^{40}_{19}\text{K}$.

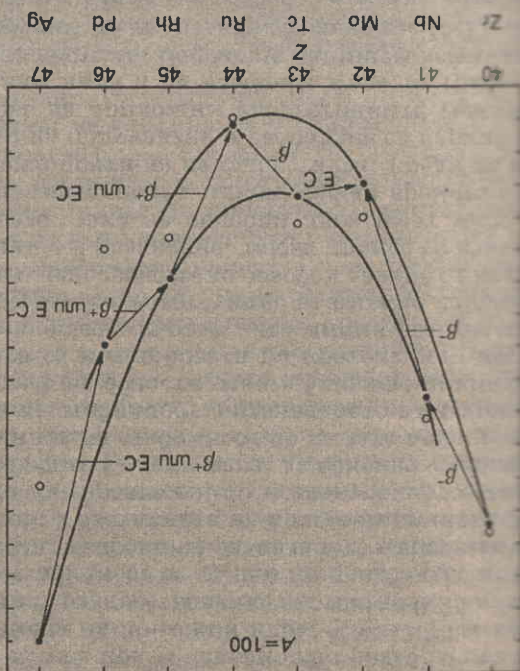
Изучаването на случая на ядра с четно A позволява да се направят два извода:

1. Няма стабилни нечетно-нечетни ядра.
2. Много четно-четни ядра могат да имат повече от един стабилен изобар.

Вторият извод е верен. Например изобари с $A=96$ — ядрата $^{96}_{42}\text{Mo}$, $^{96}_{40}\text{Zr}$, са стабилни всички. Първият извод е почти верен, действителност има четири изключения измежду леките ядра, а именно ^2_1H , ^6_3Li , $^{10}_5\text{B}$ и $^{14}_7\text{N}$. Ядрото на ^2_1H е единствената свързана система с $A=2$. За другите стойности на A масите бързо се изменят с Z и двете параболи, показани на фиг. 5.7 за $A=100$, при такива малки стойности на Z стават по-тесни и с по-стръмни страни. Те се деформират допълнително от ефекти на слоестата структура (гл. 8).

[illegible]

маси на изобарите с $A=100$ в зависимост от Z в областта на масата стойности (табл. 4.2). Членът от съвоващото дава положен знак в масите за четно Z и нечетно Z , така че масата лежат на различни параболу. Изменението на масата, дадени в табл. 5.1, предсказват, че означени и молибдент и рутений ще бъдат стабилни. Как-то е видно от фиг. 1, стабилни и в този случай. Общият извод е, че ядра с четно A имат повече стабилни изобара.



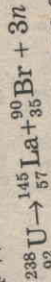
и на 1, са произведени изкуствено, тъй като за тях не съществуват "естествени" с достатъчно дълго средно време на живот, което е необходимо за установяване на тези ядра (с изключение на ^{209}Bi). Връщайки се към уравнения (5.7)–(5.9), можем да предвид правата линия на разпаданията също да се установи, че очакваме енергията Q_α на разпаданията да се увеличава с A . Енергиите на свързване обаче, а отгук и стойностите на Q_α , се изменят плавно с A поради ефекти, дължащи се на слобинна структура (гл. 8). Тези флуктуации са от порядъка на 1 MeV и са много по-малки от флуктуациите на Q_α . В гл. 6 ще видим, че влияват голяма част от флуктуациите на Q_α . В гл. 5.2, където се разглежда α -разпадането е много чувствителна към големината на Q_α , така че в зависимост от A времената на живот могат да се изменят с много порядъци. Това се илюстрира в табл. 5.2, където са дадени стойностите на Q_α и времената на живот $t_{1/2}$ за ^{200}Pb и ^{208}Pb . α -разпаданията в естествения радиоактивен ред от ^{238}U до ^{206}Pb са с много по-голяма енергия, отколкото α -разпаданията в естествения радиоактивен ред от ^{238}U до ^{206}Pb . α -разпаданията в естествения радиоактивен ред от ^{238}U до ^{206}Pb са с много по-голяма енергия, отколкото α -разпаданията в естествения радиоактивен ред от ^{238}U до ^{206}Pb . α -разпаданията в естествения радиоактивен ред от ^{238}U до ^{206}Pb са с много по-голяма енергия, отколкото α -разпаданията в естествения радиоактивен ред от ^{238}U до ^{206}Pb .

Спонтанно делене

[illegible]

другия — случаи на спонтанно делене. Разпадането чрез спонтанно деление е характерно за изотопи с малка атомна маса и неаречен спонтанно делене. Разпадането чрез спонтанно деление се нарича крайно асиметрично деление (фиг. 4.2), ако би могло да се нарече крайно асиметрично деление (фиг. 4.2) на специфичната енергия на свързване ($A > 100$) да се дели.

Кривата на специфично ядро с $A > 100$ дава, че е енергетично възможно деленето на равни части. Например

$$^{238}\text{U} \rightarrow ^{145}\text{I} + ^{90}\text{Br} + 3n$$


равни частотни спектри, които се изразходват за

$$^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{145}_{57}\text{La} + ^{90}_{35}\text{Br} + 3\gamma$$

освобождава енергия около 156 MeV, която се изразходва за делене. Кинетична енергия на неутроните и продуктите им се появява в ядра са богати на неутрони, затова при деленето им се появяват богати на неутрони продукти на делене. В действителност богати на неутрони ядра, че нормално три или четири неутрона се отделят при делението, което означава голям, че нормално се произвеждат богати на неутрони продукти на делене.

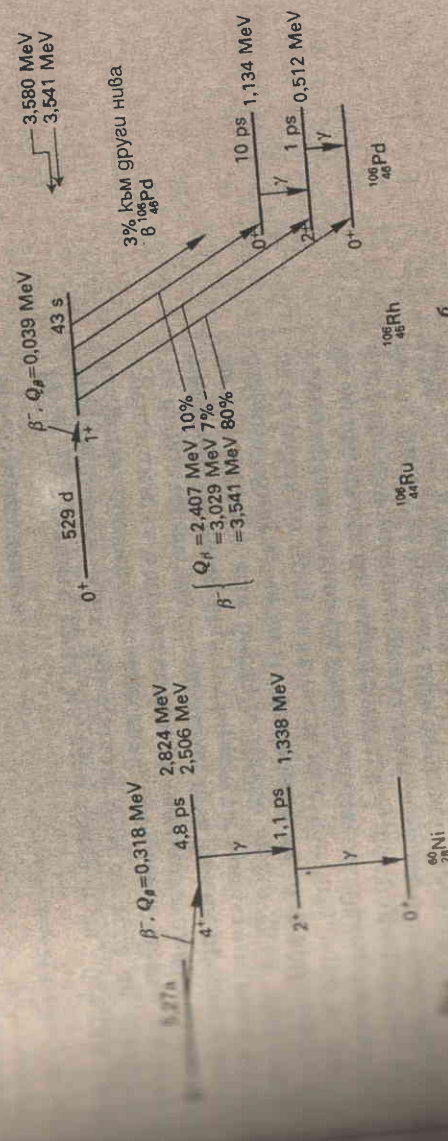
[illegible]

и се извършва своеобразно делене на масовите числа е около 45. Така разликата в масовите числа на спонтанно делене да става по-вероятно с увеличаване на Z . Тази разлика се очаква спонтанно делене да става по-вероятно с увеличаване на Z , дори за урана то все още е рядък процес. Така спонтанно делене на ^{238}U става със скорост на распадане е около $4.5 \cdot 10^{-21} \text{ s}^{-1}$, а скоростта на распадане чрез спонтанно делене е около $4.5 \cdot 10^{-21} \text{ s}^{-1}$. Следователно отношението между двата клона на распадане е около $6 \cdot 10^{-7}$. За по-тежки ядра скоростта на спонтанно делене нараства с нарастване на Z и то може да стане доминираща част от общата скорост на распадане от около 260.

растат с нарастване при А, по-голямо от около 200%.
Значи на разпадане едва при А, играе важна роля при опреде-
ленето, че спонтанното делене не е елементите в приро-
дната стабилност и разпространението на някои от по-тежки-
елементи, че обаче е играло роля при изчерпване на някои от теж-
ките трансуранови елементи, възникнали при образуването на теж-
ките елементи (вж. раздел 14.5).

разпадане

... със скоростите на разпадане, а главата се срещнахме с процеси на ядрено разпадане. Обяснени на прехода, които значително се различават. Обяснени, че се разгледаме факторите, които контролират процеса, а главата ще изпълним това обещание за



6
источник на β -частици с кинетична енергия до 3,5 MeV и подходящо време на живот (9). На тези схеми атомните маси са показани в MeV над най-ниската маса. Сим-волът α означава години, d — дни, а ps в системата SI означава пикосекунда = 10^{-12} s.

време на живот на протоните от около 10^{32} години (с
врънем в раздел 13.6. Забележете, че ако участва на
години, то в такъв случай днес сме „преживели“
част от съдовния път, тъй като се предполага, че
е станал преди около 10^{11} години!

Cork J.M., (1940). *Physical Review* 57, 982-94.

ЗАДАЧИ

Обеме в полумиприращата формула за масата:

$$M = N m_p - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c Z^2 / A^{1/3} + a_a (A - 2Z)^2 / A \pm a_p / A^{1/2}$$

където A и Z генерират, която се освобождава при излъчване от ядро

$$B = 3A^{1/3} + 4a_c Z(1 - Z/3A) / A^{1/3} - 4a_a (N - Z)^2 / A^2 + B(2, 4)$$

където B е свързана с енергията на α -частицата ($28,30 \text{ MeV}$).

Съединен изотоп на златото е ^{197}Au . Обяснете стабилността на

коэффициентите при излъчване на Q . Използвайте стойностите на коэф-

циенти през 1980 г. за смуглените от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

методи спичът на ядрото на ^{14}N с метогите на молекулярната спек-

трална енергията гоказателства за съществувание на нейтриното.

Разлага на ^{16}O чрез излъчване на позитрон. Разгледът на ядрото

е 1.5 m . Оценете максималната кинетична енергия, която могат да

получат ^{16}O и ^{16}O през 1976 г. за смуглените от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

методи спичът на ядрото на ^{14}N с метогите на молекулярната спек-

трална енергията гоказателства за съществувание на нейтриното.

Разлага на ^{16}O чрез излъчване на позитрон. Разгледът на ядрото

е 1.5 m . Оценете максималната кинетична енергия, която могат да

получат ^{16}O и ^{16}O през 1976 г. за смуглените от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

методи спичът на ядрото на ^{14}N с метогите на молекулярната спек-

трална енергията гоказателства за съществувание на нейтриното.

Разлага на ^{16}O чрез излъчване на позитрон. Разгледът на ядрото

е 1.5 m . Оценете максималната кинетична енергия, която могат да

получат ^{16}O и ^{16}O през 1976 г. за смуглените от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

методи спичът на ядрото на ^{14}N с метогите на молекулярната спек-

трална енергията гоказателства за съществувание на нейтриното.

Разлага на ^{16}O чрез излъчване на позитрон. Разгледът на ядрото

е 1.5 m . Оценете максималната кинетична енергия, която могат да

получат ^{16}O и ^{16}O през 1976 г. за смуглените от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

методи спичът на ядрото на ^{14}N с метогите на молекулярната спек-

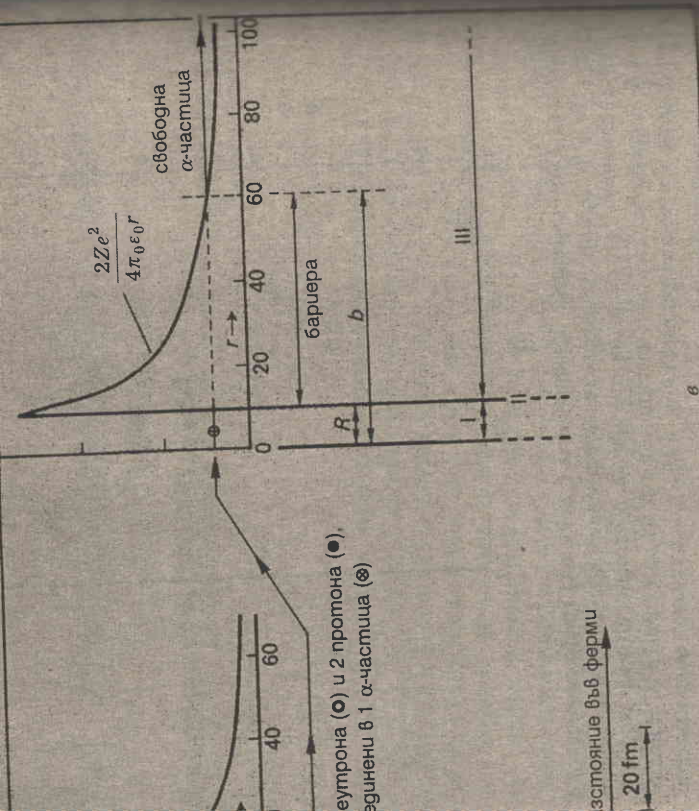
трална енергията гоказателства за съществувание на нейтриното.

Разлага на ^{16}O чрез излъчване на позитрон. Разгледът на ядрото

е 1.5 m . Оценете максималната кинетична енергия, която могат да

получат ^{16}O и ^{16}O през 1976 г. за смуглените от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

методи спичът на ядрото на ^{14}N с метогите на молекулярната спек-



частица от два протона и два неутрона. Ако е обрната една α -частица, то се предполага, че тя има потенциална енергия, която зависи от разстоянието така, както е показано на е. Области I, II и III са описани в текста.

I. На разстояния, по-малки от R , където R е приблизително съът на ядрото, α -частицата се намира в потенциална яма. Точната дълбочина, но която представлява действието на силите на свързване върху α -частицата.

II. На разстояние R този потенциал става положителен и максимална стойност $U(R) = zZe^2 / 4\pi\epsilon_0 R$, където $z=2$ и R е максимален номер на остатъчното ядро.

III. На разстояния, по-големи от R , потенциалът е $U(r) = zZe^2 / 4\pi\epsilon_0 r$.

Ако за матерното ядро $Z+2$ е енергетично възможно $T_\alpha > U(R)$: ако α -частицата е вътре в ядрото, тя е свободна напусне и ще направи това мигновено (мигновено означено с времето, необходимо на α -частицата да пресече ядрото е по-малко от 10^{-21} s).

2. $T_\alpha < U(R)$: от класическа гледна точка α -частицата е в ядрото. От квантовомеханична гледна точка тя може да тунелува през потенциална бариера, като излезе от ядрото. Кинетична енергия на разстояние b (където $b = zZe^2 / 4\pi\epsilon_0 T_\alpha$) По-нататък тя се движи към все по-голямо r , където пълната си кинетична енергия T_α .

Когато бариерата се създава от заряда на участващата частица, както е в този случай, тя се нарича кулонова бариера. Като се намери вероятността за преминаване през бариера

вероятностите на такова пресмятане се основават на несложна квантова механика, която би трябвало вече да се познава. Читателят би могъл да намери подробности за преминаване през бариера и да намери резултата, който даваме в табл. 6.1. Частица с кинетична енергия T_α и маса M пада върху правоъгълна потенциална бариера с височина U . Вероятността за преминаване през бариера е приблизително

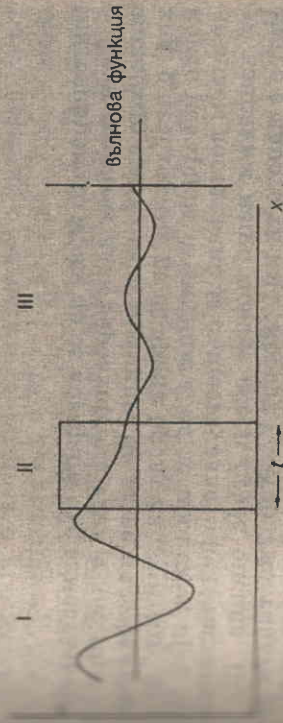
$$P = \frac{e^{-2Kt}}{1 + \frac{K^2}{h^2}} \quad (6.1)$$

Ако имаме бариера с произволна форма, вероятността за преминаване ще бъде произведение от вероятности, в които K е зададено от потенциала в точката x и височината е ΔU . Така че вероятността за преминаване е

$$P = e^{-2K_1 \Delta U_1} e^{-2K_2 \Delta U_2} \dots e^{-2K_n \Delta U_n} = e^{-2 \int K dx}$$

Вероятност за преминаване през бариера

е дадена от потенциална бариера



Вълната пада отляво вълна $\exp(ikx)$. В тази област ще има и отразена вълна $\exp(-ikx)$. В областта II се определя от

$$\hbar k = P = \sqrt{2MT}$$

където P е импулсът на частицата, представена с тази вълна. T е кинетичната енергия на частицата. В областта II частицата има вълнова функция

$$\psi = A e^{Kx} + B e^{-Kx}, \text{ където } \hbar K = \sqrt{2M(U-T)}$$

В областта III вълната е $\exp(ikx)$. Вероятността за преминаване на частицата е $|C|^2$. Като използваме условията за непрекъснатост на вълновата функция и нейната производна на потенциалната бариера, намираме

$$C = \frac{1}{4} \left[\left(1 + \frac{ik}{K} \right) \left(1 + \frac{K}{ik} \right) e^{-Kl} + \left(1 - \frac{ik}{K} \right) \left(1 - \frac{K}{ik} \right) e^{Kl} \right]$$

Вероятността за преминаване на частицата е $|C|^2$. Като използваме условията за непрекъснатост на вълновата функция и нейната производна на потенциалната бариера, намираме

$$|C|^2 = 4e^{-2Kl} \left(1 + \frac{K^2}{h^2} \right)^{-1} \left(1 + \frac{K^2}{h^2} \right)$$

Вероятността за преминаване на частицата е $|C|^2$. Като използваме условията за непрекъснатост на вълновата функция и нейната производна на потенциалната бариера, намираме

$$|C|^2 = e^{-2Kl}$$

$$\ln \omega = f - gZ/\sqrt{T_\alpha}, \quad (6.7)$$

• $\frac{1}{2}\pi\sqrt{M_\alpha c^2/2} = 3,97 \text{ MeV}^{1/2}$ и $f = \ln(V_0/2R) + 8\sqrt{RZ\alpha M_\alpha c^2/\hbar c}$.
 f е константа, но f се изменя с V_0 и R . С V_0 не знаем
 нищо, но $\ln R$ и $\sqrt{RZ}$ се изменят съвсем малко за съвкуп-
 ността α -излъчватели. Затова за простота ще допус-
 нем константа. Това ни дава възможност да опитаме от урав-
 нението да намерим връзката между ω и T_α .

• (6.7) може да се свърже със закона на Гайгер-Нъгъл.
 $\ln \omega \propto \ln R_\alpha$. Тъй като за представляващите интерес енер-
 гии пробегът е $R_\alpha \propto T_\alpha^{3/2}$, законът дава $\ln \omega \propto \ln T_\alpha$.

• а за преминаване през бариера $\ln \omega \propto -1/\sqrt{T_\alpha}$. В ин-
 тервали $4 < T_\alpha < 7 \text{ MeV}$, който покрива повечето от α -
 излъчвателите, величината, която зависи линейно от $\ln T_\alpha$, с точ-
 ността на амперметър е $-1/\sqrt{T_\alpha}$. Отклонението на
 експериментално предсказаните или от закона е много по-голя-
 мо, отколкото за законът на Гайгер-Нъгъл е доказан.

• да направим малка корекция. Дотук неявно предпо-
 лагаме, че законът на Гайгер-Нъгъл е верен в сравнение с
 експерименталните данни. Това обаче не е така и външната функ-
 ция на дъщерното ядро е много голяма в сравнение с
 ядрената. Това означава, че $M = M_\alpha M_D/(M_\alpha + M_D)$ вмес-
 то $M = M_\alpha M_D/(M_\alpha + M_D)$ в уравне-
 нието за скоростта V трябва да заместим r с $r - b$.
 • вместо скоростта на α -частицата. Тази скорост е
 $V = \sqrt{2T_\alpha/M_\alpha}$ в уравнение (6.7) $\sqrt{2T_\alpha/M_\alpha}$ трябва да заменим с
 $\sqrt{2T_\alpha/(M_\alpha - M_\alpha)}$ получаваме

$$\ln \omega = f' - gZ(M/M_\alpha Q_\alpha)^{1/2}, \quad (6.8)$$

• , както в уравнение (6.7), а величината f' се раз-
 личава от f само в член $gZ(M/M_\alpha Q_\alpha)^{1/2}$.

• представили графично зависимостта на $\ln \omega$ от
 $(M/M_\alpha Q_\alpha)^{1/2}$ и сме получили елементи. Точките не
 са на една права линия, но се проявява общата тенден-
 ция за всички по-важни α -излъчватели, имаме $b \gg R$.
 • представили графично зависимостта на $\ln \omega$ от
 $(M/M_\alpha Q_\alpha)^{1/2}$ и сме получили елементи. Точките не
 са на една права линия, но се проявява общата тенден-
 ция за всички по-важни α -излъчватели, имаме $b \gg R$.

• представили графично зависимостта на $\ln \omega$ от
 $(M/M_\alpha Q_\alpha)^{1/2}$ и сме получили елементи. Точките не
 са на една права линия, но се проявява общата тенден-
 ция за всички по-важни α -излъчватели, имаме $b \gg R$.
 • представили графично зависимостта на $\ln \omega$ от
 $(M/M_\alpha Q_\alpha)^{1/2}$ и сме получили елементи. Точките не
 са на една права линия, но се проявява общата тенден-
 ция за всички по-важни α -излъчватели, имаме $b \gg R$.

дето $K = \sqrt{2M(U(t) - T)/\hbar^2}$ и интегрирането е по дебелина-
 то $U(t) > T$.

В това приближение използваме простата картина на ефек-
 та потенциал за α -частицата, показан на фиг. 6.2 в. Ако R
 е потенциалът на ядрото и α -частицата излиза на разстояние b ,
 откъдето b е разстоянието от ядрото до α -частицата, то-
 гаваша за преминаване е

$$\exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_R^b \sqrt{2M_\alpha(U(r) - T_\alpha)} dr\right\} \equiv \exp(-G),$$

където M_α и T_α са съответно масата и кинетичната енергия
 на α -частицата и с това уравнение се дефинира G . Но $U(r) = zZe^2/r$
 за $z = 2$, затова е изпълнено

$$G = 2\sqrt{M_\alpha Z e^2 / \pi \epsilon_0 \hbar^2} \int_R^b \sqrt{\frac{1}{r} - \frac{1}{b}} dr$$

$$= 2\sqrt{M_\alpha Z e^2 b / \pi \epsilon_0 \hbar^2} \left\{ \cos^{-1} \sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b} - \frac{R^2}{b^2}} \right\}$$

интегрирането може да се извърши със заместването $r = b \cos^2 \theta$.
 Този резултат дава вероятността една α -частица, която
 се намира на разстояние b от ядрото, да я премине. За да се получи скоростта
 на α -частицата, е необходимо да се оцени броят на „опитите“ за една
 частица, които извършва α -частицата, за да проникне през бариера.
 Този брой е b/R , където R е радиусът на ядрото. Ще допус-
 нем, че знаем достатъчно за съществуването на α -частицата в ядро-
 то, да направим нещо повече освен груба оценка. Ще допус-
 нем, че знаем достатъчно за съществуването на α -частицата в ядро-
 то, да направим нещо повече освен груба оценка. Ще допус-
 нем, че знаем достатъчно за съществуването на α -частицата в ядро-
 то, да направим нещо повече освен груба оценка. Ще допус-

$$\omega = \frac{V_0}{2R} e^{-G}.$$

Вече направихме толкова приближения, че не ни е стра-
 шно да направим още няколко. Ако $U(R)$ е много по-голямо от T ,
 тогава $\sqrt{U(R) - T} \approx \sqrt{U(R)}$ и имаме $b \gg R$.
 Тогава за всички по-важни α -излъчватели, имаме $b \gg R$.
 Тогава за всички по-важни α -излъчватели, имаме $b \gg R$.
 Тогава за всички по-важни α -излъчватели, имаме $b \gg R$.

$$G = 2\sqrt{\frac{M_\alpha Z e^2 b}{\pi \epsilon_0 \hbar^2}} \left(\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{R}{b}} \right) = \frac{4\pi Z e^2}{V} - 8\sqrt{\frac{M_\alpha c^2 R Z \alpha}{\hbar c}}$$

където $V = \sqrt{2T_\alpha/M_\alpha}$ е скоростта на α -частицата на раз-
 стояние след изпускането ѝ и сме използвали оцен-
 ките $b = Ze^2/2\pi\epsilon_0 T_\alpha$. Тогава за ω получаваме

$$\omega = \frac{V_0}{2R} \exp\left[-\frac{4\pi Z e^2}{V} + 8\sqrt{\frac{M_\alpha c^2 R Z \alpha}{\hbar c}}\right],$$

където α е константата на фината структура (не бъркайте
 с α -излъчвателите) и T_α е кинетичната енергия на α -частицата.
 Така че $\ln \omega$ е линейна функция на $1/V$ и $\sqrt{M_\alpha c^2 R Z \alpha}$.

на ядрото (гл. 8). Ще видим, че както в атомната физика, така и в ядрената физика, разликите запълват слоеве и един от тях има значение за α -разпадане. Това е слойът с $N=126$. Например енергията на α -разпадане на матерно ядро (Z, N), когато $N=126$, е с няколко мегаелектронволта по-голяма от случая, когато $N=126$ при едно и също Z . По-голям начин детайли в ядрения строеж ще влияят на скоростта на разпадане посредством освободената енергия и по-малко очевидно влияят на вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото. Вероятността на потенциала на фиг. 6.2 е идеализирана и вероятно не е валидна между ядрения и кулоновия потенциал е по-пламен. Тъй като α -разпадане на разпадане е чувствителна към T_α , предполога се, че вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

$$\ln \omega = \ln \left(\frac{V_0}{2R} \right) + 8 \sqrt{\frac{RZ\alpha M c^2}{\hbar c}} - 4\pi Z\alpha \sqrt{\frac{M c^2}{2Q_\alpha}}, \quad (6.9)$$

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

6.4 ЯГЛОВИЯ МОМЕНТ

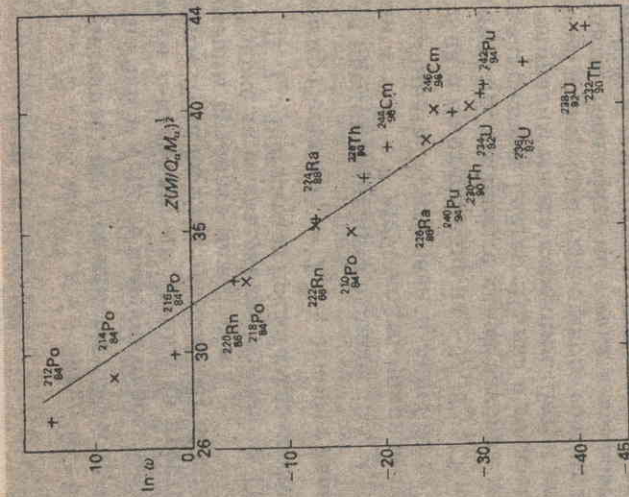
Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

$$(Z+2, A+4) \rightarrow (Z, A) + {}^4_2\text{He}.$$

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.

$$j_D - j_P \leq l \leq j_D + j_P.$$

Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход. Вероятността за α -разпадане е съществено за скоростта на преход.



число. Това не е проблем, тъй като и двете $-i_p$ и i_D , са цели за с четно A и полуцели за ядра с нечетно A .

Да напишем уравнението на Шрьодингер за α -частицата (която напуска остатъчното ядро (Z, A)). За $r > R$ е изгълнено

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \psi(r) + \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} \psi(r) = Q_\alpha \psi(r),$$

където M е приведената маса на системата. Както обикновено вършваме разделяне на променливите

$$\psi(r) = R(r)Y(\cos\theta, \varphi).$$

Ъгловата част Y са сферичните функции $Y_l^m(\cos\theta, \varphi)$, ако α -частицата има орбитален ъглов момент l . Квантовото число m , обикновено, дава z -компонентата на l . Като положим $R(r) = U(r)$ и заместим в уравнение (6.10), за радиалната функция $U(r)$ получаваме уравнението

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + \left\{ \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right\} U(r) = Q_\alpha U(r).$$

Веднага се вижда, че бариерата при r е по-висока от чиста кулонова бариера с величината $l(l+1)\hbar^2/2Mr^2$. Например тя е по-висока с 0,14 MeV за $l = 2$ и $r = 15$ fm, където кулоновият член е 17,3 MeV и $z=2$. Това представлява бариерата на ъгловия момент.

Ясно е какво ще стане. През пълната бариера е по-трудно проникне и скоростта на преход ще бъде по-малка (а средното на живот по-дълго) в сравнение със случая, когато имаме същата кулонова бариера. Ясно е също така, че даже при малки l и големи Q_α явление би могло да бъде от важно значение, макар че далеч не е главен принос към бариерата. Блат и Вайскопф, 1952 (Blatt, Weisskopf, 1952) дават някои оценки за фактора на потискане на α -разпадането при преход за хипотетично ядро със $Z+2=88$, спин 2 и $Q_\alpha=4,88$ MeV. Така да се има предвид ъгловият момент, очакваме според елементарна теория средното време на живот да е около $6 \cdot 10^{-8}$ s. Ако дъщерното ядро има спин 0 и включим бариерата на ъгловия момент, времето на живот ще се увеличи приблизително на $1,7 \cdot 10^3$.

Отивайки напред, ще отбележим, че даже и да няма кулонова бариера, все пак може да съществува бариера на ъгловия момент. Качественото правило, което открихме, се прилага по същия начин: вероятността на частицата да премине през бариерата и ъгловия момент е сравнително малка при малки енергии на частицата и бързо нараства с увеличаване на енергията. С увеличаване на енергията бариерата става по-непроницаема. Тези неща се изчисляват по формула (6.10), но това сега не е наша работа (вж. Blatt, Weisskopf, 1952).

Таблица 6.2. Стойности на фактора на потискане, дължащ се на кулоновата бариера за α -разпадане, за което $Z=86$, $T_\alpha=4,88$ MeV, $R=9,87$ fm.

l	0	1	2	3	4	5
ω_l/ω_0	1,0	0,7	0,37	0,137	0,037	0,0071

От Blatt, Weisskopf, 1952.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Потенциална бариера. Могат да съществуват области, които са класически недостъпни за дадена частица, поради това че в тях потенциалната енергия е по-голяма от пълната енергия (потенциална плюс кинетична). Такава област, която възпрепятства минаването на частицата от една достъпна в друга достъпна област, се нарича потенциална бариера. От гледна точка на класическата физика такава бариера е непроницаема, но при обстоителства, когато е приложима квантовата механика, бариерата става проницаема.

Кулонова бариера. Това е ефективната бариера, която съществува между две електрически заредени частици, и тя намалява вероятността за плътното им доближаване. Тя също така намалява и вероятността за разпадане на свързаното състояние на две такива частици.

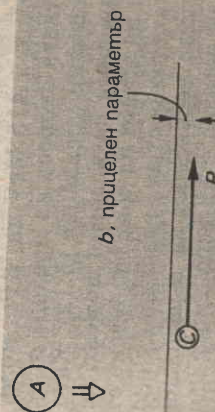
Бариера на ъгловия момент. Това е ефективната квантовомеханична бариера, която се появява, когато две частици имат ненулев относителен орбитален момент. Тя намалява вероятността за плътното им доближаване или за разпадането на свързаното състояние на две такива частици.

Може да се каже, че допуснахме частицата да излиза навън от ядрото, а не да се връща обратно. Това е вярно, защото в ядрото частиците са свързани със скоростта на ядрени реакции, при които протоните и неутроните са свързани в ядрото. Читателят ще види, че това е вярно, защото в ядрото частиците са свързани със скоростта на ядрени реакции, при които протоните и неутроните са свързани в ядрото.

Може да се каже, че допуснахме частицата да излиза навън от ядрото, а не да се връща обратно. Това е вярно, защото в ядрото частиците са свързани със скоростта на ядрени реакции, при които протоните и неутроните са свързани в ядрото. Читателят ще види, че това е вярно, защото в ядрото частиците са свързани със скоростта на ядрени реакции, при които протоните и неутроните са свързани в ядрото.

Може да се каже, че допуснахме частицата да излиза навън от ядрото, а не да се връща обратно. Това е вярно, защото в ядрото частиците са свързани със скоростта на ядрени реакции, при които протоните и неутроните са свързани в ядрото. Читателят ще види, че това е вярно, защото в ядрото частиците са свързани със скоростта на ядрени реакции, при които протоните и неутроните са свързани в ядрото.

Може да се каже, че допуснахме частицата да излиза навън от ядрото, а не да се връща обратно. Това е вярно, защото в ядрото частиците са свързани със скоростта на ядрени реакции, при които протоните и неутроните са свързани в ядрото.



Може да се каже, че допуснахме частицата да излиза навън от ядрото, а не да се връща обратно. Това е вярно, защото в ядрото частиците са свързани със скоростта на ядрени реакции, при които протоните и неутроните са свързани в ядрото.

лъчване об-
падане с из-
тъчване на $^{14}_6\text{C}$, $^{24}_{10}\text{Ne}$ и $^{25}_{10}\text{Ne}$. Така например разпадане $^{223}_{88}\text{Ra} \rightarrow ^{209}_{82}\text{Pb} + ^{14}_6\text{C} + 31,87 \text{ MeV}$.
има отнoси-
дане очеви-
нова бари-
да с подхо-
дяща форма.

6.7. Някои

и заключения

Скромните
подкрепа и
ните някои
тениалцако
тях, по-
появява
Едно от
бариерата
бено вним-
следващан-
ге глави.

Едно от
бариерата
бено вним-
следващан-
ге глави.

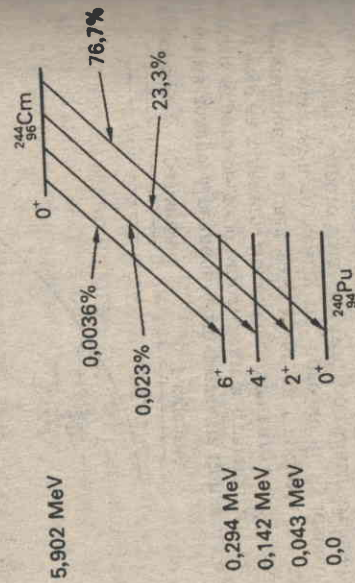
Литература

Blatt, J. M.,
Sons.
Gentner, W.
Chamberl.,
Phillipp, K.
(1926) *Naturwissenschaften*, 14, 1203-4.

Weisskopf V. F. (1952) *Theoretical Nuclear Physics*. John
Maier-Leibnitz, H., Bothe, H. (1954) *An Atlas of Typical*
Pergamon Press, London.

ЗАДАЧИ

6.1. Опишете
тания да
вършеност-
ю ядро и от



На фигура
те са от-
формула
където
на живо-
м $C=132.8$ и $D=3.97 \text{ MeV}^{1/2}$, когато λ е дадена в s^{-1} . Пресметнете

стойности на C и D се използват за прехода от основното състояние на $^{240}_{94}\text{Pu}$ на $^{236}_{92}\text{U}$, покажете, че с тази формула за скоростта на прехода λ се получават по-големи стойности и направете предположения за

стойности на C и D се използват за прехода от основното състояние на $^{240}_{94}\text{Pu}$ на $^{236}_{92}\text{U}$, покажете, че с тази формула за скоростта на прехода λ се получават по-големи стойности и направете предположения за

стойности на C и D се използват за прехода от основното състояние на $^{240}_{94}\text{Pu}$ на $^{236}_{92}\text{U}$, покажете, че с тази формула за скоростта на прехода λ се получават по-големи стойности и направете предположения за

$$\tau \propto \exp\left(-\frac{4\pi Ze^2}{4\pi\epsilon_0\hbar v}\right)$$

стойности на C и D се използват за прехода от основното състояние на $^{240}_{94}\text{Pu}$ на $^{236}_{92}\text{U}$, покажете, че с тази формула за скоростта на прехода λ се получават по-големи стойности и направете предположения за

стойности на C и D се използват за прехода от основното състояние на $^{240}_{94}\text{Pu}$ на $^{236}_{92}\text{U}$, покажете, че с тази формула за скоростта на прехода λ се получават по-големи стойности и направете предположения за

стойности на C и D се използват за прехода от основното състояние на $^{240}_{94}\text{Pu}$ на $^{236}_{92}\text{U}$, покажете, че с тази формула за скоростта на прехода λ се получават по-големи стойности и направете предположения за

Стълкновеция между ядрата и ядрени реакции

7.1. Исторически увод

На Ръдърфорд и на други изследователи в областта на физика е било ясно, че е важно не само да се изучават спонтанни изменения на ядрата, но и да се изследва възможността за изменение на ядрата с външни средства. Очевидно това би могло да се реализира чрез предизвикване на взаимодействия между ядрата. През 1919 г., когато той регистрира протони, възникнали при бомбардировката на азот с α -частици. Тази ядрена реакция е



През 1925 г. Блякет (Blackett) успява да заснеме такива реакции в мъглива камера. Фиг. 7.1 представява репродукция на фотографична камера и тя представя събитие, което се интерпретира като пример на горната реакция.

Напредъкът в изучаването на ядрените реакции изисква две

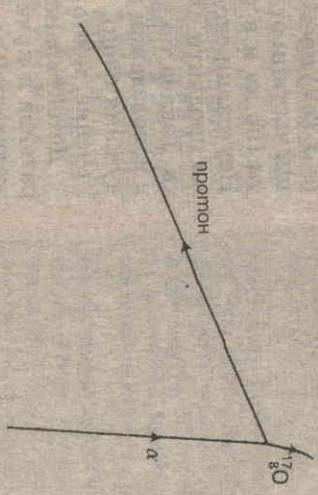
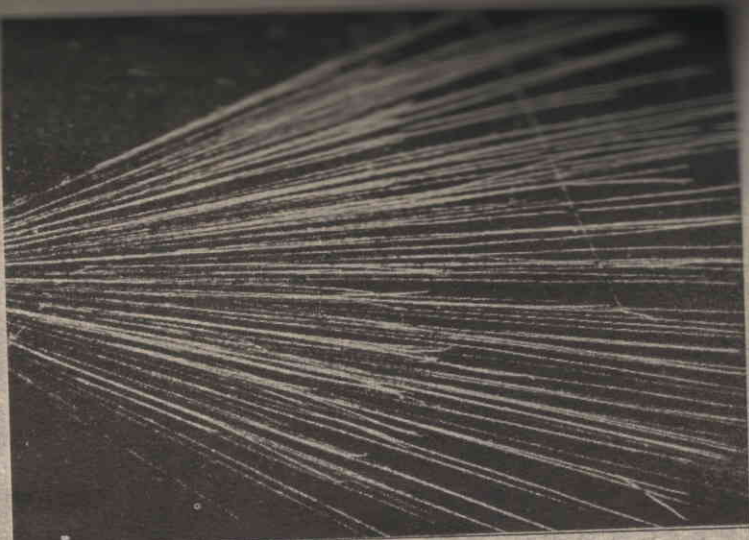
1. Разработване на контролируеми източници на високоскоростни "частици", които да се използват за бомбардиране на ядрата.
2. По-задълбочено разбиране поведението на бързите частици при взаимодействие с ядрата.

В настоящата книга обаче няма да се спираме на тези въпроси с диаграмите, показващи експерименталните резултати, или на фотографични на ядрени процеси и процеси с елементарни частици.

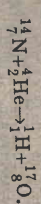
Всичко пак е необходимо да дефинираме понятията, използвани първото от горните две изисквания:

а. Бомбардираща частица. Всяко ядро, субатома или субъядрени частица може да се използва за предизвикване на ядрена реакция или за сондиране на ядрото, ако притежава подходяща кинетична енергия. В първите експерименти са използвани протони и α -частици. Днес като бомбардиращи частици се използват тежки йони (т.е. $Z > 3$), а вече се обсъждаме и с използване на електрони, протони и неутрони (гл. 3). По-късно ще видим, че като бомбардиращи частици се използват и субъядрени частици като π -мезони и K -мезони.

б. Висока скорост. Това е малко остаряла терминология — се предвид достатъчно или подходящо голяма кинетична енергия. Какво е това? От общи съображения и от разсейването на α -частици може да се каже, че за да проникнат в ядрото, заредените частици трябва да имат достатъчно голяма кинетична енергия, за да преодолеят кулоновата бариера.



на α -частицата точно преди удара е била около 11.2 MeV. Протонът е излъчен под 112° спрямо посоката на падащата α -частица и неговата кинетична енергия е 1.1 MeV. Ядрото на ${}^{17}\text{O}$ отскача на 15° и има кинетична енергия около 1.1 MeV. По пробата (вж. раздел 11.2) Блякет и Лийс определят енергията на тези частици и по-късно, че големината на Q за това събитие е -1.41 MeV. Приетата днес стойност е -1.19 MeV.



Методът на мъгливата камера е описан в текст на фиг. 6.6. Били известна ирония фактът, че Блякет и Лийс откриват осем такива реакции в мъглива камера, с азот и малка добавка от кислород (за да бъдат с по-фини). Тази снимка, която е една от най-ясните, е получена в смес аргон/кислород/водород.

единственото разумно обяснение на авторите е, че е замърсяване с азот. Изглежда, че Блякет и Лийс анализират газа, тъй като, че аргонът им е с чистотата на падащата α -частица и неговата кинетична енергия е 1.1 MeV. Ядрото на ${}^{17}\text{O}$ отскача на 15° и има кинетична енергия около 1.1 MeV. По пробата (вж. раздел 11.2) Блякет и Лийс определят енергията на тези частици и по-късно, че големината на Q за това събитие е -1.41 MeV. Приетата днес стойност е -1.19 MeV.

ката на падащата α -частица и неговата кинетична енергия е 1.1 MeV. Ядрото на ${}^{17}\text{O}$ отскача на 15° и има кинетична енергия около 1.1 MeV. По пробата (вж. раздел 11.2) Блякет и Лийс определят енергията на тези частици и по-късно, че големината на Q за това събитие е -1.41 MeV. Приетата днес стойност е -1.19 MeV.

Методът на мъгливата камера е описан в текст на фиг. 6.6. Били известна ирония фактът, че Блякет и Лийс откриват осем такива реакции в мъглива камера, с азот и малка добавка от кислород (за да бъдат с по-фини). Тази снимка, която е една от най-ясните, е получена в смес аргон/кислород/водород.

единственото разумно обяснение на авторите е, че е замърсяване с азот. Изглежда, че Блякет и Лийс анализират газа, тъй като, че аргонът им е с чистотата на падащата α -частица и неговата кинетична енергия е 1.1 MeV. Ядрото на ${}^{17}\text{O}$ отскача на 15° и има кинетична енергия около 1.1 MeV. По пробата (вж. раздел 11.2) Блякет и Лийс определят енергията на тези частици и по-късно, че големината на Q за това събитие е -1.41 MeV. Приетата днес стойност е -1.19 MeV.

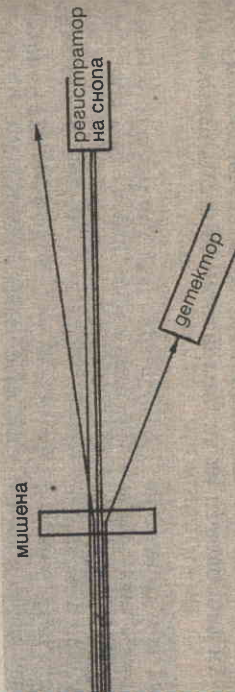


Технологията на ускорителите и сноповете от заредени частици е в начален етап на развитие. Днес технологията дава бомбардиращи частици с добре контролируема енергия само ако те са заредени с малки заряди. Енергията на частиците се ограничавала до максималните енергии на ускорените протони, растат експоненциално с увеличаване на дължината на ускорителната линия. Премахването на резонансното претоварване и от 7.10^8 eV ($= 700$ keV) през 1932 г. достигат близо до 10^{10} eV ($= 1$ TeV) през 1986 г. Разшири се изборът на наличните бомбардиращи частици от протон или α -частица до йони на почти всички елементи. Енергията на частиците се увеличила в целия диапазон от енергии, възможен за протони и йони (но не и в целия диапазон от енергии, възможен за протони и йони). Неутрални снопове обикновено се получават от вторични или третични частици след взаимодействието на ускорени частици с мишенни материали. Енергията на частиците се увеличавала с увеличаване на дължината на ускорителната линия. Такава техника ограничаваша интензитета на получаваните частици. Използването на фазово пространство за използвания интервал от енергия и посока (фазово пространство) е ограничавало интензитета на получаваните частици. Такава техника ограничаваша интензитета на получаваните частици (фазово пространство), а също възникват проблеми от нежелателно взаимодействие с мишенния материал, което притъжава формирания сноп.

Делектирането на отделни бързи частици е методика, развива в крак с техниката на ускорителите. В идеални случаи желателно да се идентифицират всички частици и да се получат точно импулсите им в широк интервал или в голям пространствен ъгъл. В повечето случаи обаче проектирането на детекторния екран е по-лесно, отколкото измерването на импулсите. В тази книга често са използвани от противоречиви изисквания. В тази книга често са използвани физични процеси с фотографии, получени с няколко различни методи, които съществуват. Налага се да пренебрегнат другите методи и с това да лишим читателя от по-пълното разглеждане на проблема. За да се избегне това, както може и какво не може да се измерва. За да се избегне този пропуск, препоръчваме на читателя книгите на Клейн (Kleinkecht, 1986) и Ингленд (England, 1974). Съществуват много специализирани книги по различните методи за измерване.

7.2. Някои дефиниции

Засега ще разглеждаме стълкновения между ядрата използваната геометрия. На фиг. 7.2 е представен добър спон от бързи частици, които бомбардират мишена. Тази мишена е достатъчно дебела, за да се извършват такива стълкновения с достатъчна скорост, но не толкова



едване на стълкнове-
ици пада върху по-
"тънка", по-голяма
и само малко се
пак се разсейват на
ение с ядро. Енер-
ната за еластич-

Необходимо е също да се измерва и интегралният нападация сноп. Понякога това се измерване на падащия поток по метод, който значително върху снопа или чрез измерване на падащия сноп е в показани на фигура 1.

трудни значително излизането на продуктите от
Тези изисквания невинно са съвместими. Поста-
навяване на регистриране на продуктите от съгласновения
необходимите измервания върху тях

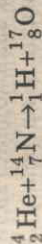
... да се придържаме към следната терминология.
... падаща частица при съгласование с частица от ми-
... рана, когато падащата частица е един от продукти-
... ване се извършва, когато бомбардиращата час-
... от мишената не се изменят вътрешно при съгласо-
... никват други частици. Нееластично разсейване
... частицата от мишената се възбужда или разцепва
... други частици. Ядрена реакция се извършва, ако
... на ядрените частици между взаимодейс-
... Този речник ще се разширява и изменя при
... между субядрени частици.

$$a + A \rightarrow b + B$$

• • • • • на реакция, като a е падащата частица, а A е продуктът. Символите b и B представляват продуктите на реакцията. Числото b е по-лекият продукт. В този случай b е по-малко от a . Крайно състояние. Крайното записване на тази реакция е

$A(a, b)B.$

ите ядра се използва символично означение. На-
ообозаването на ядрото, p за протона. Списък на тези символи
така например реакцията



ниже по-кратко така:

$^{14}_7\text{N}(\alpha, p)^{17}_8\text{O}.$

както се използват в

Наименование на ядро и/или частицата	Означение
нейтрон	n
протон	p
деутрон	d
тригон	t
тетрагон	h
	(рядко използвано наименование и означение)
α-частица	α
β-протон	γ
β-нейтрон	ν
β-тригон	ν^+

като се използва в гл. 10 и по-нататък.

скобата. Така например реакцията



се записва

При подходящи условия фотоните и електроните също предизвикват ядрени реакции, затова сме ги включили в на съществуват кратки символически означения.

7.3. Кинематика на съгласованата между ядрата

Няма данни, които да противоречат на принципите за запазване на енергията и импулса, затова приемаме тези принципи за задължителни. Впрочем, че както при много химични реакции, така и при ядрените, това става и при много ядрени реакции, а в някои случаи, че кинетичната енергия на продуктите е по-голяма от енергията на дадената реакция. За реакциите, при които кинетичната енергия е по-голяма от енергията на дадената реакция, Q е положително. За другите реакции, при които кинетичната енергия е по-малка от енергията на дадената реакция, Q е отрицателно. Реакциите с положително Q се наричат екзотермични, а с отрицателно Q са ендотермични. Ако енергията се запазва, както в химията, така и във физиката това е разликата в масата. Така че енергията Q на реакцията е разликата в масата между масите, умножена по c^2 . В табл. 7.2 посочваме някои ядрени реакции и приваждат техните стойности на Q (термове). Първата е показана на фиг. 7.3. По вертикалната линия: едното съответства на сумата от масите в покой на A и B , второто е същата величина за B и C . Ако $Q > 0$, първото ниво на енергията е по-високо от второто, а ако $Q < 0$, първото ниво е по-ниско. Като използваме само израза $E = Mc^2$, известен от специалната теория на относителността, не сме много последователни, тъй като се интересуваме от другите следствия на тази теория. В настоящата глава ще разглеждаме само нискоенергетични съгласовани, в които

Таблица 7.2. Примери за ядрени реакции

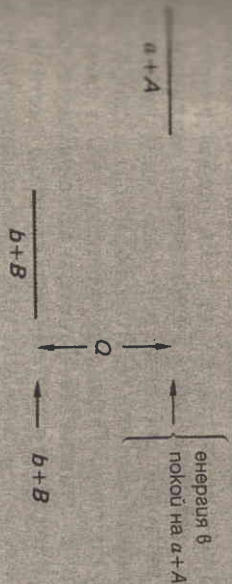
Следваме обикновената практика, да се прибавя към уравнението на реакцията енергията Q като аритметична величина

Екзотермични реакции

- $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha + 17.34 \text{ MeV}$
- $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow \alpha + t + 4.79 \text{ MeV}$
- $d + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow n + {}^4_2\text{He} + 6.47 \text{ MeV}$
- $p + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^{10}_5\text{B} + 4.78 \text{ MeV}$
- $\alpha + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow n + {}^{10}_5\text{B} + 2.79 \text{ MeV}$
- $\gamma + d \rightarrow n + p - 2.23 \text{ MeV}$

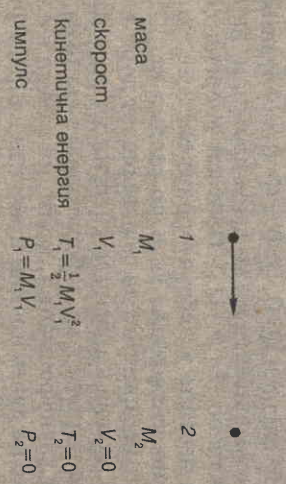
Ендотермични реакции:

Фиг. 7.3. Схема на енергията за реакцията $a + A \rightarrow b + B$ (екзотермична реакция). Енергията на реакцията Q е разликата между енергията на $a + A$ и $b + B$, по-голяма от нулата.



когато по-малки от c и въпреки че Q трябва да се включи в изчисленията на енергията, другите релативистични ефекти са пренебрежени. Така че внимавайте, кинематиката на реакциите! Имайте предвид обаче, че релативистичните ефекти са незначителни, но засага тя е неутрална. Ако не би допринесъл към ядрената физика. Ето защо не би допринесъл към ядрената физика. Така че масите M обикновено е в атомни единици за маса. Ако A не се изменя в реакциите при ниски енергии, Q се запазва, с което първият масов дефект на частиците в реакцията, умножена по 931.5 MeV (вж. раздел 2.2).

Фиг. 7.4. Това представява една типична експериментална ситуация (съкратено таб.). Координатната система, в която частиците имат равни и противоположни импулси, се нарича център на масите (с.д.м.). Строго тази система се определя



трансформация със скорост $U = V_1 M_1 / (M_1 + M_2)$

импулс на масите	1	2
маса	M_1	M_2
скорост	V_1	$V_2 = 0$
кинетична енергия	$T_1 = \frac{1}{2} M_1 V_1^2$	$T_2 = 0$
импулс	$P_1 = M_1 V_1$	$P_2 = 0$
кинетична енергия	$P_1^2 / 2M_1$	$P_2^2 / 2M_2$
импулс на центъра на масите	$P_c = P_1 M_2 / (M_1 + M_2)$	$P_c = P_1 M_2 / (M_1 + M_2)$
кинетична енергия на центъра на масите	$T_c = T_1 M_2 / (M_1 + M_2)$	$T_c = T_1 M_2 / (M_1 + M_2)$

Фиг. 7.4. В лабораторната система се частица 1 се движи със скорост V_1 и импулс P_1 . Частица 2 е в покой. На фигурата е показана трансформацията на центъра на масите.

чистижи в лабораторната система в същата посока, напълнената (наблюдавана в с.п.м.), който е равен и противоположен на падащата частица (наблюдавана също в тази посока). Така, наблюдаваните в една система различни скорости при падащата частица се трансформират в скорости, наблюдавани в друга система. Такива нерелативистични трансформации наричат галилееви. Кинетичната енергия в лабораторната система се разпределя при съгласоваността, тъй като двете центъра на масите „конфискува“ част от T . Оставащата кинетична енергия на падащата частица T_c в системата център на масите P_c на центъра на масите и от вас се иска да произведе формули, като решите зад. 7.1.

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4.$$

$$Q = [(M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)]c^2,$$

не се изменят в реакцията, така че изменението на кинетична енергия от $1+2$ към $3+4$, което е Q , е едно и също и в дадената система, и в система център на масите. Затова кинетичната енергия $T'_C = T_C + Q$. В с.д.м. двете частици 3 и 4 трябва да се раздвинат и противоположни импулси (за големина да се раздвинат използване символа P' , като е прим е означен импулс крайното състояние в с.д.м., а без прим — импулс състояние), поделени си енергията T'_C , така че горното условие е удовлетворява. Вижте това на фиг. 7.5.

нидно е, че реакцията може да се извърши, ако $T_c^* > 0$. Затова падащата частца в лабораторната система, за която реакцията $Q > 0$, могат по принцип да се извършват дори и когато стълбиконата при нулева кинетична енергия на падащата частца.

наимитането на двата крайни продукта напред. Фигура 7.5 показва кинематиката между крайното състояние, наблюдавано във всяка от двете форми, и дава формули, с които могат да се трансформират кинематичните величини. В зад. 7.2. ви предлагаме да докажете тези формули. Цялата кинематика се прави най-лесно, като се използват следните изрази:

използваме Mc^2 вместо M , Pc вместо P . Изключително прости скоринята v , която се замества с v/c , за да се съгласуват и опростят уравнения. Някои подробности са дадени в табл. 7.3. Трансформациите с д.м. и обратно в таб. изискват познаване на масите на реагиращите частици. Обикновено е достатъчно точно да се използва масата A , като се пренебрегва масовият дефект (използва се въпреки че $Mc^2 = 938,54 \text{ MeV}$). Ако точността, която самата M дава на A , е недостатъчна, веднъж се използва A , а следва от из-

Таблица 7.3. Употребяване за извършване на кинематични изчисления

Вместо (единици)	се използва (единици)
маса M (kg)	маса в покой $= Mc^2$ (MeV)
импулс P (kg m s ⁻¹)	импулс $Xc = Pc$ (MeV)
скорост v (m s ⁻¹)	скорост $c = \beta$ (безразмерна)

След като навсякъде се съкратят c , се получава

$$\beta = \sqrt{2T/M},$$

$$P = \sqrt{2TM} = M\beta$$

и всички формули, дадени на фиг. 7.4 и 7.5, ще станат по-прости, ако заместим β и P с $M\beta$. Чиматематик би могъл да провери простотата и съгласуваността на масата често се дава в MeV/c² или GeV/c², като числото е енергията в MeV или GeV, съответстваща на масата в покой. Така се вижда например, че на протон, който има енергия 1 MeV, е

$$\beta = \sqrt{2/938.3} = 0.046.$$

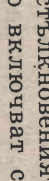
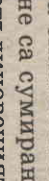
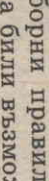
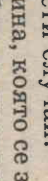
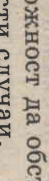
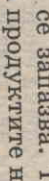
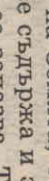
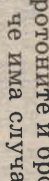
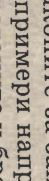
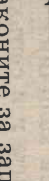
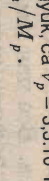
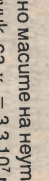
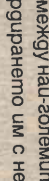
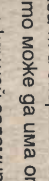
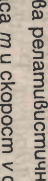
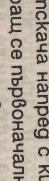
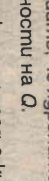
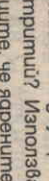
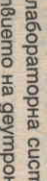
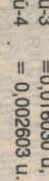
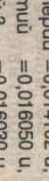
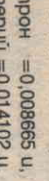
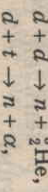
Имайте предвид обаче, че тези съотношения са нерелативистични.

ЗАДАЧИ

7.4. Изчислете U , P и T , дадени на фиг. 7.4.

7.5. Изчислете β и c за мезона на фиг. 7.5.

7.6. Изчислете β и c за реакциите



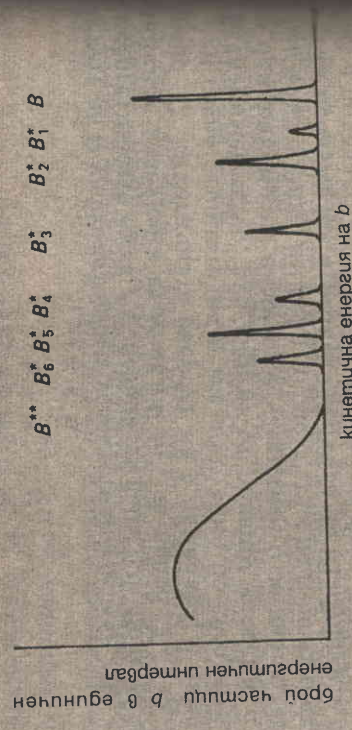
ЗАДАЧИ

7.4. Изчислете U , P и T , дадени на фиг. 7.4.

7.5. Изчислете β и c за мезона на фиг. 7.5.

7.6. Изчислете β и c за реакциите





Фиг. 7.7. Спектър на кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на фиг. 7.6 и падаща енергия E_a голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на B е по-голяма от праговата). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаване на масата на B^* . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в едно или няколко частици. Пълното крайно състояние ще бъде поне от три частици. Затова спектърът на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клонови към нула.

гитията на възбуждане е значителна (но по-малка от енергията на отделение на нуклеон или на α -частица), най-вероятен начин за реждане е чрез излъчване на γ -лъчи. Съществува апаратура, мерване енергията на такива γ -лъчи в интервала от няколко електронволта до няколко мегаелектронволта с точност от порядъка на 1 keV (литиево-германиеви детектори, вж. табл. 11.1). Апаратура са много ефективни и полезни, тъй като измерват спектъра на γ -лъчите от мишената е лесноосъществим метод за измерване на енергетичните нива. При разглеждане на разпада на нуклеоните срещнахме аналогично положение, когато α -излъчването може да остави дъщерното ядро във възбудено състояние, което то се разпада чрез γ -излъчване (фиг. 5.2, б).

Една от експерименталните трудности при използването на този метод е да се определи ядрото, от което именно се излъчват γ -лъчите. Например експериментатор може да иска да измери състоянието на B , като използва реакцията

$$a + A \rightarrow b + B^*$$

и регистрира γ -лъчите от последвалото разпадане

$$B^* \rightarrow B + \gamma$$

Но само детектирането на γ -лъчите няма да отличи тази следната реакция например:

$$a + A \rightarrow a + A^*$$

последвана от

$$A^* \rightarrow A + \gamma$$

или някаква друга реакция, при която се получават γ -лъчи. Експериментаторът би трябвало да направи допълнителни перименти, за да провери, че неговата интерпретация на данните дават търсените данни.

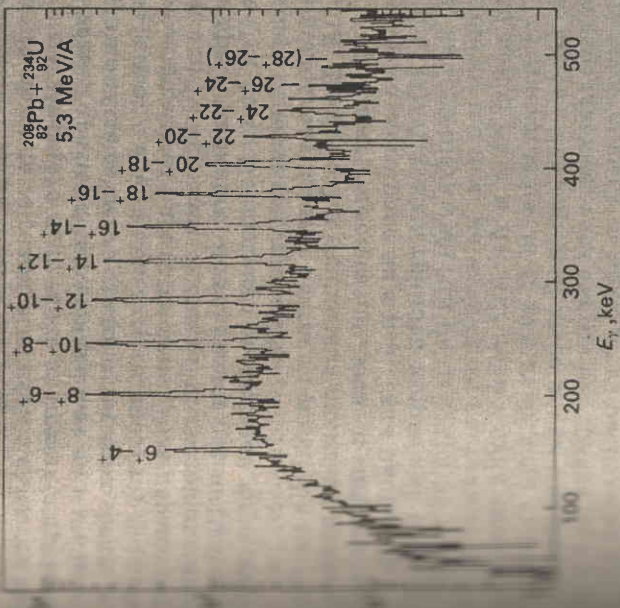
Много полезен метод за възбуждане на ядрени нива е измерване на γ -лъчите, получаващи се при разпада на възбудено ядро.

ЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Ядрена спектроскопия. Наука за измерване и интерпретиране на ядрени енергетични нива и преходите между тях.

Кулоново възбуждане. Нееластично разсейване на ядро с голямо Z от ядро, при което ядрата не се доближават достатъчно, за да възбудят ядрото. Ядрото на ядрените сили, но кулоновото взаимодействие, имащо голямо значение, може да възбуди ядрото.

енергии на възбуждане. Изследването на ядро се бомбардира с йони с достатъчно висока енергия, за да е възможно възбуждането чрез кулоново взаимодействие, което е с голям радиус действие. Енергията обаче не трябва и да е много висока, за да не се предизвика кулоновата бариера и от това ядрената реакция да влезе в контакт, предизвиквайки значителен брой ядрени реакции. Кинетичната енергия се превръща в енергия на възбуждане чрез кулоновото взаимодействие, откъдето идва и назването кулоново възбуждане. Ядрата с голямо Z дават по-голям брой на възбудени ядра. На фиг. 7.8 като пример е показан спектър, получен при кулоново възбуждане.



Фиг. 7.8. Спектър на кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на фиг. 7.6 и падаща енергия E_a голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на B е по-голяма от праговата). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаване на масата на B^* . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в едно или няколко частици. Пълното крайно състояние ще бъде поне от три частици. Затова спектърът на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клонови към нула.

гитията на възбуждане е значителна (но по-малка от енергията на отделение на нуклеон или на α -частица), най-вероятен начин за реждане е чрез излъчване на γ -лъчи. Съществува апаратура, мерване енергията на такива γ -лъчи в интервала от няколко електронволта до няколко мегаелектронволта с точност от порядъка на 1 keV (литиево-германиеви детектори, вж. табл. 11.1). Апаратура са много ефективни и полезни, тъй като измерват спектъра на γ -лъчите от мишената е лесноосъществим метод за измерване на енергетичните нива. При разглеждане на разпада на нуклеоните срещнахме аналогично положение, когато α -излъчването може да остави дъщерното ядро във възбудено състояние, което то се разпада чрез γ -излъчване (фиг. 5.2, б).

то има ненулев първен тълков момент (спин, квантовото състояние на частицата) и излъчване от амнезията на съставното състояние спин не взаимодейства осезателно със средната част на тълковния момент често обезпечава запомняне на посланията в тази памет? Приемаме, че посоката на падаене е оста j на подсъстояния на съставното състояние, j_z на j , се запазва на формиране. (Разбира се, имаме предвид много случаи на равномерно, при разпадането интензитетът на всеки продукт падаването е един и същ във всички посоки (изотропно) съвпадение на масата. Ако засявянето не е равномерно, разпадаването ще бъде неизотропно, но трябва да бъде симетрично на оста z . По такъв начин в крайното състояние се съдържа информация за първоначалната посока (вж. коментара). Важното е, че когато на разпадащото са разпределени равномерно или ако е несиметрично спрямо посоката на падащите частици, тогава по-сложна, ако една или двете обхващащи се частици дилиризиран или има други механизми на реакцията, които съставното състояние, или пък ако състоянието не е достатъчно дилирано от съседните съставни състояния. В тази книга не можем да изследваме следствията от такива случаи, но въпреки това, че те позволяват да се получи информация за спиновите състояния.

Коменттар

[illegible]

Аргументът за симетрията при разглеждане на разсейване от разнородна среда е, че разсейването е симетрично относно посоката на падащата и разсеяната вълна, освен механизма на дифракция, който е асиметричен.

полускането, нечистотата се запазва при процесите на разпадане. В гл. 12 ще видим, че чистотата на Z^0 -бозоните е свързана с чистотата на Z^0 -бозоните със спин 1 в електрон-позитронна анihilation при около 91 GeV, т. е.

$$e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ + e^-,$$

Поради това чистотата на позитроните в крайно състояние не е симетрична с каналите на разпадане.)

Няколко примера, за да видим как се из-
на съставното ядро.

неутрони. Един пример за пълното ефикасно използване на неутроните в последния разрез на енергията, използвахме в предишната глава образуването на съставното ядро. Липсата на енергийна бариера позволява това да стане с нискоенергийни неутрони. Днес технически е възможно да се получат снопове от нискоенергийни неутрони и тук топлинни енергии. (Използва се думата топлинна енергия при разсейването им във вещество с ниска температура: $273\text{ K} = 35\text{ meV}$ кинетична енергия.) Много често (но A) ядра, могат да захванат лесно такива неутрони от ядрото $A+1$ обикновено е в основно състояние на неутрон от ядро A. Така че захващането на бавен неутрон от ядро A е еквивалентно на захващането на бавен неутрон от ядро A+1. Така възбужданите често попадат в основно състояние на висока плътност, което от своя страна води до спонтанно делене. Забележете, че тези обстоятелства дават възможност за изграждане на реактор с бавен неутрон. Забележете, че тези обстоятелства дават възможност за изграждане на реактор с бавен неутрон. Забележете, че тези обстоятелства дават възможност за изграждане на реактор с бавен неутрон.

радиелетелна способност на неутроните фиг. 7.10, които показва дълното ефективно сечение на паданци върху естествен индий ($96\% \text{ }^{115}_{48}\text{In}$ и $4\% \text{ }^{113}_{48}\text{In}$) около от 50 meV до 10 eV . Появяват се три резонанса от $1,46 \text{ eV}$. Той достига дълно ефективно сечение от 10^6 fm^2 , докато плътта на ядрото е около 1 b (100 fm^2). Неутрони с такава енергия ефективно сечение за неутрон и образуване на съответно съставно състояние около възбудено състояние на $^{116}_{48}\text{In}$, е около тридесет хиляди от геометричното сечение на ядрото. Как става това? Това е квантовомеханичен ефект. Ефективното сечение действа при ниски енергии се определя не от размерната, а от редуцираната дължина на вълната на деброиращата частица ($\lambda = h/p$). Тук под импулс се разбира центъра на масите P_c (вж. фиг. 7.4). Свързаната с масите неутрони, които падат върху средни площ на масите са почти равни, затова можем да дадем импулс за тази площ, изразявайки я чрез лабораторната енергия T на неутрона:

$$\hbar\lambda^2 = 6,5 \cdot 10^7 / T_n \text{ (eV) fm}^2 = 6,5 \cdot 10^5 / T_n \text{ (eV) b.}$$

но при $T_n = 1,46 \text{ eV}$ (фиг. 1.9) ефективното сечение е около 28000 b . Така че наблюдаваното сечение е много по-голямо от теоретичното. Това може да се обясни с ефективно сечение за неутрони е $4\pi g \lambda^2 \Gamma_n / \Gamma$, където g е спин фактор, който зависи от спинове на неутрона, мишенското ядро, $\Gamma/\hbar$ е плътната скорост на разпадане на съставното ядро, $\Gamma_n/\hbar$ е скоростта за преход в състояние по всички канали и Γ_n е ширината на канал неутрон и мишена. Тъй като ефективното сечение в канала неутрон и мишена е $\sigma_{n,n} = \frac{\pi}{k^2} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)^2$, тогава ефективното сечение в канала неутрон и мишена е $\sigma_{eff} = \frac{\pi}{k^2} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)^2 \cdot 4\pi g \lambda^2 \Gamma_n / \Gamma$.

3.4 (зависи от спина на мишената и на съставното съ-

Прието названието топлинни неутрони, тъй като енергията им е по-малка от тази на бързите неутрони.

[illegible]

...ция има резонансен пик в ефективното сечение при 91 GeV в система център на масите. Ширината на този пик е около 2,6 GeV. Това без съмнение е формирането на Z^0 бозона, който падащият като те се смята за точка на взаимодействие на електроните и позитроните. Ширината на този пик е около 2,6 GeV, което е в съгласие с теоретичните предсказания.

ности в сельской структуре) и

...аците се чз
...ставното сл

стояние.

ИИФ
1087

...характеризира с дълго
... времето за премина
... ените реакци...

преминаване, които се наблюдават на падащата реакция, които се извършват за всяка от резонансните реакции, които се наблюдават на ядрото. Те имат и друго важно свойство — падащата частичка на падащата частица. Това е падащата частица.

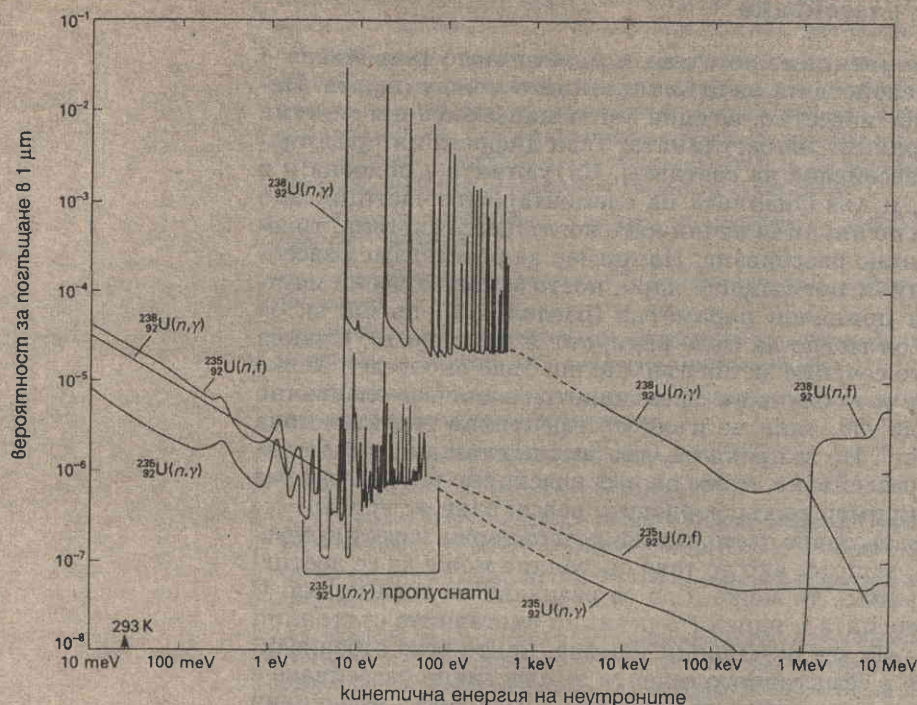
...с нуклеоните в ядрото не се предава на околните чрез състояние

редствено състояние

7.9. ДЕФИНИЦИИ И ...

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ:
Преку не...

0



Фиг. 7.14. Парциални вероятности за различни реакции на неутрони и естествен метал уран при нормална плътност. На ординатата е нанесена вероятността при пробег в урана от 10^{-6} m, неутронът да се погълне и да причини реакция, отбелязана на кривите. По абсцисата е нанесена кинетичната енергия на неутрона.

(n, γ) = радиационно захващане,

(n, f) = захващане, последвано от делене.

Средното разстояние между резонансите в ^{238}U е около 18 eV, а за ^{235}U — около 0,6 eV. Абсцисата, по която е нанесена кинетичната енергия на падащия неутрон в логаритмичен мащаб, показва очевидното нарастване на плътността на резонансите в ^{238}U при 10 eV и нагоре. При

^{235}U началото е при 0,3 eV. В състояние сме да проследим резонансната структура до около 50 eV за ^{238}U и до около 100 eV за ^{235}U . Над тези енергии с прекъсната линия сме нанесили осреднения ефект на много близко разположени резонанси. Възможността да се наблюдават тези резонанси зависи от разделителната способност на измерванията. Нарастване на енергията се увеличава застъпването на резонансите и крайният ефект са флуктуации, които при още по-високи енергии на свой ред се заглаждат.

Тази фигура има за цел само да даде една обща представа за вида на ефективното сечение при всеки от двата главни изотопа на урана. Тя не представя съвсем действителните ефективни сечения.

е, че за стационарна, самоподдържаща се верижна реакция k трябва да е равен на 1 и да е по-голям от 1 за взривна верижна реакция. Нека накратко разгледаме условията, които могат да влияят на k .

На фиг. 7.14 са показани вероятностите за различни реакции на двата главни изотопа на урана: ^{235}U и ^{238}U , извършващи се в естествен уран (съответно 0,7 % и 99,3 %). Показаните вероятности са изразени като вероятност на пробег от 10^{-6} m в метала. Визуално най-важните особености:

1. Освен еластично разсейване най-вероятната съдба на неутрон с енергия под 1 eV е да предизвика делене на ^{235}U , въпреки че този изотоп е само 0,7% от общото количество.
2. Голямо ефективно сечение за радиационно захващане на ^{238}U особено в интервала 10–1000 eV.
3. Прагът за принудено делене на ^{238}U е малко под 1 MeV.

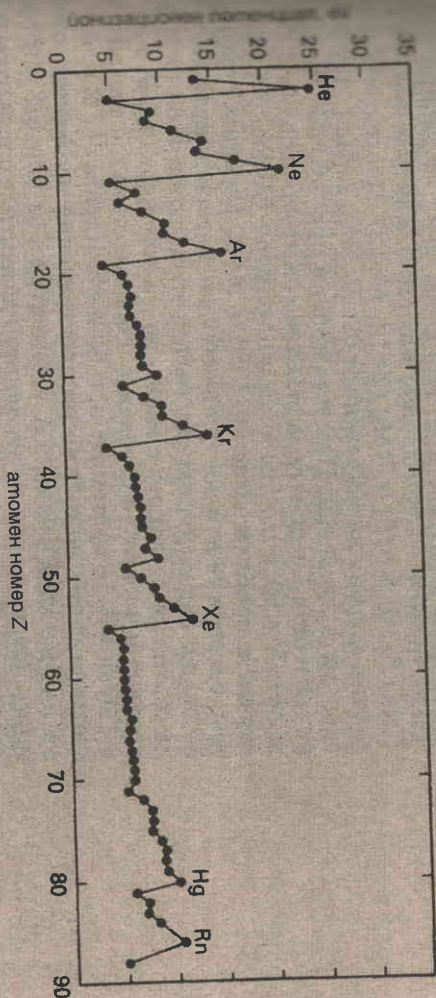
Друг факт е, че излъчените при делене неутрони имат дисперсия по енергия със средна стойност под 1 MeV. Затова по-голямата част от тях не могат да предизвикат делене на ^{238}U . Тогави $k < 1$ и са необходими допълнителни мерки за поддържане на реакцията.

могелу

...маме един модел на ядрото — капковия модел, с ...успешна полумемпирична формула за масата. Та- ...добри стойности за масите на стабилните ядра и ...близко до линията на стабилност. Но този модел ...да каже много за редица важни ядрени свойства. ...начинаем някои такива свойства на ядрата и в тази ...начинаем с два модела, които дават обяснение на ня-

числа 1

...запознат с магичните числа в атомната физика. Те ...ни от графика, показана на фиг. 8.1 и изобразява- ...та на първия йонизационен потенциал от атомния ...се пикове при следните стойности на Z :



1. Първият йонизационен потенциал (енергия за отнемане на електрон) в зависимост от атомния номер Z . Добре известните „магични числа“ са 2, 10, 18, 36, 54, 86. Хелият е елементът, при който електронна запълват нивото 1s; при желязо — нивото 4d.

Таблица 8.1. Ядрени свойства, които капковият модел не описва

1. Спин и четност на основните състояния.
2. Спин и четност на възбудените състояния.
3. Съществуване на магични числа.
4. Магични моменти.
5. Плътност.
6. Стойностите на коефициентите в полумемпиричната формула за масата (с изключение на кулоновия).

2, 10, 18, 36, 54, 80, 86,

които съответстват на елементите

He, Ne, Ar, Kr, Xe, Hg и Rn.

С изключение на живака (Hg) тези елементи са благородни газове, знаем, че електронният им строеж се характеризира или със затворен слой от 2 електрона в хелия, или с един или повече затворени слоеве и 8 електрона, запълващи s - и p -нивата за съответното главен квантов номер. Има и други, по-слабо изразени пикове, когато запълване на слоеве с прибавяне на двата електрона от s -нива могат да се видят при $Z = 4, 12, 30, 48$ и 80 . Живакът е последният от тях. Разстоянието между пиковете се определя от съществуването на преходните елементи, при които се нарастването на Z се запълва вътрешни слоеве от d - и f -електрони. Пълният комплект от 8 електрона в s - и p -нивата се разкъсва трудно с изваждане на един протон. Това води до голяма стойност на йонизационния потенциал (енергия за отделяне на електрон). Ядрените магични числа са

2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126

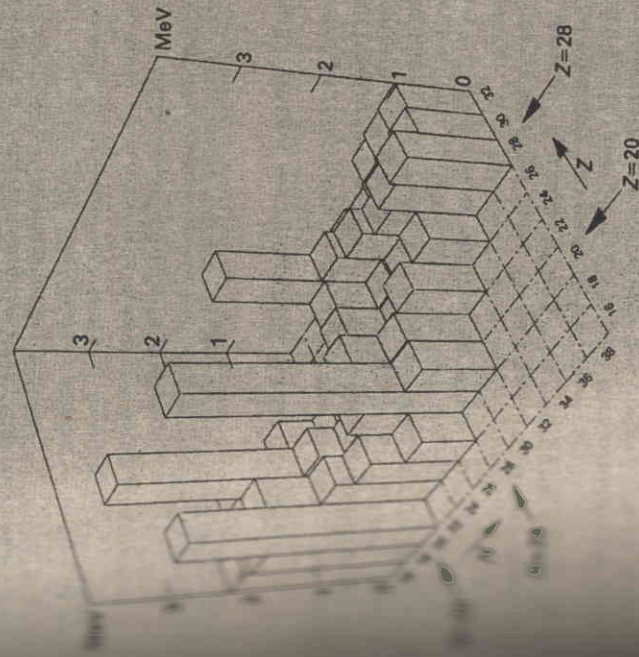
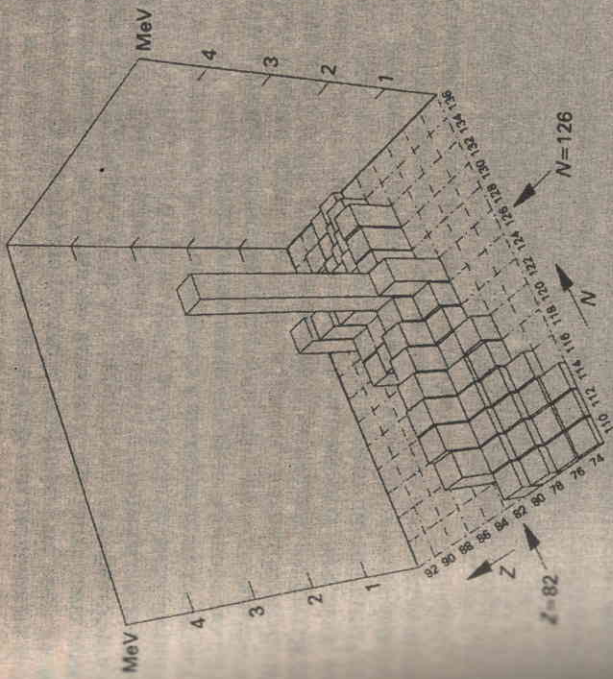
и те се отнасят поотделно за протоните и неутроните. Какви фактори показват особеното значение на тези числа? Полуемпиричната формула за масата предсказва плавно изменяща се енергия на свързване (плавно, ако пренебрегнем члена на свързване и имаме предвид N са цели числа). На фиг. 4.6 е показана специфичната енергия на свързване за ядра с нечетно A : измерените стойности се разклоняват от предсказаните чрез полуемпиричната формула за масата, енергията на свързване се увеличава в някои области, които са отбелязани със съответното магично число. Това е очевидно, когато и двете, Z и N , са близки до или равни на магично число: $Z=82, N=126$. По-внимателното изучаване показва, че енергията на свързване има максимум, когато последното е равно на магично число, Z или N , е фиксирано, а другото се изменя, например масата се прилага само за $A > 20$. Енергията на свързване на малки A има пикове при ${}^4\text{He}$ ($Z=2, N=2$ — двойно магично), ${}^{16}\text{O}$ ($Z=8, N=8$ — пак двойно магично), както и при ${}^{12}\text{C}$ ($Z=6, N=6$), ${}^{20}\text{Ne}$ ($Z=10, N=10$) и ${}^{24}\text{Mg}$ ($Z=12, N=12$). Последните ядра имат голяма енергия на свързване от съседите си заради свързването на еднакви нуклеони. Пик има също и при ${}^{40}\text{Ca}$ ($Z=20, N=20$ — двойно магично). Енергията за отделяне на неутрон се прекъсва в някои случаи с приближаване на N към $N=82$ заради члена на свързване, който се изменя триообразно нагоре-надолу до $N=82$, след което се спуска надолу с няколко мегаелектронволта и 83-ия неутрон да се отдели от ядрото с много по-малка енергия, дори не е предвид и членът на свързване. Същото става и с магичните числа 126 за N и за протоните при 50 и 82. Ядрата със Z или N равни на магични числа имат по-голямо разпространение на Земята, отколкото ядрата с близки A . Елементите, за които Z е магично, имат много повече изотопи, отколкото елементите с немагични Z . Например Sn със $Z=50$ има 10 стабилни изотопа. Елементите с магични N имат повече изотопи, отколкото елементите с немагични N . Четно-четните ядра имат ефективно сечение за захващане на неутрон, много по-малко, отколкото съседите им с немагични N . Четно-четните ядра имат основно състояние със спин $J^P=0^+$ и с изключение на два случая първо възбудено състояние с $J^P=2^+$ и с изключенията на ${}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{28}\text{Si}$ (пикове в областта на $A=208$ и 6 — в областта на Z и N магични пикове при ядрата със Z и N магични числа: $Z=20, N=20$ (${}^{40}\text{Ca}$); $Z=28, N=28$ (${}^{56}\text{Fe}$); $Z=50, N=50$ (${}^{126}\text{Xe}$)). Има „хребети“ на големи енергии на възбуждане по линията $Z=20$ или 28 и по линията с постоянно $Z=82, 28$ и с ниски енергии на възбуждане са скрити

ИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

ични числа. Тези числа са 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126.

т на протоните (Z) или на неутроните (N), или и на протоните, и неутроните в ядрото имат една от еднородна енергия на свързване, а енергията на свързване има такава по-голяма от очакваната и по-малка от очакваната, което че ли магичните числа на свързване са в областта на образуване на състояния, които съответстват на образуване на запълнените слоеве в ядрения строеж.

ген. Ядрен модел, в който ядрото е представено като потенциална яма. Група от положително енергетични нива, които са в атомната физика, както и наименованието.



представяне на енергията на първите 2^+ състояния на ядрата: а — в областта на $A=208$ и б — в областта на Z и N магични пикове при ядрата със Z и N магични числа: $Z=20, N=20$ (${}^{40}\text{Ca}$); $Z=28, N=28$ (${}^{56}\text{Fe}$); $Z=50, N=50$ (${}^{126}\text{Xe}$)). Има „хребети“ на големи енергии на възбуждане по линията $Z=20$ или 28 и по линията с постоянно $Z=82, 28$ и с ниски енергии на възбуждане са скрити

състояние в ядрата от областта на $A=208$ е показана в зависимост от Z и N . Ясно се вижда широките магичното ядро $^{208}_{82}\text{Pb}$ ($N=126$) със странични „хребети“ $^{150}_{82}\text{Ni}$ и $^{150}_{28}\text{Ca}$ и един друг, по-слабо изразен, по линията на второто ядро с $^{40}_{20}\text{Ca}$. Всичко това е показано на фиг. 8.2. Тези данни за съществуването на магичните числа в табл. 8.2. Необходим е ядрен модел, който да обясни тези числа. Бихме могли да очакваме, че той ще има вид на модела за електронния строеж на атомите и периодичния ма. Този модел се нарича слоест модел.

Таблица 8.2. Данни за съществуването на магичните числа
2, 8, 20, 28, 50, 82, 126

1. Отклонение на енергията на свързване за ядрата в близост до магичните числа.
2. Енергията за отегляне на неутрон (протон) имат пикове, когато M, Z и N са магични.
3. Елементарните със $Z(N)$ магични имат повече изотопи (изотопи), отколкото не.
4. Елементарните със Z магично имат по-голямо разпространение в природата, отколкото близките до тях елементи.
5. Ядрата с магично N имат много по-малко ефективно сечение за поглъщане на бавни неутрони, отколкото мога за ядра с немагично N .
6. Първите възбуждени състояния 2^+ на четно-четни ядра имат изключително ниски енергии, когато Z или N или и двете са магични.
7. Съществуват опити на изотопия (вж. разглед 11.9).

8.3. Слоест модел — предварителни бележки

Основното предположение на слоестия модел е, че единичните левон се движат в осреднения потенциал на всички други нуклеони и този потенциал се изменя плавно. Тъй като всеки нуклеон е свързан, очакваме, че този потенциал ще бъде потенциал, който представява орбита на една частица в тази яма, ма на потенциалната яма. Те са аналогични на орбитите на електроните в атомите. Нашата цел е да построим така този модел, че да се обяснят магичните числа.

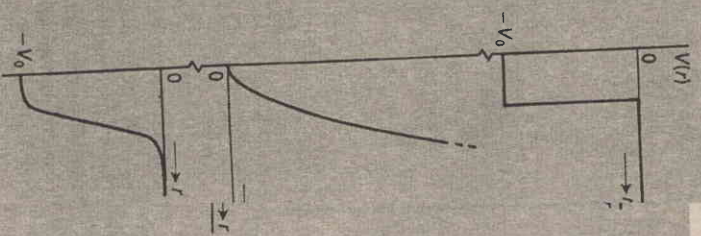
Веднага възниква въпросът: как е възможно един нуклеон да намира достатъчно дълго време по орбита, за да може това време да се счита за има смисъл, като се има предвид, че той се намира в среда от нуклеони? Средният свободен пробег на един нуклеон е около 2 fm . Ако този пробег е сравним с дължината на вълната на нуклеона, тогава нуклеонът да се „завърти“ дори и един път по ядрена орбита, да се обясни с други нуклеони. Именно принципът на Паули изобявява от това затруднение: съгласно с изменение на орбиталния момент да се разделият по следния начин:

$$\psi(\mathbf{r}) = R(r)Y_l^m(\theta, \phi).$$

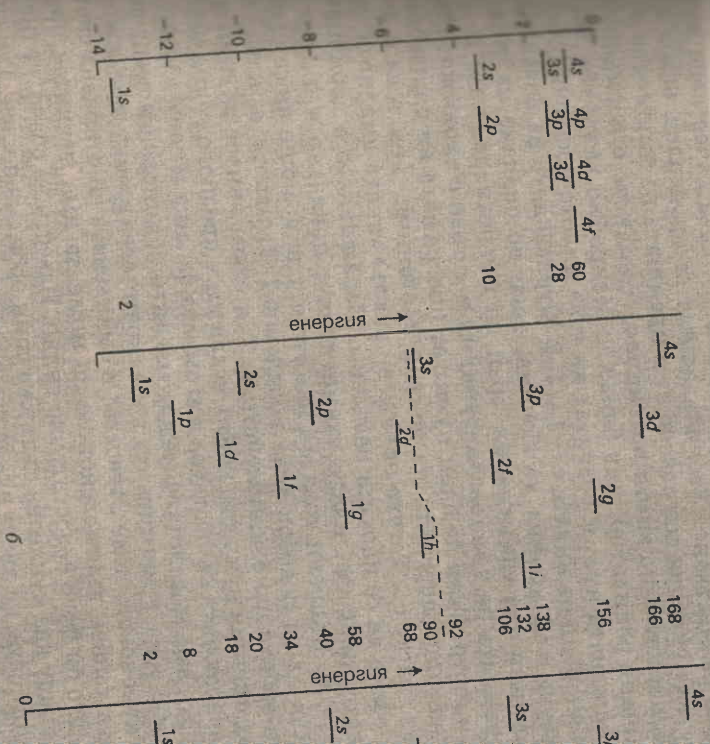
(8.1)

Тези сферични потенциални ями. Задачата за хармоничен осцилатор може да се реши аналитично, а за правъгълния осцилатор — числено. Първите два са правъгълни осцилатори, а трети — сферичен. Първите два са правъгълни осцилатори, а трети — сферичен. Първите два са правъгълни осцилатори, а трети — сферичен.

Тези сферични потенциални ями. Задачата за хармоничен осцилатор може да се реши аналитично, а за правъгълния осцилатор — числено. Първите два са правъгълни осцилатори, а трети — сферичен. Първите два са правъгълни осцилатори, а трети — сферичен.



правовълна яма
 $r < R: V(r) = -V_0$
 $r > R: V(r) = 0$
хармоничен осцилатор
 $V(r) = \frac{1}{2} M \omega^2 r^2$
Саксн-Уулс
 $V(r) = \frac{1}{1 + \exp(\dots)}$

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + \left\{ V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right\} U(r) = EU(r)$$
[illegible][illegible][illegible]

а ядра, в които понастоящем протича, че имат ядрен спин нула, съвкупност от едночастични нива, ще спинът им е нула. Това ядра са четно-четни и вече знаем, че спинът им е нула. Така се, това предсказание за нулев спин се прилага и е в сила за магичните ядра. Следва, че всяко двойно магично ядро с нулев спин няма спин, равен на пълния ъглов момент на ядрото. Това допълнителен нуклеон или душка.

ма една проста хипотеза: ако два неутрона или два протона мине с едно и също j и l , техните пълни ъглови моменти се сумират, а не се сумират отделно, както се предполага в обичайната теория. От това следва, че дават нулев принос към ядрения спин. От това следва, че дават предсказания:

на *всички* четно-четни ядра в основно състояние е нула, а на *основното* състояние на всяко ядро с нечетно A е нула.

предказание се изпълнява за всички случаи. Второто правило е мирно, ако се знае точното подреждане на нивата (на че делът им може да се изменя).

на ядрото (вж. коментара по-долу) е произведение от всички нуклеонни вълнови функции, $\prod_A (-1)^I$. От

и на основното състояние на всички четно-четни ядра
отолна;

на на основното състояние на всички ядра с нечетно A и от четността на външната функция на несдвояния нук-

Четността на една математическа функция в положительных и отрицательных направлениях от оси абсцисс определяется по формулам: четная функция удовлетворяет условию $f(x) = f(-x)$, нечетная — $f(x) = -f(-x)$. Например, функция $f(x) = x^2$ — четная, а функция $f(x) = x^3$ — нечетная.

$$\psi(\mathbf{r}) = \pm \psi(-\mathbf{r}).$$

оператор на четността P , който действа така:

$$P\psi(\mathbf{r}) \doteq \psi(-\mathbf{r}).$$

...ност, това означава, че

$$p_{\psi}(\mathbf{r}) = \nabla \psi(\mathbf{r})$$

Възможно е собствената стойност на оператора на четност-импульс и собствените състояния на P и поради това имат четност ± 1 . Възможна е функция на една частица, която се движи във фиксиран потенциал в квантовото число на орбиталния ълов момент. Общата функция на една частица в същия потенциал е произведение от четност-импульс и ълови функции.

Всички нуклеоните имат вътрешна четност, която трябва да се включи, за да съвпадне с четността на състоянието. При нуклеоните четността им е произволна, а за нуклоните се приема да е положителна. Поради това няма защо четността на нуклеоните, свързани в ядрото,

Въз основа на изследванията на взаимодружеството на запазва четността, без доказателство твърдят, че взаимодружеството запазва четността. Без да се предполага всяко ядрено състояние да има определена четност, взаимодружеството също запазва четността и поради това не може да се изменя положението. Ако се допусне, че при слабо взаимодействие, което обуславя редуцирано излъчване, не се запазва четността. Вследствие на това много допълнително взаимодействие, в резултат на което функцията на всяко ядрено състояние се появява малка асиметрия. Ефектите от това смесване могат да се пренебрегнат.

леоните, но не чак до такава степен, че да наруши магичните закони. Тук нямаме възможност да разгледаме тези въпроси в детайл. Ограничим само до приложения, които не зависят от детайлното познаване на подреджанието или енергиите. Ще помним също така, че в действителност има две ями: една за неутроните и друга, за протоните. Двете съвкупности от нива се запълват съответно с неутроните и протоните, но както стана ясно от разглеждане на члена на асиметричната енергия, неутроните и протоните са различаеми частици. Двете съвкупности от нива са запълвани независимо една от друга (раздел 4.3), очакваме, че най-горните нива за неутрон и за протон ще бъдат с приблизително еднаква енергия (за ядра, стабилни по отношение на β -разпадане).

ще бъдат с приобщаване).

Малко терминология: ядрото (Z , A) има Z протона и N неутрона. Ако едно от двете, Z или N , е равно на магично число, то ядрото се нарича магично. Ядро, в което и Z и N са магични, се нарича двойно магично ядро. Друг вид ядра, за които могат да се казват предсказанията, са двойно магичните нуклеони. В последния случай дупката се направява по-малко. Последният нуклеон с противоположен спин има поведение на нуклеон с магично ядро.

По-късно ще опишем конфигурацията на нуклеоните зад и обрнато J_z , добавен към двойно магнитно моменти g и g_N . По-късно ще опишем конфигурацията на нуклеоните зад и обрнато J_z , добавен към двойно магнитно моменти g и g_N . По-късно ще опишем конфигурацията на нуклеоните зад и обрнато J_z , добавен към двойно магнитно моменти g и g_N .

$$(1s_{-1/2})^2(1p_{3/2})^2(1p_{1/2}),$$

а конфигурацията на неутроните е

$$(1/2)^2 (1/2)^4 (1/2)^2 (1/2)^1$$

Когато в конфигурацията участват много нива, може да се използва $(1s_{1/2})^2 (1p_{3/2})^2 (1p_{1/2})^2$ (или $(1s_{1/2})^2 (1p_{3/2})^2 (1p_{1/2})^2$) за записване на конфигурацията. Така например ^{208}Pb има конфигурация $(1s_{1/2})^2 (1p_{3/2})^2 (1p_{1/2})^2 (1d_{5/2})^2 (1d_{3/2})^2 (1d_{1/2})^2 (2s_{1/2})^2 (2p_{3/2})^2 (2p_{1/2})^2 (3s_{1/2})^2 (3p_{3/2})^2 (3p_{1/2})^2 (4s_{1/2})^2 (4p_{3/2})^2 (4p_{1/2})^2 (5s_{1/2})^2 (5p_{3/2})^2 (5p_{1/2})^2 (6s_{1/2})^2 (6p_{3/2})^2 (6p_{1/2})^2 (7s_{1/2})^2 (7p_{3/2})^2 (7p_{1/2})^2 (8s_{1/2})^2 (8p_{3/2})^2 (8p_{1/2})^2 (9s_{1/2})^2 (9p_{3/2})^2 (9p_{1/2})^2 (10s_{1/2})^2 (10p_{3/2})^2 (10p_{1/2})^2 (11s_{1/2})^2 (11p_{3/2})^2 (11p_{1/2})^2 (12s_{1/2})^2 (12p_{3/2})^2 (12p_{1/2})^2 (13s_{1/2})^2 (13p_{3/2})^2 (13p_{1/2})^2 (14s_{1/2})^2 (14p_{3/2})^2 (14p_{1/2})^2 (15s_{1/2})^2 (15p_{3/2})^2 (15p_{1/2})^2 (16s_{1/2})^2 (16p_{3/2})^2 (16p_{1/2})^2 (17s_{1/2})^2 (17p_{3/2})^2 (17p_{1/2})^2 (18s_{1/2})^2 (18p_{3/2})^2 (18p_{1/2})^2 (19s_{1/2})^2 (19p_{3/2})^2 (19p_{1/2})^2 (20s_{1/2})^2 (20p_{3/2})^2 (20p_{1/2})^2 (21s_{1/2})^2 (21p_{3/2})^2 (21p_{1/2})^2 (22s_{1/2})^2 (22p_{3/2})^2 (22p_{1/2})^2 (23s_{1/2})^2 (23p_{3/2})^2 (23p_{1/2})^2 (24s_{1/2})^2 (24p_{3/2})^2 (24p_{1/2})^2 (25s_{1/2})^2 (25p_{3/2})^2 (25p_{1/2})^2 (26s_{1/2})^2 (26p_{3/2})^2 (26p_{1/2})^2 (27s_{1/2})^2 (27p_{3/2})^2 (27p_{1/2})^2 (28s_{1/2})^2 (28p_{3/2})^2 (28p_{1/2})^2 (29s_{1/2})^2 (29p_{3/2})^2 (29p_{1/2})^2 (30s_{1/2})^2 (30p_{3/2})^2 (30p_{1/2})^2 (31s_{1/2})^2 (31p_{3/2})^2 (31p_{1/2})^2 (32s_{1/2})^2 (32p_{3/2})^2 (32p_{1/2})^2 (33s_{1/2})^2 (33p_{3/2})^2 (33p_{1/2})^2 (34s_{1/2})^2 (34p_{3/2})^2 (34p_{1/2})^2 (35s_{1/2})^2 (35p_{3/2})^2 (35p_{1/2})^2 (36s_{1/2})^2 (36p_{3/2})^2 (36p_{1/2})^2 (37s_{1/2})^2 (37p_{3/2})^2 (37p_{1/2})^2 (38s_{1/2})^2 (38p_{3/2})^2 (38p_{1/2})^2 (39s_{1/2})^2 (39p_{3/2})^2 (39p_{1/2})^2 (40s_{1/2})^2 (40p_{3/2})^2 (40p_{1/2})^2 (41s_{1/2})^2 (41p_{3/2})^2 (41p_{1/2})^2 (42s_{1/2})^2 (42p_{3/2})^2 (42p_{1/2})^2 (43s_{1/2})^2 (43p_{3/2})^2 (43p_{1/2})^2 (44s_{1/2})^2 (44p_{3/2})^2 (44p_{1/2})^2 (45s_{1/2})^2 (45p_{3/2})^2 (45p_{1/2})^2 (46s_{1/2})^2 (46p_{3/2})^2 (46p_{1/2})^2 (47s_{1/2})^2 (47p_{3/2})^2 (47p_{1/2})^2 (48s_{1/2})^2 (48p_{3/2})^2 (48p_{1/2})^2 (49s_{1/2})^2 (49p_{3/2})^2 (49p_{1/2})^2 (50s_{1/2})^2 (50p_{3/2})^2 (50p_{1/2})^2 (51s_{1/2})^2 (51p_{3/2})^2 (51p_{1/2})^2 (52s_{1/2})^2 (52p_{3/2})^2 (52p_{1/2})^2 (53s_{1/2})^2 (53p_{3/2})^2 (53p_{1/2})^2 (54s_{1/2})^2 (54p_{3/2})^2 (54p_{1/2})^2 (55s_{1/2})^2 (55p_{3/2})^2 (55p_{1/2})^2 (56s_{1/2})^2 (56p_{3/2})^2 (56p_{1/2})^2 (57s_{1/2})^2 (57p_{3/2})^2 (57p_{1/2})^2 (58s_{1/2})^2 (58p_{3/2})^2 (58p_{1/2})^2 (59s_{1/2})^2 (59p_{3/2})^2 (59p_{1/2})^2 (60s_{1/2})^2 (60p_{3/2})^2 (60p_{1/2})^2 (61s_{1/2})^2 (61p_{3/2})^2 (61p_{1/2})^2 (62s_{1/2})^2 (62p_{3/2})^2 (62p_{1/2})^2 (63s_{1/2})^2 (63p_{3/2})^2 (63p_{1/2})^2 (64s_{1/2})^2 (64p_{3/2})^2 (64p_{1/2})^2 (65s_{1/2})^2 (65p_{3/2})^2 (65p_{1/2})^2 (66s_{1/2})^2 (66p_{3/2})^2 (66p_{1/2})^2 (67s_{1/2})^2 (67p_{3/2})^2 (67p_{1/2})^2 (68s_{1/2})^2 (68p_{3/2})^2 (68p_{1/2})^2 (69s_{1/2})^2 (69p_{3/2})^2 (69p_{1/2})^2 (70s_{1/2})^2 (70p_{3/2})^2 (70p_{1/2})^2 (71s_{1/2})^2 (71p_{3/2})^2 (71p_{1/2})^2 (72s_{1/2})^2 (72p_{3/2})^2 (72p_{1/2})^2 (73s_{1/2})^2 (73p_{3/2})^2 (73p_{1/2})^2 (74s_{1/2})^2 (74p_{3/2})^2 (74p_{1/2})^2 (75s_{1/2})^2 (75p_{3/2})^2 (75p_{1/2})^2 (76s_{1/2})^2 (76p_{3/2})^2 (76p_{1/2})^2 (77s_{1/2})^2 (77p_{3/2})^2 (77p_{1/2})^2 (78s_{1/2})^2 (78p_{3/2})^2 (78p_{1/2})^2 (79s_{1/2})^2 (79p_{3/2})^2 (79p_{1/2})^2 (80s_{1/2})^2 (80p_{3/2})^2 (80p_{1/2})^2 (81s_{1/2})^2 (81p_{3/2})^2 (81p_{1/2})^2 (82s_{1/2})^2 (82p_{3/2})^2 (82p_{1/2})^2 (83s_{1/2})^2 (83p_{3/2})^2 (83p_{1/2})^2 (84s_{1/2})^2 (84p_{3/2})^2 (84p_{1/2})^2 (85s_{1/2})^2 (85p_{3/2})^2 (85p_{1/2})^2 (86s_{1/2})^2 (86p_{3/2})^2 (86p_{1/2})^2 (87s_{1/2})^2 (87p_{3/2})^2 (87p_{1/2})^2 (88s_{1/2})^2 (88p_{3/2})^2 (88p_{1/2})^2 (89s_{1/2})^2 (89p_{3/2})^2 (89p_{1/2})^2 (90s_{1/2})^2 (90p_{3/2})^2 (90p_{1/2})^2 (91s_{1/2})^2 (91p_{3/2})^2 (91p_{1/2})^2 (92s_{1/2})^2 (92p_{3/2})^2 (92p_{1/2})^2 (93s_{1/2})^2 (93p_{3/2})^2 (93p_{1/2})^2 (94s_{1/2})^2 (94p_{3/2})^2 (94p_{1/2})^2 (95s_{1/2})^2 (95p_{3/2})^2 (95p_{1/2})^2 (96s_{1/2})^2 (96p_{3/2})^2 (96p_{1/2})^2 (97s_{1/2})^2 (97p_{3/2})^2 (97p_{1/2})^2 (98s_{1/2})^2 (98p_{3/2})^2 (98p_{1/2})^2 (99s_{1/2})^2 (99p_{3/2})^2 (99p_{1/2})^2 (100s_{1/2})^2 (100p_{3/2})^2 (100p_{1/2})^2 (101s_{1/2})^2 (101p_{3/2})^2 (101p_{1/2})^2 (102s_{1/2})^2 (102p_{3/2})^2 (102p_{1/2})^2 (103s_{1/2})^2 (103p_{3/2})^2 (103p_{1/2})^2 (104s_{1/2})^2 (104p_{3/2})^2 (104p_{1/2})^2 (105s_{1/2})^2 (105p_{3/2})^2 (105p_{1/2})^2 (106s_{1/2})^2 (106p_{3/2})^2 (106p_{1/2})^2 (107s_{1/2})^2 (107p_{3/2})^2 (107p_{1/2})^2 (108s_{1/2})^2 (108p_{3/2})^2 (108p_{1/2})^2 (109s_{1/2})^2 (109p_{3/2})^2 (109p_{1/2})^2 (110s_{1/2})^2 (110p_{3/2})^2 (110p_{1/2})^2 (111s_{1/2})^2 (111p_{3/2})^2 (111p_{1/2})^2 (112s_{1/2})^2 (112p_{3/2})^2 (112p_{1/2})^2 (113s_{1/2})^2 (113p_{3/2})^2 (113p_{1/2})^2 (114s_{1/2})^2 (114p_{3/2})^2 (114p_{1/2})^2 (115s_{1/2})^2 (115p_{3/2})^2 (115p_{1/2})^2 (116s_{1/2})^2 (116p_{3/2})^2 (116p_{1/2})^2 (117s_{1/2})^2 (117p_{3/2})^2 (117p_{1/2})^2 (118s_{1/2})^2 (118p_{3/2})^2 (118p_{1/2})^2 (119s_{1/2})^2 (119p$

2. Оценка и четност на основните състояния на

[illegible]

...КВІЦОВИ ДУМИ

во число. Квантовото
на радиалната вълно-
едно стационарно съ-
потенциал.

но взаимодействие.

...и равен нулю. Или Z , или N ,
...е равно на магическое число.
...и равен нулю. Или Z , или N ,
...е равно на магическое число.

ствуето на частица от
и спой

ция. Предполагаемо изпълване на ядрени слое

Нечетно-нечетните ядра ще имат по един протон и един неутрон, а четно-четните ядра ще имат по два протона и два неутрона. Това означава, че четността на ядрото е $(-1)^{I+1/2}$, където I е спинът на ядрото. Например за ^{14}N $I=1$, четността е $(-1)^{1+1/2} = -1$, т.е. нечетна.

Един пример е ^{14}N , при който последният неутрон и протон се намират на нивото $1p_{1/2}$, така че очакваната четност е 0 или 1. Предпоказва се и че четността е нечетна, което съответства на това ядро има спин и четност 1.

8.7. Електромагнитни моменти — магнитен дипол

Ядра, чийто спин е по-голям или равен на $1/2$, могат да имат и електромагнитен квадруполен момент (вж. раздел 8.6). Всички основни състояния на ядрата тривалентни са с четно-четни ядра, чийто спин е нула и нямат магнитен момент. В нечетно-нечетните ядра означава, че при пресметане на ядрата с нечетно A и ще започнем с пресметане техния магнитен диполен момент.

Магнитният момент е вектор и за квантова система с момент $\hbar\sqrt{j(j+1)}$ се има предвид и се табулира стойността на j и z -компонента, когато z -компонентата на ъгловия момент е максимална, т.е. $j_z = j$. Дефиницията на j и z -компонентата на ъгловия момент е $j_z = m_j \hbar$, а j е квантовият магнитен момент $\mu_z = j \hbar$.

За орбиталното движение ($j=l$) на една заредена частица с заряд e и маса m имаме:

$$\mu = \gamma j \hbar$$

За движение, което съдържа и двата ъглови момента — орбитален, γ не е толкова просто. Полагаме:

$$\gamma = \frac{e}{2m}$$

Където e се нарича **фактор на Ланде**. В атомната физика μ обикновено се изразява чрез единица, наречена **магнетон на Бор** (μ_B) и тогава получаваме:

$$\mu = g j \mu_B$$

В ядрената физика и във физиката на елементарните частици нивата е **ядрен магнетон** $e \hbar / 2M_p$, като e и M_p са съответно зарядът и масата на протона. Уравнението $\mu = g j \mu_B$ пак е в сила, където μ е магнитният момент на ядрото в ядрени магнетони, j е квантовият магнитен момент на ядрото и g е **ядреният g -фактор**.

Факторите на ядрата с n , с нечетно A . Във всички ядра са дадени нуклеоните. Принципът се дължи на вътрешния магнитен момент на неутрона вторият принцип на движение е нула. Ако на ядрото момент, орбиталното движение (квантов момент) на протона би имало магнитен момент на ядрата магнетони. За незаредения неутрон съответно магнитен момент. Ако изразим два като:

$$\mu_l = g_l \mu_N$$

Магнитен g -фактор е $g_l = 1$ за протон и $g_n = -1$ за неутрон. Магнитният момент, който се дължи на спина на нуклеона, а m_s — неговата маса. Големината на магнитния момент на ядрото е в сила:

$$\mu_s = g_s \mu_N$$

Магнитният дипол μ в магнитно поле B се дава с израза:

$$E = -\mu \cdot B$$

Магнитният момент на ядрото е $\mu = g j \mu_N$, където μ_N е нуклеонният магнетон, j е квантовият магнитен момент на ядрото, а m_p — неговата маса. Големината на магнитния момент на ядрото е в сила:

$$\mu_N = 5.051 \cdot 10^{-27} \text{ J T}^{-1}$$

Магнитният момент на Бор е $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$, а m_p — неговата маса. Големината на магнитния момент на ядрото е в сила:

$$\mu_B = 5.788 \cdot 10^{-11} \text{ MeV T}^{-1}$$

Магнитният момент на ядрото е $\mu = g j \mu_N$, където μ_N е нуклеонният магнетон, j е квантовият магнитен момент на ядрото, а m_p — неговата маса. Големината на магнитния момент на ядрото е в сила:

$$\mu_N = 5.051 \cdot 10^{-27} \text{ J T}^{-1}$$

Таблица 8.4. Стойности на вътрешните магнитни моменти на нуклеоните (в единици на магнетон на Бор).

Ядрен магнетон	g_l	g_s	μ
2.7928	5.5856	1	
-1.9130	-3.8261	0	

Спин на ядрото. Пълният ъглов момент на ядрото.

Четност на ядрото. Четността на ядрото е функция, която описва ядреното състояние. Четността на ядрото е $(-1)^{I+1/2}$, където I е спинът на ядрото. Например за ^{14}N $I=1$, четността е $(-1)^{1+1/2} = -1$, т.е. нечетна.

Жироманентно отношение. Отношението на магнитния момент на ядрото към магнитния момент на протона е μ/μ_p , където μ_p е протонният магнетон.

Фактор на Ланде. Отношението на магнитния момент на ядрото към магнитния момент на протона е μ/μ_p , където μ_p е протонният магнетон.

Магнетон на Бор. Единица за магнитен момент на ядрото (вж. табл. 8.4).

Ядрен g -фактор. Отношението на магнитния момент на ядрото към магнитния момент на протона е μ/μ_p , където μ_p е протонният магнетон.

Магнетон на Бор. Единица за магнитен момент на ядрото (вж. табл. 8.4).

Ядрен g -фактор. Отношението на магнитния момент на ядрото към магнитния момент на протона е μ/μ_p , където μ_p е протонният магнетон.

Магнетон на Бор. Единица за магнитен момент на ядрото (вж. табл. 8.4).

Ядрен g -фактор. Отношението на магнитния момент на ядрото към магнитния момент на протона е μ/μ_p , където μ_p е протонният магнетон.

ЗАДАЧИ

Осстояние е собствено състояние на операторите J^2 , J_z , S_z , L_z , S_x , L_x . Покажете, че то е собствено състояние на оператора J_x .

$$J(J+1) - l(l+1) - s(s+1) \neq 0$$

получена от уравнение (8.4).

По-долу е дадена таблица на ядра с нечетно A голямо нуклеонно число. Запълнете я с резултатите от измерванията на спин и четност, магнитен диполен момент и гиромагнетично съотношение. Запълнете и колоната за магнитен квадруполен момент, ако е измерен.

Ядро	Спин и четност на ядрото	Магнитен диполен момент в ядрени магнетони	Гиромагнетично съотношение	Магнитен квадруполен момент в ядрени магнетони
^2H		2,9788		
^3H		-2,1276		
^6Li		3,2564		
^{10}B		-1,1776		
^{11}B		2,6885		
^{12}C		-1,0300		
^{13}C		0,7024		
^{14}N		-0,3221		
^{15}N		-0,2831		
^{16}O		0,7189		
^{17}O		-1,8937		
^{18}O		4,7224		
^{19}F		2,6288		

РЕЗУЛТАТ

и четността на основните състояния на ядрата

^{20}Ne , ^{27}Al , ^{41}Sc .

За несдвоен нуклеон този фактор се дефинира чрез

$$\mu = g_j \mu_N$$

където μ е магнитният момент в ядрени магнетони, а μ_N — нуклонен магнетон. За несдвоен нуклеон този фактор се дефинира чрез

$$g_j = g_s \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} + g_l \frac{j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2j(j+1)}$$

Този израз изглежда много сложен, но беглото му разглеждане показва, че има проста, повтаряща се структура и че за даден ядрен момент μ и спин j на ядрото, g_j се дава

Ако $j=l+s$ и $s=1/2$, то

$$\mu = g_l j + g_s \frac{1}{2} \text{ магнетона.}$$

Физически това съответства на събирането на l и s , така че да се получи максималното възможено j . Резултатът е проста аритметика.

Дали тази формула работи добре (уравнения (8.3) и (8.4)) за всички такива ядра до ^{19}F са показани в зад. 8.3. Измерените стойности на магнитния момент са дадени в таблица 8.3.

Празни колонки за попълване: едната за стойностите на магнитния момент съгласно уравнения (8.3) и (8.4). Като направите преглед на таблицата ще видите, че предсказанията не са много добри, но предсказаните величини обикновено лежат между

прегледаните стойности за $l = j \pm 1/2$ за дадено j . Това означава, че в интервала $-1,913$ и $1,913$ $j(j+1)$ ядрени магнетона за даден неутрон и между $j(j-2,293)$ и $j(j+2,293)$ ядрени магнетона за даден протон. Това е един неочакван резултат, защото l на несдвоен нуклеон е определено. А тъй като A са дадени

доброто качество на нуклеон е определено. А тъй като A са дадени

q

^{17}O	нейтрон $(1d_{5/2})^{-1}$	- 0.026
^{18}K	протон $(1d_{3/2})^{-1}$	0.11
^{18}Bi	протон $(1h_{9/2})^{-1}$	- 0.35

Деформираны ядра

	$\lambda, \text{\AA}$	ϵ , b
^{211}Po	1.16	
^{185}Ho	2.82	
^{177}Lu	5.68	
^{181}Ta	4.2	
^{197}Au	0.59	

Тази дефиниция изисква импулсът да е ориентиран, оста на симетрия да е по оста z и тогава z -компонентата на ядрото е $j_z = j$. За едно ядро с нечетно A тези квантови отбрасат до квантовите числа на несдвоените нуклеони j_1 и j_2 . Това означава, че орбиталното квантово число l ($l = j_1 - 1/2$) и l_2 има максималната си стойност l или $l-1$. Вълновата на нуклеон с тези квантови числа е концентрирана към z и затова очакваме ядрото да има сплесната форма и малък гелен квадруполен момент.

Двойно магичното ядро (спин нула) трябва да има нулен момент, но предишните разсъждения показват, че съществено дава на ядрото малък отрицателен квадруполен момент, който трябва да бъде компенсиран от положителен момент, проявява се като частница с отрицателен заряд, и очакваме ядро ще има малък положителен квадруполен момент. Тези предположения се потвърждават от измерванията за ядра непосредствени съседи на двойно магичните ядра (табл. 8.10 от заглавните слоеве обаче квадруполните моменти са малки и много по-големи, отколкото е възможно според преразглежданите данни). Освен това двойно магичните ядра със спин нула (например ^{16}O) имат малки отрицателни квадруполни моменти, докато напълно (извънредно) прост модел би предвиждал нула. Наблюденията показват, че далеч от заглавните ядра са силно деформирани и имат издължена форма. Тези те са слабо деформирани. Тези изводи водят до ядрен модел, който ще обсъдим в раздел 8.10.

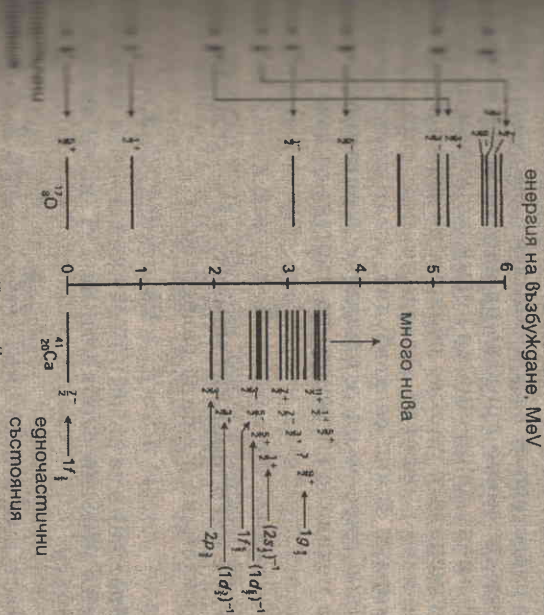
ЗАДАЧА

8.5. Изяснете си как биха могли с електрични моменти на ядрата.

Граничные в смежных моделях

Двойно магично ядро с един нуклеон над затъглеността на ^{16}O , както е показано на фиг. 8.8. Според слоестата теория на неутрона са в конфигурацията $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2$ и магичен неутрон е в състояние $1d_{5/2}$. Следващите магични нива са нарастване на енергията са $2d_{5/2}$, $1f_{7/2}$ и т.н. Естествено е да предположим, че нивата на ^{18}O биха съответствали на възбуждане на нивата на тези състояния. Така че очакваме основното състояние на ^{18}O да бъде $1^+_{1/2}$, $2^+_{1/2}$, $2^+_{3/2}$, $3^+_{3/2}$, ... Възбуждените състояния да бъдат $1^+_{3/2}$, $2^+_{3/2}$, $2^+_{5/2}$, $3^+_{5/2}$, ... В действителност, показан на фиг. 8.8, е по-сложен спектърът, който е резултат от смесване на много важни са и движението, в които участват не само нивата на неутрон, но и нивата на протоните. Други ядра и затова е ясно, че простият модел не е приложим за всички ядра.

● действителност? Една възможност е създаването на извънъгълно ниво с по-малка енергия, отколкото е нивото на несдвояния нуклеон. Така че в ${}^8\text{O}$ би могло да има дупка в нивото $1p$, като съответният неутрон е с Q -стойност $Q = 1.7$ MeV. Това дупката $(1p_{1/2})^{-1}$ определя съответното ниво да бъде $\frac{1}{2}^{-}$. И действително при 3.055 MeV има ниво, много близо до нивото $1p_{1/2}$. Много интересно е да се види, че нивото $1p_{1/2}$ е по-високо от нивото $1d_{3/2}$, както се очаква от конфигурацията $(1f_{7/2})^{-1}$ при ${}^{40}\text{Ca}$. И първо възбудено състояние с $\frac{1}{2}^{-}$ в съответствие с $(2p_{3/2})^{-1}$. И в тези два примера има много състояние



Нивата на ядра (^{18}O и ^{40}Ca) от тила на двойно матично ниво, всяко ниво е отбелязано със своите стипи и четност, а разликите са дадени възможното идентифициране на нивата. **Ростовния** на несдвоения нуклеон. Има също и идентична дупка, което се дължи на излизане на нуклеон над и това той се свързва с първоначалния несдвоен нуклеон и че могат да се направят някои съответствия, те не са спектъри на нивата е по-сложен, отколкото могат да бъдат нивата, особено при ^{40}Ca .

нуклеоните, а не само несвободният неутрон. В резултат на това първоначално. По принцип всяко състояние на нуклеоните, така че да се формира ядрено състояние с даден спин и четност. Така например състоянието 2^+ в ^{20}Ne се дава от суперпозиция на различни конфигурации, измежду които са следните:

$$(1g_{7/2})^{-1}; (1d_{3/2})^{-1}(1f_{5/2})^{-1}; (1d_{3/2})^{-1}(1f_{7/2})^{-1}$$

Това е един пример за смесване на конфигурации, описан в раздел 8.7. За да се предскаже степента на смесване, ние използваме много сложно теоретично описание на ядрото.

8.10. Колективен модел и други развигия

В раздел 8.8 описахме електричния квадруполен момент на ядро, като положителните му стойности са характерни за пролонгирани ядра, а отрицателните са характерни за сферични ядра. При това разпределение на стойности, се вижда, че квадруполният момент е особено голям за ядра с Z и A по-големи от 220. Затова тези ядра са особено чувствителни на деформации на ядрото. По-малко деформирани ядра са по-малко чувствителни на деформации, което придава на ядрото ъглов момент, който се, в споменатите по-горе области на периодичната система, деформирани и ако се възбудят, имат спин нула, но могат да имат енергетични нива. Тези нива се идентифицират с ротационна ивица на ядрото.

$$E = \frac{I^2}{2\mathcal{I}}$$

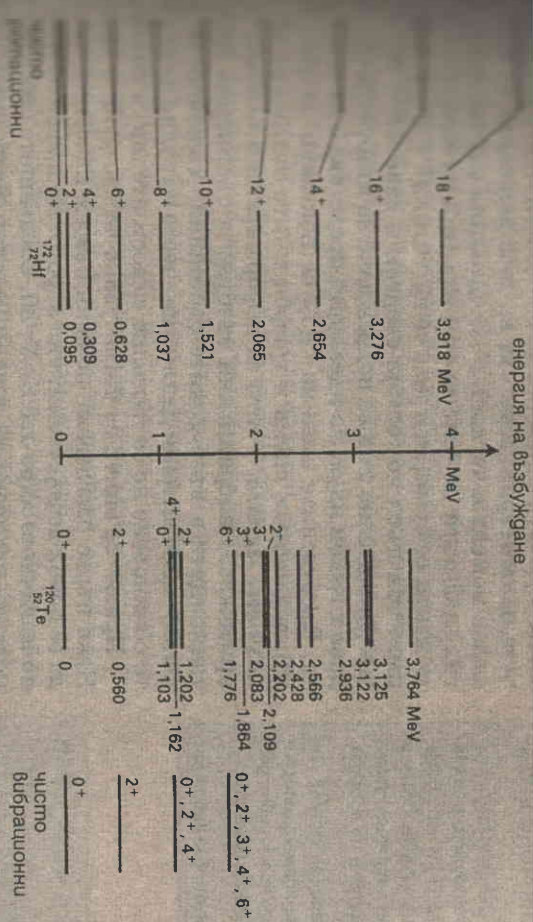
където $\mathcal{I}$ е инерционният момент, а I — ъгловият момент. В това механика е в сила равенството

$$I^2 = j(j+1)\hbar^2, \quad j=0, 1, 2, 3, \dots$$

От съображения за симетрия се оказва, че за четно-четно ядро се получават четни стойности на j . Така че за енергетичните нива

$$E_j = j(j+1)\hbar^2/2\mathcal{I}, \quad j=0, 2, 4, 6, \dots$$

На фиг. 8.9 са показани някои от възбудените състояния на ядро, което е образец за стойности на E_j , получени с една емпирична формула. В табл. 8.7 ви представяме да пресметнете стойности на E_j и да я сравните с тези, които са получени от експериментално измерените възбудени състояния на ядро. Така че да се формира ядрено състояние с даден спин и четност. Така например състоянието 2^+ в ^{20}Ne се дава от суперпозиция на различни конфигурации, измежду които са следните:



енергията на възбуждане на нивата. В случая от идеалното разположение на нивата, ние виждаме, че нивата в действителност са изместени. Това се дължи на деформацията на ядрото, която е по-голяма за ядра с по-голям ъглов момент. Така че, когато ядрото е в основно състояние, то е сферично, а когато е в възбудено състояние, то е деформирано. Това деформация е по-голяма за ядра с по-голям ъглов момент, което е в съгласие с теорията за колективни движения.

Установено е, че нивата в действителност са изместени. Това се дължи на деформацията на ядрото, която е по-голяма за ядра с по-голям ъглов момент. Така че, когато ядрото е в основно състояние, то е сферично, а когато е в възбудено състояние, то е деформирано. Това деформация е по-голяма за ядра с по-голям ъглов момент, което е в съгласие с теорията за колективни движения.

Установено е, че нивата в действителност са изместени. Това се дължи на деформацията на ядрото, която е по-голяма за ядра с по-голям ъглов момент. Така че, когато ядрото е в основно състояние, то е сферично, а когато е в възбудено състояние, то е деформирано. Това деформация е по-голяма за ядра с по-голям ъглов момент, което е в съгласие с теорията за колективни движения.

Свойственост от нуклеоните в ядрото е полярността на деформацията. Деформацията се наблюдава при деформацията на ядрото. Деформацията на ядрото се наблюдава при деформацията на ядрото. Деформацията на ядрото се наблюдава при деформацията на ядрото.

оста на сферия. Квантът на това движение се нарича ъглов момент и четност 2⁺. В идеалния случай два пръти по-голяма от енергията на един фотон имат три пръти по-голяма енергия и дават $J^P = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$. Приблизително таква подредба на възбудени състояния дава в някои ядра, но идеалната представа е далеч от действителността. Възбудените нива на ¹²⁰Te са показани на фиг. 8.9. Изразяването се сменя и трифононните състояния не могат да бъдат притежават вибраторни възбудени състояния. Вибраторните и възбудените състояния, дължащи се на колебанията на ядрото, често е трудно да се разграничат от обикновено не са напълно самостоятелни, а смесени. Правят се опити за съгласуване на слоестия и колебанията. Нека първо разгледаме по един съвсем качествен начин едно магично ядро със $Z=N=20$. Следващото свободно ниво на функцията, която предизвиква деформиране на сферичната форма на ядрото. Ако при такава деформиране енергията на ядрото намалява, то ще съществува. Изглежда, че в действителност и предпочитаната деформация е на издължаване. Чрез нуклеонното ядро е минимална за дадена група нуклеони. С такива възбудените състояния на ядрата в онези области на тематема, където са разположени деформираните ядра. За читателя този раздел е не повече от увод към колективния обобщения модел. Ясно е, че може да се каже много повече модели от само споменатото тук.

ЗАДАЧА

8.6. Спировете и четностите J^P , както и енергиите E на основното и първото възбудените състояния на ¹²⁰Ni са дадени в следната таблица.

J^P	0 ⁺	2 ⁺	4 ⁺	6 ⁺	8 ⁺
$E, \text{ keV}$	0	100	321	641	1041

Опишете тази серия от състояния и пресметнете инерционния момент на ¹²⁰Ni с помощта на възбудените състояния. Коментирайте вашите резултати и ги сравнете с инерционния момент на ядрото, изчислен като за твърда сфера. Инерционният момент на твърда сфера е $\frac{2}{5}MR^2$. Приемете, че $R=1.3 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$ (адаптирана от изпита по физика през 1983 г. за студентите от Грейвудска физикална факултет, Грейвудс).

8.11. Съгласуване

Простият слоест модел, който описахме, по очевидни причини не е екстремно едночастичен слоест модел. В модела могат да бъдат направят подобрения, като се вземат предвид остатъчните взаимодействия, които се проявяват при заглъбване на слоевете. В резултат на това се променя подредбата на нивата. Това се наблюдава при деформацията на ядрото.

Деформацията на ядрата, възможността за деформиране на ядрата, потенциалната яма. Деформацията възниква, когато ядрото е деформирано. Деформацията на ядрото се наблюдава при деформацията на ядрото. Деформацията на ядрото се наблюдава при деформацията на ядрото.

Деформацията на ядрата, възможността за деформиране на ядрата, потенциалната яма. Деформацията възниква, когато ядрото е деформирано. Деформацията на ядрото се наблюдава при деформацията на ядрото. Деформацията на ядрото се наблюдава при деформацията на ядрото.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ
Теория на ядрената материя.
В която се прави опит за разяснение на свойствата на ядрената материя.

функция на мястото и времето. Лесно се показва, че Δ и Φ съгласно уравнение (9.3) не променя Е при трансформацията, представена с уравнение (9.3), се

Таблица 9.1. Уравнения на Максвел

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \mathbf{E} &= \rho / \epsilon_0, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mu_0 \left(\mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right).\end{aligned}$$

където ρ е плътността на заряда, а $\mathbf{j}$ — плътността на тока.

Това са „микрокопични“ уравнения. „Макроскопичните“ уравнения са онези, които са в сила при наличие на голямо количество вещество и в които полетата са дадени по такъв начин като средни върху ограничен обем и ограничено време, че атомните и температурните флуктуации да не оказват влияние. Микрокопичните уравнения са в сила за неосреднени стойности. Следователно те не съдържат полетата $\mathbf{D}$ и $\mathbf{H}$.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Полет. Едно- или многокомпонентна променлива, която е функция на пространствено-времевите координати и която представя поведението и свойствата на частиците и силите, действащи между тях.

Калибровъчна инвариантност. Това е свойство на електромагнитното поле, съгласно което наблюдаемите следствия от наличието на поле не се променят при определени изменения на скаларния и векторния потенциал, описващи това поле.

Калибровъчна трансформация. Свързаните с калибровъчната инвариантност изменения в променливите на полето.

Константа на взаимодействието (свързването). Число, което е мярка за силата на дадено взаимодействие.

Работите на Планк (Planck) върху спектъра на излъчване от абсолютно черно тяло, на Айнщайн (Einstein) върху фотоелектричен ефект и на Комптън (Compton) върху разсейването на рентгенови лъчи от електрони са показали, че електромагнитното поле е квантувано; квантът на полето се нарича, както е добре известно, фотон. Тук няма да обсъждаме теоретичните похвати за получаване на квантовомеханично представяне на електромагнитното поле. От това представяне обаче следва, че полето не може да се измени освен чрез взаимодействие с електрично заредени частици (или неутрални, но с електрично заредени съставляващи ги). Най-общо силата на едно взаимодействие се измерва чрез константа на взаимодействието (свързването), която в нашия прост случай е големината на електричния заряд на частицата. Получената в резултат на квантуването на полето теория предсказва, че електрично заредените частици могат да излъчват и поглъщат фотони аналогично на класическото излъчване и поглъщане на електромагнитно лъчение. Векторната природа на полето изисква фотоните да притежават вътрешен ъглов момент (спин, равен на $1\hbar$). Нулевата маса в покой на фотоните води до изключение на трите възможни поляризационни състояния за частици със спин единица до две за реалните фотони. Последните се избират и най-удобно е като състояния с лява и дясна кръгова поляризация. Виртуалните фотони имат една допълнителна степен на свобода (свободата им в покой не е задължително нула), която може да се разглежда като състояние на поляризация, включващо надлъжна компонента на електричното поле. Надлъжна означава компонента на полето по посока на импулса на виртуалния фотон. На големи разстояния от източника обаче класическата електромагнитна вълна може да се разглежда като състояща само от напречни електрично и магнитно поле. Поради това реалният фотон трябва да има същото свойство.

9.3. Уравнение на Дирак

През 1928 г. Дирак (Dirac) написва линейно диференциално уравнение от първи ред, което описва квантовомеханично движението на частица със спин $1/2$ в съответствие със специалната теория на относителността. Решенията на това уравнение са четирикомпонентни спинорни функции и за тях може да се приеме, че описват дираково поле по същия начин, по който максвеловите уравнения описват електромагнитно поле. Уравнението предсказва наличието на магнитен момент на електрона, равен на един магнетон на Бор. Тази стойност се раз

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0,$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \left(\mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right).$$

плътността на заряда, а $\mathbf{j}$ — плътността на тока.

„микрокопични“ уравнения. „Макроскопичните“ уравнения са $\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0$ и $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, които описват взаимодействието на електричното поле с зарядите и магнитното поле с токовете. Тези уравнения са валидни за всички мащабни размери, включително и за квантовомеханичния мащаб. В квантовомеханиката електричното поле се описва с помощта на квантовата електродинамика (КЕД), а магнитното поле — с помощта на квантовата хидродинамика (КХД).

Планк (Planck) върху спектъра на излъчване на абсолютно черно тяло, на Айнщайн (Einstein) върху фотоелектричния ефект, на Комптън (Compton) върху разсейването на рентгенови лъчи от електрони са показали, че електромагнитното поле не е просто поле, а е съставено от кванти, наречени фотони. Електромагнитното поле се излъчва и поглъща от заредени частици (или неутрални обекти, които са съставени от заредени частици). Най-общо взаимодействието между електромагнитното поле и материята се описва с помощта на квантовата електродинамика (КЕД). КЕД е част от по-голямата теория на квантовата теория на полето, която описва всички фундаментални взаимодействия в природата. КЕД е част от по-голямата теория на квантовата теория на полето, която описва всички фундаментални взаимодействия в природата. КЕД е част от по-голямата теория на квантовата теория на полето, която описва всички фундаментални взаимодействия в природата.

Уравнение на Дирак

1928 г. Дирак (Dirac) написва линейно диференциално уравнение, което описва квантовомеханично движение на частици със спин 1/2 в съответствие със специалната теория на относителността. Решенията на това уравнение са четирите компоненти на спинора. Решенията на това уравнение са четирите компоненти на спинора. Решенията на това уравнение са четирите компоненти на спинора.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

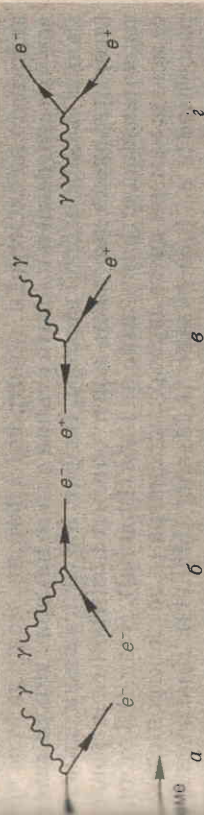
Квантова електродинамика (КЕД). Това е изцяло квантова релативистична теория, която описва взаимодействието на електрони и позитрони с електромагнитното поле.

Пренормиране. Това е процедура, прилагана към теория на квантовата електродинамика, която позволява да се избегне появяването на безкрайности в изчисленията на физични величини, които трябва да са крайни, чрез префиниране на масите на частиците и константите на взаимодействието.

решенията в квантовата електродинамика се извършват с помощта на теорията на пертурбациите. Точността на експерименталните измервания е толкова голяма, че изчисленията от първи порядък в теорията на пертурбациите са добри, но недостатъчно точни. Пресмятането от по-висок порядък обаче дават безкрайно големи стойности на резултатите. Има един лек за тази трудност на теорията и той се нарича **пренормиране**: това означава преопределяне параметрите на теорията (масата и заряда на електрона) по такъв начин, че изчисленията в който и да е порядък да дават крайни резултати. Вярно е, че пренормирането (извън КЕД) и непренормируеми теории, които описват взаимодействия с елементарни частици. В модерната квантова физика на практика обаче пренормируемостта се разглежда като съществено и неотделимо свойство на всяка теория, която има претенции да описва фундаменталните частици и техните взаимодействия. Няма да се връщаме към този въпрос освен за да отбележим възможността (или възможността) за пренормиране на разглежданите теории. Това че теорията е пренормируема теория, е твърдо доказано.

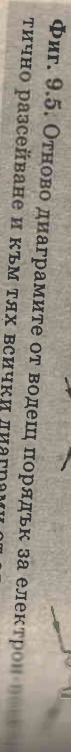
Файнманови диаграми

Диаграми нагледно представят механизма на процесите между частиците и ние ще ги разгледаме в контекста на КЕД. Основният елементарен блок се нарича връх (вертекс) и е показан на фиг. 9.1. Връховете на диаграмите представляват електрони или позитрони, а външните линии представляват фотони. Можем да дефинираме ос на времето и да дефинираме спрямо нея трите линии, както желаем — например, като показваме на фиг. 9.2а–г. Правилата за върха са, че енергията и импулсът, както и електричният заряд трябва да се запазват.



Фиг. 9.1. Основният връх на квантовата електродинамика. Линията със стрелка изобразява електрон, външната линия представлява фотон.

Фиг. 9.2. Четири примера за върхове с ориентирани във времето линии, които изобразяват някои от основните процеси в КЕД: а — излъчване на фотон от електрон; б — поглъщане на фотон от електрон; в — излъчване на фотон от позитрон; г — поглъщане на фотон от позитрон.



Фиг. 9.5. Отново диаграмите от водещ порядък за електронни
тично разсейване и към тях всички диаграмите са

Както отбелязахме в

ното еластично рассеиване.

ЗАДАЧИ

9.2. Покажете, че процесите, изобразени с диаграмите (9.1) и (9.2)

...moća uslobove,

и биорамата, която трябва да се използва първо егната и осигури

9.4. Начертателте въвежда гласарам от въвежд, порядък за прочет на прои-позитронна сфери-на изобразената на фиг. 9.3б

на $72\sigma^2/\sigma^4$ Това q зависи от

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \propto \frac{Z^2 \alpha^2 (\hbar c)^2}{q^4 c^2}.$$

тази формула може да се запише във вид

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi Z^2 \alpha^2 (\hbar c)^2}{q^4 c^2} \cos^2 \frac{\theta}{2}.$$

000 КЕД. Нека изпробваме още веднъж този подход

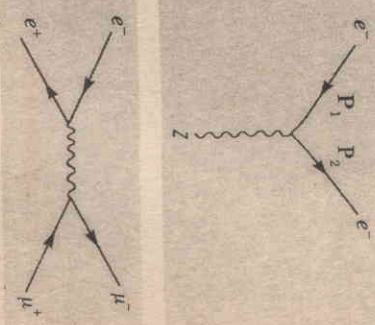
$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

QC

$$\sigma \sim \alpha^2 \left(\frac{\hbar c}{W} \right)^2,$$

тор э кциия $q^2 = (v/c)^2 - q \cdot q$.

СІМ превишава $2m_\mu c^2$, където m_μ е масата на мюона.



където W е енергията на фотона и електрона много ниски енергии (енергията на фотона $E \ll m_e W \rightarrow m_e c^2$ и

$$\sigma \sim \alpha^2 \left(\frac{\hbar c}{W} \right)^2,$$

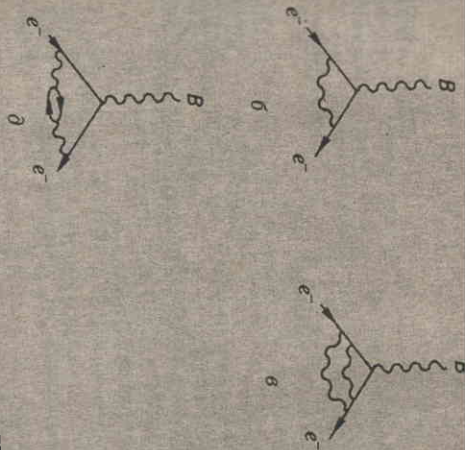
$$\sigma \sim (\sigma \hbar c / m_e c^2)^2.$$

Този тип оценки срещу трудности, когато в процеса тулален фотон. Преди малко споменахме, че електронът сега има поведение както q^{-4} , така че, ако кинематична $q^2 \rightarrow 0$ (а тя позволява), плътното сечение става Върхност експерименталното сечение няма такова поведението, когато $q^2 \rightarrow 0$, прицелният параметър на електронът зарядът на ядрото се екранира от атомните електрони (1.3). Сечението за спиралнолъчение (фиг. 9.4) има същия пак порядък наличието на виртуален фотон.

9.6. Экспериментална проверка на КЕД

Сеченията на много процеси, които могат да бъдат пресметнати с измерени експериментално. Най-общо, теорията е в добър съгласие с експеримента, макар че обикновено измерванията не могат да направят с много голяма точност поради радиационните поправки. Експерименталните ограничения. Като пример да разгледаме по-голямото на Бабб (Bhabha) (фиг. 9.3a). Фотонът в крайно състояние да се присъедини или към една от влизащите, или към една от излизащите частици. Въпреки добавянето по този начин на нов връх, ността за излъчване на нискоенергичен фотон остава много ниска — фактически сечението е разходящо и може да бъде свързано с физичен процес само при определени експериментални условия. Влиянието на тези ограничения върху измереното сечение да се оцени единствено пак в КЕД, т. е. проверяваме теорията на самата теория! Освен това експерименталните погрешности стават толкова големи, че резултатът до не по-добре от около 0,1%.

удивителна точност. Ще разгледаме един такъв експеримент и пробирим още няколко. Теорията на Дирак за електрона предсказва магнитният му момент трябва да е един магнетон на Бор. КЕД (фиг. 9.8). На това се дължи разликата му от 1, спомената в разд. Пресметнатите и изчислените стойности сега съвпадат с точност, по-от 1 на 10^{10} . Съгласно теорията на Дирак нивата $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ в атома водорода са изродени. На практика обаче те са отместени едно спрямо друго (демоново отместяване) и разликата в енергиите се предсказва от пресметнатата на КЕД. Друга област на успешно приложение на пресметането на фината и свързфината структура (фиг. 9.9).



момент на електрона. Пресмятането дава енергията на n -то поле, което тук сме означили с V_n . Диаграмата и отговаря на фиг. 1. Останалите са първите няколко диаграми в порядък. Теоретичният резултат за минималния момент в порядък.

$$(\alpha/\pi) - 0,328478966(\alpha/\pi)^2 + 1,1765(\alpha/\pi)^3 - 0,8(\alpha/\pi)^4$$

1001139652307(110).
1001139652193(10).

1596652193(10).
 Така погрешностите в последните значещи цифри. За теоретична погрешностите в оценката за приноса на ртут се дължат на неопределеност в влиянието на висок порядък, които биха могли да оказват влияние при тази степен на точност и на точността, с която знаем

[illegible][illegible]

Таблица 9.3. Някои от успехите на КЕД

Проблем	Експеримент	Пресмятане (КЕД)
Водороден атом Разцепване $2^2s_{1/2} - 2^2p_{1/2}$ (MHz)	1057,862(20)	1057,873(20)
Магнитни моменти Електрон (магнетони на Бор) Мюон (μ -магнетон $eh/2m\mu$)	1,001159652193(10) 1,001159652193(10)	1,001159652307(110) 1,001159652307(110)
Позиционни Разцепване $1^3S_1 - 1^1S_0$ (GHz) Разцепване $2^3S_1 - 2^3P_2$ (GHz)	203,3867(7) 8,6196(26)	203,381(20) 8,6252
Скорост на разпадане на свръхтяжестото 1^3S_1 (s^{-1})*	7,0314(70) · 10 ⁶	7,0368(2) · 10 ⁶
Скорост на разпадане на свръхтяжестото 1^1S_0 (s^{-1})**	7,994(11) · 10 ⁹	7,9852516(2) · 10 ⁹

* 1^3S_1 , Ps се разпада на 3γ.

** 1^1S_0 , Ps се разпада на 2γ.

Числата в скобите са оценените погрешности за всяка от величините в последните значещи цифри

троните и позитроните имат структура, което би наложило със силност силни изменения в КЕД. Днес съвпаденето на експерименталните и теоретичните резултати за взаимовлиянията показва, че ако има каква структура, то тя е на разстояние, по-малко от 10^{-18} m.

9.7. Ядрени сили

Силите, които очевидно съществуват между съставящите ядрата от са проява на взаимодействие, което сега ще започнем да изследваме. Разбира се, Франк и Търнест (фиг. 9.9) не са прави, така че общият научен резултат за ядрените сили от предните глави. Фактът, че ядрата са стабилни въпреки наличието на кулоново отблъскване на протоните, означава, че ядрените сили са по-големи от кулоновите. Раздел 4.5 и 8.1 направихме някои качествени изводи за приликите им със силите на взаимното привличане на полуметричната форма за масата. Те бяха:

1. Ядрените сили действат на разстояние около 2 ферми, т.е. са късодействащи (вж. раздел 3.1).
2. Силите се наситят. Смята се, че това е комбиниран ефект на наличието на късодействаща ($\approx 0,5$ fm) сила на отблъскване и тензорна сила (вж. раздел 9.8) и принципа на Паули.
3. В ядрата има спин-орбитално взаимодействие, което разцепва нивоестичините енергетични нива с еднакъв орбитален момент различен пълен момент j .

Нека сега разгледаме така наречените огледални ядра — два ядра с едно и също (нечетно) масово число A , но броят на протоните и неутроните в едното ($Z, N=A-Z$) е равен на броя на неутроните и протоните в другото ($Z'=N, N'=Z$). Примерът на фиг. 9.10 показва енергетичните нива до 8 MeV за две огледални ядра: ^{10}Be и ^{10}Li . Близостта, както и качествената, така и количествената, на енергетичните нива води до важно следствие: и двете ядра имат един и същи брой неутрон-протонни двойки (np), но ^{10}Li има 3 pp и 6 nn двойки.

Като на-
пример как
можеш да
кажеш кога
точно е
полунощ.

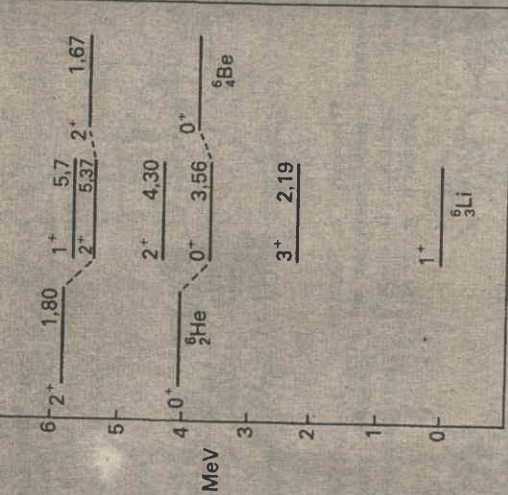


Просто е. Защо-
то Земята е
кръгла, а възду-
хът е плосък.



Ф. Франк и Търнест обсъждат някои научни проблеми, включително кръговата свързва неутроните и протоните в ядра.

ти еднаквостта в структурата на нивата означава, че силите между 2 неутрона са еднакви със силите между 2 протона. Това дава зарядовата симетрия. Забележете, че това подобие на нивата не дава никаква информация за силите между протон и неутрон. Сета разглеждаме триплета от ядра: ^3He , ^3Li , ^3Be . Според сло-
жените тези ядра имат съществена с двойно запълнен слой (1^1S_0) на ядрените нива. На фиг. 9.11 са показани енергетичните нива за тези три ядра, където се вижда, че формираните в ^3He и ^3Li са тези с тези в ^3Be и с някои от нивата на ^3Li в един и същи енергетичен интервал. Ако разгледаме пространствено-спиновата в-
заимодействие на двата допълнителни нуклеона, тя може да б-
ва симетрична или антисиметрична спрямо разменен координатите на нуклеона. Тя трябва да е антисиметрична в случаите на ^3He и ^3Li ,
и комбинации. Съвпаденето на нивата означава,
между два нуклеона в две различни ядра са едни и същи, с
нуклеона имат една и съща външна функция — както
ма антисиметрична външна функция на допълнителните д-
ва нуклеона в разглежданите три ядра. Това е проява на зарядово-
симетрия. Несъпаданите състояния в ^3Li имат симетрични в-
заимодействие. Функции за pp -нуклеонната двойка над затворената сърце-
ва нива няма pp - или nn -аналози и следователно има друга стр-
ктура на енергетичните нива. Ясно е, че изискването за заряд-
симетрия е по-силно от това за зарядова симетрия и го съд-
ържа себе си.



Фиг. 9.11. Основното и първите няколко възбудени състояния за три изобарни ядра с $A=6$. За нукла на масата и на ядрото ${}^6\text{Li}$. Вижда се аналогията между състоянията в трите ядра.

възбудени състояния енергетичните нива на масата и на ядрото ${}^6\text{Li}$. Числата до енергията на възбудените ядра е очевидно.

рните заключения направихме въз основа на качествено не на енергетичните нива. Съществуват обаче и по-строги и на зарядовата независимост, които показват, че с точност около процента тя съществува. Физичната причина за зарядовата независимост сега се свързва с независимостта на силите между нуклеоните от техния „аромат“ (вж. раздел 10.11).

ващането за зарядова независимост води до идеята за изотопен спин. Неговото въвеждане открива свършено нови възможности, които ще използваме в раздел 10.11. Следващата логика е да разгледаме проявите на ядрените сили в системата, състояща се от само два нуклеона. Имаме три възможности за избор на ядро: протон-протон, протон-неутрон, неутрон-неутрон, което всяка двойка може да е в състояние или свързано или несвързано състояние.

Съществуват на практика. Съществува само една свързана система от неутрон и протон (деутрон, символ ${}^2\text{H}$ или d). Несвързаните системи могат да се изследват в неутрон-протонно и протон-неутронно разсейване. Неутрон-неутронно разсейване може да бъде изследвано само непряко или при условия, които обикновено са експериментално.

то означава, че ще разгледаме деутрона. Енергията му на свързване е $2,22 \text{ MeV}$, а пълният ъглов момент (ядреният спин) е 1 . Известно е, че той е четна частица (обикновено записваме ${}^2\text{H}$ с четност като $J^P=1^+$). Какъв е смисълът на тези факти при разглеждането на вълновата функция на деутрона?

Вълновата функция на системата от две частици описва тяхното движение в пространството. За да се даде обща картина на разстоянието между неутрона и протона, полярния и азимутния ъгъл на правата, която ги свързва. Трябва да бъде зададена една величина — относителният орбитален ъглов момент (число l). Спините на двата нуклеона се събират и могат да бъдат събрани или триплетно по пълния спин състояние (квантово число $S=0$ или 1 съответно). Орбиталният и пълният спини ъглов момент се събират векторно и дават пълния ъглов момент J . Кое да е квантовото число J може да бъде описано чрез спектроскопските означения ${}^{2s+1}L_J$, където $L=S, P, D, F, G, \dots$ е за $l=1, 2, 3, 4, \dots$ съответно. Забележете, че за деутрона имаме думите *пълен спин* за векторната сума на спините на протона и неутрона. Векторната сума на пълния спин и на орбиталния ъглов момент се нарича *пълен ъглов момент* и представлява *ядреният спин* на ядрото, в нашия случай — на деутрона.

Състоянията на деутрона 1^+ означава, че неговата вълнова функция е S или 3D_1 , или суперпозиция от двете. Тя е симетрична. Деутронът е свързано състояние, ни кара да погледнем и за неговите pp и nn : след като pp може да даде свързано състояние, nn не дават? Най-напред тези двойки не могат да са в 3S_1 или ${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2$ и др., но въпреки това свързани състояния на pp и nn съществуват. Разглеждайки само S -състоянията, виждаме, че свързаността на два нуклеона е свързана, докато 1S_0 не е. Веднага става ясно, че ядрените сили зависят от спина, т. е. различни за синглетно и триплетно състояние и в първото от тези състояния привличането е по-слабо. Ако си припомним определеното за зарядовата независимост, ще видим, че в случаите pp , pp и nn силите са еднакви и същи в антисиметричното състояние 1S_0 . Съществува само на едно двунуклеонно свързано състояние — деутрона, което е идеята за зарядова независимост, т. е. силите могат да са еднакви, защото състоянията — симетричното 3S_1 и антисиметричното 1S_0 са различни.

Деутронът има магнитен момент $0,8574$ ядрени магнетона. Това е много по-малко от магнетона на протона, колкото се получава ($0,8797$), като се съберат магнетоните на протона и неутрона с $-1,9128$ на неутрона. Такова събиране е правомерно в 3S_1 -състоянието. Деутронът има също положителен електричен квадруполен момент, който е следствие от издължена форма (деформация) на ядрения заряд. Подобна деформация може да съществува в чисто 3S_1 -състояние, а изисква примес от 3D_1 -състояние. Количествените оценки показват, че коефициентите на деформацията 3S_1 и 3D_1 , с които те влизат във вълновата функция, са около $0,98$ и $0,02$ съответно, така че вероятността да намерим деформация в 3D_1 -състояние е около 4% . С такава добавка предсказването на магнитен момент е по-близко до измерената стойност, отколкото ако имаме само 3S_1 -състояние за деутрона.

Деутронът е централна сила в основното състояние на деутрона не може да бъде добавка 3D_1 към преобладаващото състояние 3S_1 , поради което принудени да търсим друга компонента — тензорната компонента. В текста към фиг. 9.12 показваме както квантовомеханичната форма на потенциал, така и неговия класически аналог.



$$U = \frac{-p_1 p_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \{2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi\}$$

$$= \frac{-1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left\{ \frac{3(p_1 \cdot r)(p_2 \cdot r)}{r^2} - p_1 \cdot p_2 \right\} \quad U = f(r) \left\{ \frac{3(S_1 \cdot r)(S_2 \cdot r)}{r^2} - S_1 \cdot S_2 \right\}$$

Фиг. 9.12. Възможно разположение на два електрични дипола p_1 и p_2 и формули за потенциалната енергия в този случай (а). Ъгълът ϕ е азимуталният ъгъл между равнината, съдържаща p_1 и r , и тази, съдържаща p_2 и r . На фигурата този ъгъл е нула и не е означен. Два нуклеонни спина S_1 и S_2 разположени същия начин, както в случая а, и формула за потенциала между тях (б). Матричният $f(r)$ отчита неизвестната радиална зависимост, докато ъгловите членове и в двата случая са едни и същи. Забележете обаче, че ядрената тензорна сила не може да има нито електричен, нито магнитен произход — нуклеоните не са практически измерим електричен диполен момент (вж. раздел 8.8), а магнитният им момент (както и разумеен по стойност електричен диполен момент, беше възможен) поражда тензорна сила, много по-малка от наблюдаваната действителност ядрена тензорна сила.

— потенциал, който съществува между два електрични дипола. Лесно се вижда, че в двата случая не е насочена по правата, свързваща центрите на диполите, и зависи не само от разстоянието между тях, но и от ъглите между диполите (електричните диполи) и тази права.

Много изследвания са посветени на деутрона и неговата ъглова функция. За съжаление въз основа само на неговите физични свойства не могат да се определят еднозначно параметрите на потенциалната функция между нейтрона и протона в свързаното им състояние.

9.9. Несвързана система от два нуклеона

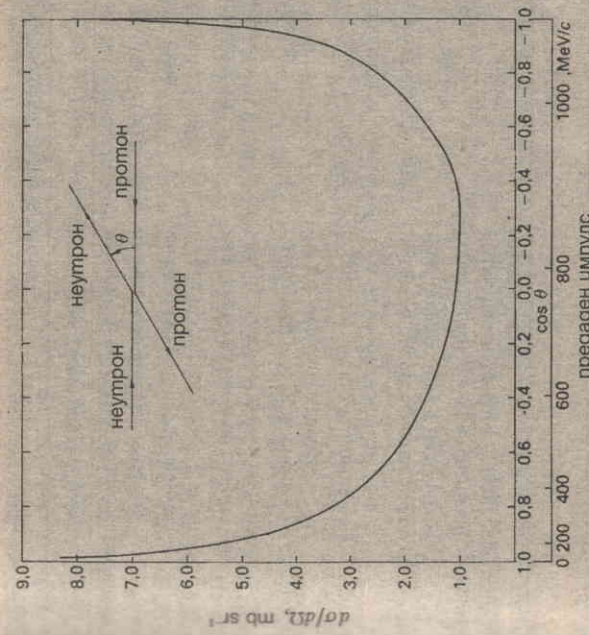
Сега ще се занимаваме предимно с разсейване. Съществуват данни за еластично pr -разсейване на нейтрони с кинетична енергия от 0 до 10 MeV, от електронволта до много гигаелектронволти. Нискоенергийните протони (<100 keV) не проникват достатъчно дълбоко във веществото, за да са възможни експерименти по разсейване, така че данните за pr -разсейване има само за кинетични енергии над неколкостотин MeV. Едно усложнение и в двата случая е, че при енергии над около 240 MeV се появява вероятност за нееластично разсейване, при което се раждат π -мезони (вж. раздел 10.2).

Какво съдържа данните? При енергии под прага за раждане на π -мезони разсейването е еластично и интересните величини са

- 1) пълното сечение,
- 2) диференциалното сечение на еластично разсейване,
- 3) величини, свързани с разсейването на нуклеони с поляризовани спинове от нуклеони.

В този уведен курс нямаме възможност да изследваме горните величини по-задълбочено. Ще споменем обаче накратко как се анализират данните. Несвързаните двунуклеонни състояния в случая на свързани

и не свързани състояния се наричат **парциални вълни** и с всяка вълна е свързана различна съвкупност от стойности на l , s и j . Вероятността за измерим двата нуклеона на разстояние един от друг, по-малко от размера на действието на ядрените сили, намалява бързо с увеличаване на l , а при фиксирано l расте с нарастване на енергията. Следователно при фиксирана енергия само ограничен брой парциални вълни с $l=0$ и $l=1$ се повлияват от ядрените сили. С нарастване на енергията, когато този брой расте. Това е фактически друга проява на бариерата, която се на ъгловия момент (раздел 6.4) — колкото l е по-голямо, толкова по-голям импулс е необходим, за да се приближи взаимодействащите си частици на разстояние в обсега на ядрените сили. Най-важните анализи на данните предполагат различни потенциални за парциална вълна, като видът им се избира от теоретични съображения (вж. следващия раздел). Освен това съществуват експериментални указания, че ядрените сили имат твърда сърцевина на отблъскване с размер около 0,5 fm (раздел 8.11). Параметрите на потенциалите се подбират така, че да бъдат описани всички налични данни по отношение на ъгловия момент, както и свойствата на деутрона. Това е амбициозна програма.



Фиг. 9.13. Диференциалното сечение за еластично разсейване в зависимост от ъгъла на разсейване в СИМ за еластично разсейване на нейтрони с енергия 630 MeV от протони. Наблюдава се силен пик на разсейване напред и следващо бързо намаляване на сечението до ъгли от около 60°, което е проявление на увеличаващата се неспособност на ядрените сили да предават ъглова функция се импулс. След около 120° сечението отново нараства, въпреки че тук предаденият импулс е дори по-голям, ако нейтронът и протонът имат еднаква своята идентичност. Но ако ядрените сили могат да обменят заряд, то тук може да има привидно голям ъгъл на разсейване, без предадения импулс да е голям, и тогава сечението ще е голямо. Скалата на предадения импулс е дадена под абсцисата.

Показаната крива е гладка апроксимация на данните, които имат случайни разпределени систематични грешки и поради това кривата има само илюстративен характер. (Амаглобели и Казаринов (Amaglobeli, Kazarirov), 1960).

НИЦИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

на сила. Нецентрална сила на нуклеона (вж. фиг. 9.12).

ни вълни. Вълновата функция, описва състоянието на две частици, може да бъде представена като суперпозиция от собствени функции на операторите L^2 , J^2 и собствените функции се наричат парциални вълни.

и сили. Те са свързани с взаимното действие между две частици, които го разменя местата на частици или на някои от техните характеристики, например спин или заряд. Да не се бъркат с механизма за бозонен обмен, макар че и той може да бъде причина за (силу).

Теория на Юкава

1934 г. Хидеки Юкава (Hideki Yukawa) открива, че силите между нуклеона могат да бъдат резултат от обмен на масивен бозон в тях. Обменът на безмасов бозон между заряди предизвиква електричеството, а обменът на бозон с маса m предизвиква обменването на потенциал между тях, подобен на кулоновия, съвместимост от разстоянието $1/r$. Обменът на бозон с маса m би довел до експоненциално намаляване на потенциала от типа $\exp(-mcr/\hbar)/r$. Доста опростен аргументация на това твърждение е дадена в табл. 9.5. Юкава, че радиусът на действие на ядрените сили е около 2 fm , може да предсказва бозон с маса m , определена от $\hbar/mc = 2 \text{ fm}$, т. е. $100 \text{ MeV}/c^2$. Той предсказва също, че:

този бозон би могъл да се роди като реална частица при нуклеон-нуклеонни сътръкновения с достатъчно висока енергия; той би взаимодействал лесно с нуклеоните и следователно би имал голямо сечение за разсейване и поглъщане от ядрата; би могъл да бъде виртуално междинно състояние при разпада на неутрона.

$$n \rightarrow p + B^- \quad \begin{cases} \text{---} \\ \text{---} \end{cases} \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e.$$

Свойство	Експериментално потвърждение
1. Силни	Ядра са стабилни въпреки наличието на кулоново отблъскване
2. Зависят от спина	съществуват свързано състояние 3S_1 на два нуклона, но няма състояние 1S_0 наличието на ненулев електричен квадруполен момент на деутрона
3. Съдържаат тензорна компонента	наблюдават се отклонения от рудерфордовата формула за разсейване
4. Късодействиещи	победило в структурата на енергичните нива на изобарните леки ядра
5. Зарядово независими (което включва зарядовата симетрия)	пътят за разсейване назад при еластичното неупрон-протонно разсейване
6. Проявяват обменни свойства	почти постоянната дълготност на ядреноло взаимодействие за цялата периодична система на елементите
7. Насищат се	

9.5. Разгледайте система от два неидентични фермиона със спин $1/2$. Посочете всички състояния, които са собствени състояния едновременно на оператор L^2 , S^2 и J^2 (do! = 3 kп), и запишете спектроскопските им означения. За всяко състояние намерете стойностите на J^2 , което P е чепността, и симетричната на възбудеността. Докажете, че J^2 , J_z и S_z са единствените състояния с $J^2 = 1^+$.
Всички тези състояния са реални.

само положнатата са възможни за системата от неутрон и протон, голяма част от системите са възможни от два неутрона или два протона. Премахването на

9.6. Използвайте познанията си по електростатика и покажете формулата фиг. 9.12 за общата потенциална енергия на два електрични дипола. Изберайки произволни стойности за θ_1 , θ_2 и φ , покажете, че силата, действаща върху дипола, не е насочена по правата, свързваща центровете им.

би се разпадал по този канал (на e^- и $\bar{\nu}_e$).

би се разпадал по този канал (на e^- и $\bar{\nu}_e$).

този бозон би могъл да се роди като реална частица при нуклеон-нуклеонни състикования с достатъчно висока енергия; той би взаимодействал лесно с нуклеоните и следователно би имал голямо сечение за разсейване и поглъщане от ядрата; би могъл да бъде виртуално междинно състояние при разпада му на неутрона.

Функция на потенциал от типа $\exp(-mcr/\hbar)$. Доста опростено е увеличаване на това твърдение и дадена в табл. 9.5. Юкавава твърди, че радиусът на действие на ядрените сили е около 2 fm , т. е. че пренасква бозон с маса m , определена от $\hbar/mc = 2 \text{ fm}$, т. е. $100 \text{ MeV}/c^2$. Той предсказва също, че:

1934 г. Хидеки Юкава (Hidēki Yukawa) открива, че силите между нуклеона могат да бъдат резултат от обмен на масивен бозон (мезон) в тях. Обменът на безмасов бозон между заряди предизвиква потенциал на потенциал между тях, подобен на кулоновия, съвместяването на потенциал бозон с маса m би довел до разстояние $1/r$. Обменът на бозон с маса m би довел

Теория на Юкава

Таблица 9.5. Хипотеза на Юкава и релуус на грейтвие на ядрените сили



Хидеки Юкава (1907-1981)

Бозон с енергия E , импулс $\mathbf{P}$ и маса m удовлетворява равенството

$$E^2 - \mathbf{P} \cdot \mathbf{P} c^2 = m^2 c^4.$$

Камо извършим замяните $E = +i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ и $\mathbf{P} = -i\hbar \nabla$ и прудагем на горното равенство смисъл на оператор, грейтвиец върху бълновата функция ψ , получаваме

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \hbar^2 c^2 \nabla^2 \psi = m^2 c^4 \psi.$$

При $m=0$ и подхогяща калибровка това бълново уравнение се удовлетворява от електричния потенциал ϕ (уравнение (3.2)), а в статичния случай се удовлетворява и електростатичния потенциал на точков заряд. При $m \neq 0$ статичното уравнение е

$$\nabla^2 \psi = \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi$$

с решение

$$\psi = \frac{1}{r} \exp \left(-\frac{r}{a} \right), \quad a = \frac{\hbar}{mc}.$$

Този резултат може да се интерпретира в следния смисъл. Бозонният потенциален нуклеонен източник се изменя по този начин с разстоянието и следователно потенциалът между нуклеоните има същото поведение. Така релуусът на грейтвиец оказва краен, камо

$$a = \text{релуус на грейтвиец} = \frac{\hbar}{mc}.$$

Ако $a=2 \text{ fm}$, то $m=100 \text{ MeV}/c^2$.
По-отрог извод на този резултат е даден в Кане (1987).

наблюдения става пълно. Намерени били също и косвени свидетелства за съществуването на неутрален мезон, разпадащ се на фотони. Последвателно откриването на пиона години започват да работят учениците на частици до високи енергии и става възможно образуването на разглежданите частици в лабораторни условия. В табл. 9.6 дадени свойствата им, включително и на открития през 1950 г. пион.

11.4. Откриването на мезона на Юкава. Микрофотографията на един тип, наблюдаван от Пауъл и Стивънс, е показана на фиг. 11.2. Тя е получена от косвените разпада на пиона $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (Powell, 1950).

Видът на разпада на пиона е показан на фиг. 11.2. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват.

Видът на разпада на пиона е показан на фиг. 11.2. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват.

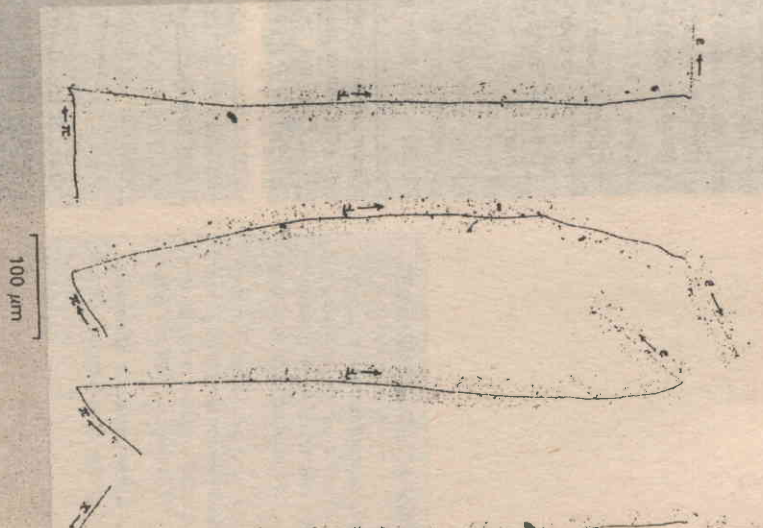
Видът на разпада на пиона е показан на фиг. 11.2. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват.

Видът на разпада на пиона е показан на фиг. 11.2. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват.

Видът на разпада на пиона е показан на фиг. 11.2. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват.

$$U(r) = \left(\frac{g^2}{4\pi r} \right) \exp(-mcr/\hbar).$$

Видът на разпада на пиона е показан на фиг. 11.2. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват.



Събитията от разпада на пиона са отрисувани на фиг. 11.2. След нормалния процес на фотографско проявяване се образува следа от зрънцата метално сребро с разстояние 1-2 μm . Плътноста на зрънцата по траекториите на разпадащите частици е почти пряко пропорционална на плътността на заредената частица през емоулицията прави минаването на заредена частица по пътя и способни да образуват от сребърни халогениди по пътя и способни да образуват.

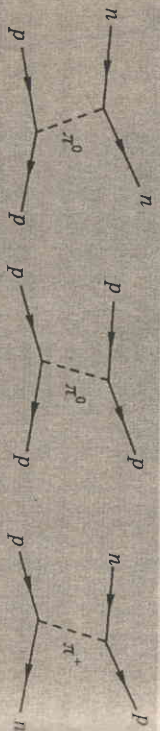
Таблица 9.6. Основни свойства на пионите и мюоните

	Пиони			Мюони		
Заряд	π^+	π^-	π^0	μ^+	μ^-	
Маса в покой	$\overbrace{+1}^{-1} \quad 139.57 \text{ MeV}/c^2$		0	$\overbrace{+1}^{-1} \quad 105.66 \text{ MeV}/c^2$		
Спин	0		0	$1/2$		
Средно време на живот в свободно състояние	$2.60 \cdot 10^{-8} \text{ s}$		$8.7 \cdot 10^{-17} \text{ s}$	$2.20 \cdot 10^{-6} \text{ s}$		
Особен канал на разпадане	$\mu^+ + \nu_\mu$	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$\gamma + \gamma$	$e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	

Въпреки че каналите на разпадане са различни, смятаме протекта пиона за три различни проявления на бозона на Юкава.

Моонът се свържи освен при разпадането си точно като тежък електрон.

Чертичките и инектите, които различават различните типове неутрина, излизат при разпаданятията на пионите и мезоните, ще бъдат описани в разрез с 12.3. Разбира се, всички разпадания, които включват неутрино, са свързани изобитно с β -разпадане, както ще видим по-късно.



Фиг. 9.15. Файнманови диаграми за някои от механизмите на обмяна на пиони. Забележете повната отново на триприменен връх с два фермиони един бозон. В диаграмата с обмен на заряд даги ще е т' в еднага посока, к' в другага не е съществено, така както не е съществена подредбата времето на върховете (вж. текста под фиг. 9.3).

нуклеоните. Само ограничен кръг от тези варианти са приемливи — свойство, което се смята основно поради важността на КЕД. Но по-важен проблем е, че количествените пресметания са много успешни. Причината е отчасти във високата стойност на константата $g^2/4\pi\hbar c$. Успехът на КЕД, както беше отбелязано в раздел 9.4, се дължи главно на малката в сравнение с единичността на α — константата на фината структура, което прави изчисленията с теория на пертурбациите обзорими. Стойността на α — константата на връзката не дава възможност за смислени пресметания с теория на пертурбациите — следващият водещия порядък, дава поправки, които са по-големи от първия порядък, и т. н. ! Опитите да се пресметне сечението за нуклеонно разсейване дават безнадеждно неправилни резултати, сравнени с данните от експериментите на новите за онова време ускорители.

Въпреки трудностите с количествените пресметания хипотезата Юкава повлиява значително методите за анализ на нуклеон-нуклонно разсейване с използването на потенциали. Формата и природата тези потенциали много силно се влияват от идента за обмен само на пиони, но и на по-тежки бозони като ρ и ω например (разд. 10.4). При разстояния, по-големи от 1,5 fm, нуклеон-нуклеонното взаимодействие се влиява от обмен на пиони и по-големи бозони.

и разлюблил последният се уред.

нататък пътят за преодоляване на трудностите пред идеята на минива през изследване свойствата на пионите и по-специално взаимодействието с нуклеоните и с другите пиони. Това става чрез измерванията на еластично разсейване на пиони от нуклеони и несееченията на еластично разсейване на пиони от нуклеони и различаване свойствата на вторичните частици, образувани при еластично разсейване на пиони и нуклеони от нуклеони. Изследването доведо до откриването на много нови частици и до пъстронасценения за структурата на нуклеоните. Това е вече областта на физиката на елементарните частици, в която ще навлезем със следващата глава. Възниква нова гледна точка — нуклеоните, пионите, спонтанно потегжи бозони и новите частици се оказват свързани съществено на кварки и антикварки. Силата, която ги свързва, се дължи главно на глюони. Това поставя ядрените сили по отношение на ролята на глюони. Това поставя ядрените сили по отношение на ролята на глюони. Това поставя ядрените сили по отношение на ролята на глюони.

Кварки, глюоны и КХД

полюването на вниманието ни с въвеждане на кавриците и глупостите, които биха трябвало да ни попречат да оценим важността на идеята за единство на природата и огромното ѝ влияние върху разбиранията за явленията на елементарните частици. Пионърът не е този фундаментален, който Юкава е имал предвид, но концепцията за обмен на кванти се реализира в съвременните теории на калибровъчните взаимодействия, каквито са например глюоните (вж. раздел 9.11).

10-те видим, че съществуват няколко различни типа кварки и лептони, дефиниран чрез няколко известни квантови числа, може да се каже от трите възможни стойности на ново квантово число, наречено фундаменталният принцип, който лежи в основата на квантовия динамик, е, че полегата, описващи кварките, трябва да бъдат криволинейно инвариантни. Следствие от този принцип е, че трябва да съществуват (в този случай осем) безмасови бозони със спин 1, които взаимодействат с кварките и обуславят силите между тях са глупосте. Освен това цветът се запазва и теорията е калибровъчна. В действителност това е разширение на съществуващата теория. Като цяло отношението на тези теории за квантуване на материята и златова частичките, които се появяват, се наричат калибровъчни теории.

Към този въпрос ще се върнем в раздел 13.4.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВ

Кварки и антикварки. Фермиони и антифермиони със спин $1/2$, се смята, че са съставните адроните (вж. раздел 10.3).

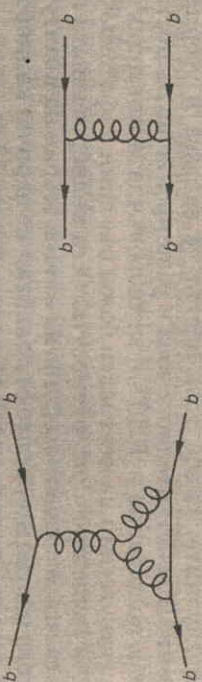
Глюони. Бозони със спин една, то посредством обмена си осигуряват силите между кварките (вж. раздел 10.7).

Квантова хромодинамика,
взаимодействията между к
глюоните.

и антикварките от агрономи". Това е понятието, въвеждащо с наблюдението, че не е да се отгледат (освободят) и антикварките от агрономи.

Кварк-кварковото взаимодействие се осъществява чрез об-
глюони, както е показано на фиг. 9.17. Смята се, че друго следва
от структурата на КХД е, че централната част на потенцияла ме-
два кварка расте неограничено с разстоянието между тях, то-
свава невъзможно да се разделият свързаните кварки. Казва се
са **ограничени** (confined) или „заточени“. Една недотам доб-
логия е пружината: потенциялната ѝ енергия расте с увелича-
на дължината ѝ. Краищата на пружината представляват квар-
самата пружина — глюонното поле между тях. Ако пружината
растателно дългокова, че да се скъса, се образуват два нови кра-
не се появяват единични свободни краища! Веществото, от което
изградени ние и заобикалящата ни среда, изглежда, не съ-
свободни кварки. Фактът, че кварки не са наблюдавани и при
можно най-високоенергетичните сътъкновения, по всяка вероят-
се дължи на кварковото „заточение“ (ограничение). Повече по-
въпрос ще говорим в раздел 10.9.

Фиг. 9.16. Основните върхове на квантовата хромодинамика: а — кварк-глюон; б — глюон-глюон-глюон; в — четири глюона



Фиг. 9.16. Основните върхове на квантовата хромодинамика: *a* — кварк-глюон; *b* — глюон-глюон-глюон; *в* — четири глюона

Фиг. 9.17. Две файнманови диаграми, които представят взаимодействието между два квапка

ме се, че последният раздел е разширил познанията на читателите за ядрените сили. В него въведохме пионите и споменахме, че те са свързани с по-тежките от пиона бозони, които могат да участват в ядрените сили, и че всички тези частици трябва да се раждат лесно при енергетични сътрясвания. Ядрените сили се оказват част от по-голямата картина на взаимодружество между много различаващи се елементи на материята.

То се нарича силно взаимодействие, а частиците, които участват в него, се наричат адрони. Очаква се, че адроните са изградени от кварки и антикварки, в което ще се убедим по-късно. Този раздел определя и размерите им — около 1 fm . В раздел 3.2 споменахме, че електроните, както и позитроните, муонните и неутриното, не изпитват силно взаимодействие. Те се наричат лептони.

Никога изглежда, че те са точкови частици. Въпреки това, когато говориха да обележим, че по-тежките бозони, за които споменахме в началото на тази глава, са свързани с ядрените сили, не са глупост да ги наречем ядрени бозони.

Ведени в последния раздел.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

изпадане е проява на слабото взаимодействие. Наречено е общото, както ще видим в раздел 12.11, ефективната сила на μ е много малка.

тата му е 10^{10} Мах/а.

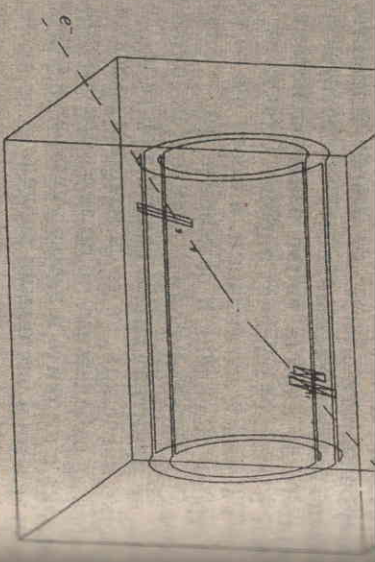
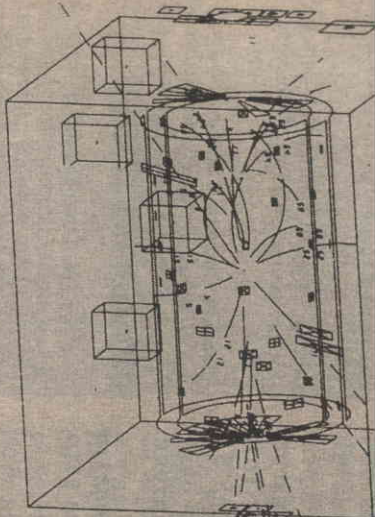
Ато през 1933 г. Ферми разглежда β -разпадането, той се во-
аналогията с електромагнитните явления: ако ядрото може
и излъчва фотон при γ -разпадането, защо то да не може
една електрон и неутрино, ако енергията позволява? Из-
айки се с езика на фийнмановите диаграми, в неговата теория
сон се трансформира в протон и излъчва система $e^- \bar{\nu}_e$ в един
върх (вж. фиг. 9.18). Теорията се съгласува с данните за β -
ането, ако силата на връзката се определя от константа
 $1.436 \cdot 10^{-62} \text{ J m}^3$, константата на Ферми. Макар че тази теория
аното успехи, тя е неудовлетворителна от теоретична гледна
защото въпреки че във водещия порядък пресметанията са
ни, в следващия порядък се получават разхождащи резултати.
тата се оказва непреодолима. (Вж. раздел 12.11 за една дру-
ност на този проблем.)

способност на ози преносители, които опитите да се предположат горните трудности се предполага, че трябва пренасигел на слабото взаимодествие. Причина за това е движението на Юкава за ролата на негови бозон в разпадането на протона, въпреки че новият преносител би трябвало да е много по-тежък от пиона. Тази идея само премества симптомите на болестта на физиката към по-високите енергии и към други обстоятелства. Изходността се намира с налагане на изискването към полетата, асимптотично поведение на преносителите и на фермионите, с които те описват взаимодействието на преносителите инвариантно подобно на КХД. С това проблемите се решават и теорията става прецизна. Това решение на проблема е толкова убедително, че Нобеловата награда е присъдена на Глешоу (Glashow), Уайнберг (Weinberg) и Салам (Salam), чиито независими работи довеждат до него, дори

Агрон. Оби
които изп
мбве.

Лелмон. С
ну, зареде
изпитват
табл. 12.1)

Фиг. 9.1
β-разпад
нен врьх



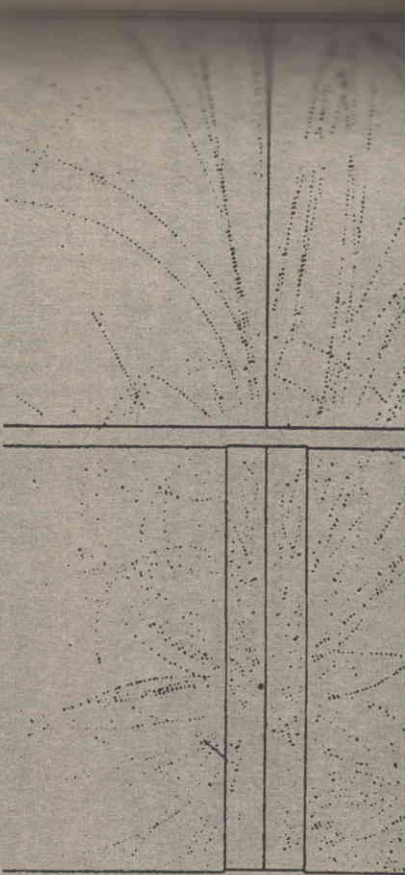
Фиг. 9.19. Откриването на Z^0 . Компютърна реконструкция на събитие $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, наблюдавано на експерименталната апаратура UA1 на ускорителя с насрещни снопове от протони и антипротони в CERN. Протонният синхротрон за енергия 400 GeV на Европейския център за ядрени изследвания (CERN) е видоизменен да работи като натрупващ пръстен за протони с енергия 270 GeV, въртещи се в една посока и антипротони със същата енергия — в другата. Две места от пръстена са съоръжени за наблюдаване на стълкновенията между p и $\bar{p}$. Пълната енергия на тези стълкновения в СЦМ е, разбира се, 540 GeV, доста по-висока от правовата за раждане на Z^0 и $W^\pm$ в свободно състояние. При повечето от взаимодействията се раждат две струи от адрони (главно пиони), концентрирани в посоките напред и назад спрямо оста на стълкновение поради малкия предаден импулс. Тези адрони са резултат от кварковата фрагментация (вж. раздел 10.9) след взаимодействието с малък предаден импулс между кварките и глюоните от протона с антикварките и глюоните от антипротона. Рядко при някои от стълкновенията се раждат реален W или реален Z^0 , които се разпадат. Един от възможните канали на разпадане на Z^0 е

$$Z^0 \rightarrow e^+ + e^-.$$

Това води до появата на две високоенергетични частици често дъстици под големи ъгли и разлечаващи се дъстици от фрагментационните адрони. Електроните (и позитроните) се идентифицират лесно и след като импулсите се определят по закривяването на траекториите им в магнитно поле, е възможно да се изчисли масата на родителната частица, ако те са продължат на двучастично разпадане. (Вж. фиг. 2.7 за друг пример на прилагането на подобен метод.) В (a) е показана компютърна реконструкция на много следи на заредени частици и на сигналите калориметъра (раздел 11.2) за едно събитие. Ако се следят следите и сигналите в калориметъра от частици напречен импулс, по-малък от 2 GeV/c, остават следите само на елин електрон и елин позитрон, както е показано в (b). Характеристиките на тази двойка се съгласуват с хипотезата, че те произхождат от разпадането на частица с маса около 90 GeV/c². Множество такива бития позволяват недвусмислената идентификация на разпадането и разпадането на очаквания Z^0 . (UA1 Collaboration, 1983b.)

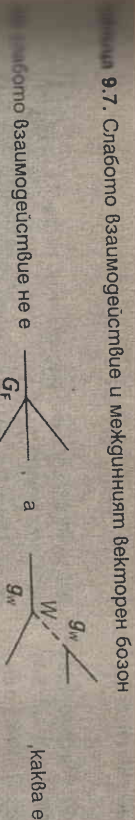
ци. Нобелова награда е дадена по-късно и на Рубиа (Rubbia) и Ван Меер (van der Meer) за изследвания, които довеждат до наблюдаването на тези носители. Така че има две линии на развиги и тази главна масата да изложим накратко изградената теория, докато експерименталните резултати са описани и илюстрирани на фиг. 9.19 и 9.20 (всичко и фиг. 12.8.).

Преносителите са три калибровъчни бозона: W^+ , W^- и Z^0 , и за тяхното действие конструираме два основни върха, показани на фиг. 9.19. Както и при върховете в КЕД, и тук има две фермионни рамена и съответно. В случая на КЕД се подразбират негласно, че взаимодестватият фермион не се променя, изменят се само енергията и импулсът му. Забележете, че върхът W свързва два различни фермиона



Фиг. 9.20. Тази фигура показва компютърна реконструкция на друго събитие от експеримента UA1. Реконструкцията на фиг. 9.19 показва следи, наблюдавани във външната част на детектора, а тази фигура показва следи конструирани във вътрешния детектор. Имало се и раждането на W , и то с вероятност, сравнима с тази за Z^0 , но очакваните канали на разпадане не са били ясно сигнатурни, както канала e^+e^- за Z^0 . Единият на разпадане $W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ или за противоположния заряд — $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Това означава появата на високоенергетичен електрон и неутрино. В показаната реконструкцията на фиг. 9.20 е показан електрон, означен на фигурата с e^- , и неутрино, означено с ν_e . Такава са битията. В такива събития

появяват се повече на фотона и неговият връх свързва два идентични фермиона или фермион и антифермион. Има и друга разлика: тъй като и двете маси M_W и M_Z са много по-големи от m_e и m_μ , възможно е трите линии на върха да представят реални частици (разширете раздел 9.1 с доказателството на това твърдение). Няма разгледаме диаграмите за разпадането на неутрона на фиг. 9.18 и 9.22. В теорията на Ферми амплитудата за процеса на фиг. 9.18 е пропорционална на G_F , амплитудата на процеса, показан на фиг. 9.22, е пропорционална на G_F и множител $(M_W^2/c^2 - q^2)^{-1}$ за разпадането на виртуалния W от връх до връх. Тук M_W е масата на W , а q е релативистичният четириимпулс, пренасян от W до e^- на фиг. 9.6). При β -разпадането $|q^2/c^2|$ е малко (≤ 1 MeV²), така че при $M_W^2/c^2 \gg |q^2/c^2|$ бихме очаквали $G_F \approx g_W^2/M_W^2$. Появява се известен факт: ако $g_W^2 = e^2/e_0$ (e е зарядът на електрона), при 90 GeV/c² ще се получи известната от експеримента стойност G_F . Това положение е представено в табл. 9.7. Така че става възможно обединение с електромагнитните явления и това обединение се съпровожда на модела на Глешоу, Уайнбърг и Салам. Теорията съдържа параметър, ъгъл на Уайнбърг θ_W , който тя не може да предскаже. Масите на Z^0 и W обаче и константите на свързването с всеки вид от фермионите се пресмятат от експериментално



измерените стойности на e , G_r и θ_w . Предсказанията за маси широчините са дадени в табл. 9, 8. В същата таблица и в табл. 1 са представени измерените стойности на тези величини.

Това е така наречената **електрослаба теория**. Изграждането на тази теория, експерименталното наблюдаване на бозоните W^+ и W^- , откриването на процесите, дължащи се на Z^0 , ще останат като по-рически жалони във физиката на елементарните частици. Теорията обаче има някои свойства, които показват нейната непълнота и тя не може сама да обясни всичко. Читателят сигурно вече е забелязал една трудност: калибровъчната инвариантност изисква безмасови калибровъчни бозони, докато W и Z^0 са две от най-тежките елементарни частици. Въпросът „Откъде се появява θ_w ?“ е също още един. Българът се смята свързан с механизма, който дава маси на W и Z^0 . Този механизъм се основава на постулираното съществуване на най-малко един масивен бозон със спин 0, наречен **бозон на Хигс**, H . Хигс (P. W. Higgs) предлага механизма, по който една подобна частица може да наруши симетрията на четири постулирани частици — триплета W^+ , W^- , W^0 , и още една неутрална синглетна частица, наречена W^0 . При нарушаване на симетрията тези безмасови калибровъчни бозони стават масивните W^+ и W^- , масивния Z^0 и безмасовия фотон (механизъм на Хигс). Досега няма преки експериментални доказателства за съществуването на бозона на Хигс, но търсенето продължава.

а) б)

$$G_F/(\hbar c)^2 \approx g_W^2/(M_W^2 c^4 - q^2 c^2).$$
$$G_F/(\hbar c)^2 \approx g_W^2/M_W^2 c^4,$$

$$\frac{g_W^2}{4\pi\hbar c} = \frac{G_F M_W^2 c^4}{4\pi(\hbar c)^3}$$

$$M_W c^2 = 89 \text{ GeV}.$$

около $2 \cdot 10^{-3}$ т. Използвали сме $C_F = 1,45 \cdot 10^{-3}$ т. — което е

расхождении, а в гл. 12 и на бозона(ите) на Хигс

Заключение

мата на тази глава беше да изложим един съвременен и единен до известна степен подход към различните взаимодействия между елементарните частици. Този подход ще се изтълни с повече съдържа-телна след разказа ни за физиката на елементарните частици. Послед-ващата се развива бурно, като се започне от 1945 г. насам, и това струнава донякъде избора на стратегия за излагането ѝ в следва-щите глави. Историческият подход например би изисквал разглеж-дането на силното взаимодействие, като се тръгне от откриването на прониите резонанси, мине се през изучаване процесите на съвместно-взаимодействието на лептони от нуклеонни и дълбоко нееднородното разсейване на лептони от нуклеонни и дълбоко нееднородните идеи на кварк-партоинни модел и се стигне до обединяващите идеи на кварк-партоинни модел и хромодинамика. Алтернативен подход към силните взаи-модействия е да се тръгне от кварките и няколко прости постулата да се види, че с тяхна помощ могат да се обяснят повечето експе-риментални резултати. Тъй като тези резултати изглеждат по-строено контекста на кварковия модел, ще използваме този подход, а на-стоящото познание на кварките ще развиваме на етапи, всеки един от които ще бъде подкрепен с достатъчно, но не прекалено много дан-ни. Това е програмата ни за гл. 10.

В гл. 11 се разгледаме електромагнитните взаимодействия, а в гл. 12 — слабите. Такава програма би трябвало да даде на читателя възможност да извърши с конкретно съдържание идеите, изложени в предишната глава. В гл. 13 се изложим накратко това, което днес се нарича физика на елементарните частици, и ще се спрем на съпоставящите проблеми

Таблица 9.8. Електрослабата теория на Глешоу, Уайнбърг и Салам

[illegible]

$$\frac{g^2}{4\pi\hbar c} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c \sin^2\theta_W},$$

$$M_W^2 = \frac{g^2}{2^{5/2} G_F}$$

$$\frac{M_w}{M_z} = \cos \theta_w,$$

G_F е константата на свързване на Ферми (табл. 9.7 и дел 12.8).

$$\sin^2 \theta_w = 0,233 \pm 0,006,$$

mo mozam da se predskajam

$71 \pm 0.7 \text{ GeV}/c^2 \text{ и } M_{\pi^+} = 75.9 \pm 1.0 \text{ GeV}/c^2.$

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Взаимодействие. Взаимодействието, което предизвиква западането и други процеси на разпадане с участието на и кварки (вж. гл. 12).

розраба теория. Това е обединение на квантовите теоретични взаимодействия и слабо взаимодействие.

на Уайнбърг. Този въгъл определя степента на смесване, което генерира от четири калибровъчни бозона реално на-
блюдаемите бозони γ , $W^\pm$ и Z^0 .

във физиката на елементарните частици и възможните направления по-нататъшно развитие.

Пропуснахме ли нещо? Фигура 9.23 ни напомня, че не всички гравитационни потенциали са толкова "добри" гравитационни. Гравитационният потенциал е толкова "добър", колкото е разликата в гравитационния потенциал, а не самият потенциал. Това означава, че ефектите от него са напълно пренебрежими във всички основни атомни и субатомни процеси. Необходимо е да отбележим обаче, че общата теория на относителността добре описва гравитационните ефекти на големи разстояния, но нейна квантова теория не съществува. Очаква се да съществува гравитационна квантова теория.

„Съществува силно взаимодействие, слабо взаимодействие, гравитация, електромагнетизъм и накрая съществува онава отределено нещо, което чувствам, когато те виждам...”

11. Да си припомним, че забравихме за гравитационното взаимодействие.

илюстрирането му квантът на гравитацията е вече наречен гравитон. По-късно, когато теорията на гравитационното поле изисква той да е частица със

ментацията ще пристъпа при описанието на свръхновите (таблицы 14.9 и 14.10). Огромната енергия, освободена при взривването на свръхнова, може да се обясни единствено с допускането, че тези звездни експлозии са резултат от причинен от гравитационен взривден колапс.

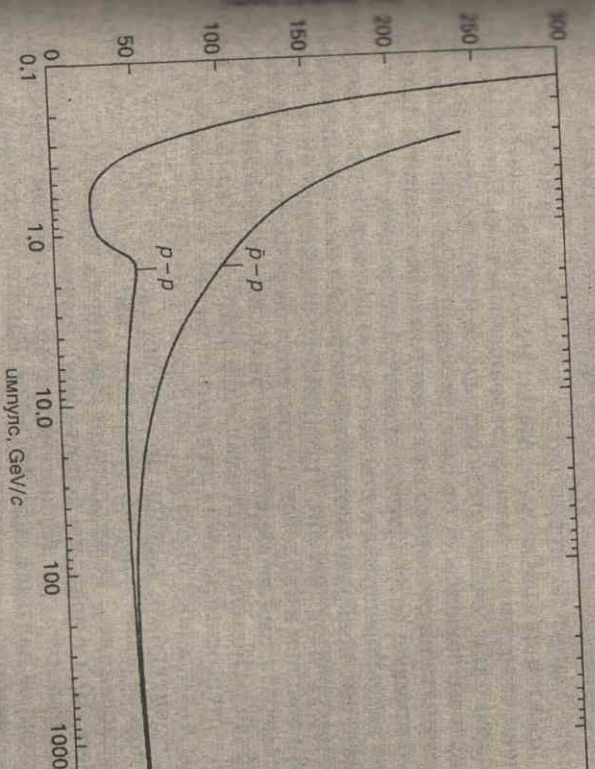
Журнала

- I. J. R., Hey, A. J. G. (1982) *Gauge Theories in Particle Physics*. Adam
Clarke, Bristol.
- Иванов, Н. С., Казаринов, Ю. М. (1960) ЖЭТФ, 37, 1125-9.
- (1987) *Modern Elementary Particle Physics*. Addison-Wesley.
- Лавин, С. В. (1950) *Reports on Progress in Physics*, 13, 350-424.
- Collaboration (1983a) *Phys. Lett.*, 122B, 103-116.
- Collaboration (1983b) *Phys. Lett.*, 126B, 398-410.

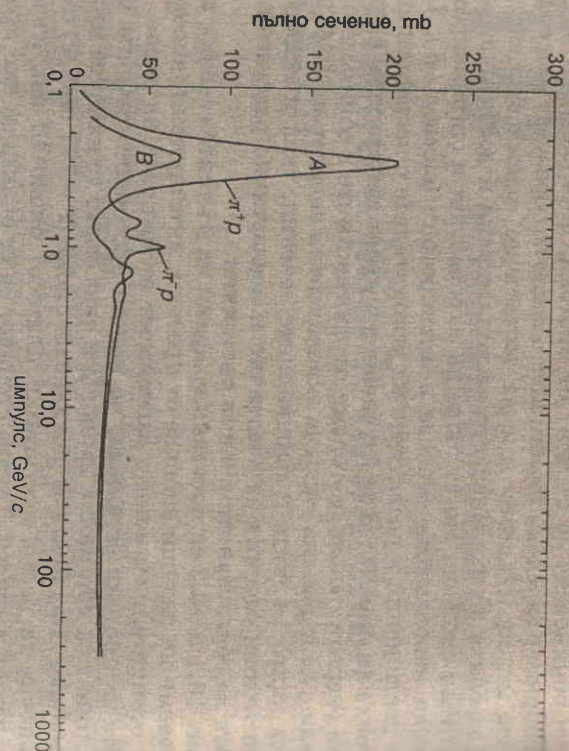
При разглеждането на адроните и при спектроскопията им се кваме с един „диактичен“ проблем. За да го илюстрирам, върнем към водородния атом. От експериментална гледна точка диационните преходи в него може да са трудни за наблюдаване, мерване, но като същност са прости и за характеризирането достатъчно само класическото понятие за дължина на вълната в началното описание на енергетичните нива, дадено от Бор (Viktor Shrodinger (Schrodinger), може да бъде изложено и разбрано от тези и без предварително детайлно познаване на водородния спектър. А това квантовомеханично описание вече може да служи за основа при разбирането на другите по-сложни въпроси на атомния спектър. При адроните спектърът на енергетичните нива се характеризира с особености, които се дължат на три различни механизма на взаимодействие: аналог в класическата физика. Трябва ли неизкушеният читател първо да „обиколи“ зоологическата градина от частично квантифицирани частици, или направо да го „заведем“ при описанието на модела, който след доста време води до обяснение на съответния спектър на същите тези частици? В това се състои проблемът. За изобретение отначало да направим много кратък преглед какво представляват адроните, а след това да изложим модела. Надяваме се, че читателът няма да изостави предмета, уляпан от неочакваното изобилие от частици, които ще се появят. На онези читатели, които желат допълнителни сведения от тази глава с историята на откриването на основните частици, бихме препоръчали книгата на Клоуз (Close et al. (1987) или Кан и Голдхабер (Cahn Goldhaber, 1989).

Напомняме, че адроните са частиците, които изпитват силно взаимодействие — взаимодействие, към което отнасяме и силите, свързани с нуклеоните в ядра. Следователно нуклеоните са адрони и след като обменът на пиони се смята за главен механизъм на междунуклеонните сили, то и пионите също трябва да са адрони. Интересно е от техните статични свойства — маса, заряд, спин и др. но за да изследваме свойствата на взаимодействието, е необходимо да изучим и разсейването на адрони от адрони. Преките експериментални измервания са ограничени в рамките на мишени от протони или неутрони (слабо свързани в деутерий); могат да се използват и мишени от по-сложни ядра, макар че свързаното състояние

тата на образуваните крайни сечения при
фиг. 10.1 и 10.2 са показани графически на пълните сечения при
повишения на падащи снопове от протони, антипротони, положителни
и отрицателни пиони в зависимост от импулса на снопа. От
минималната за протони се вижда, че протон-протонното сечение има
стойности при малки импулси и пада бързо до някаква мини-
мална стойност. Над прага за раждане на пиони ($P = 777 \text{ MeV/c}$) сече-
нието да расте, достигайки плато от около 40 mb , където
зависа от импулса. Такава стойност би се очаквала, ако прото-
нните класическа частица с радиус $1,8 \text{ fm}$. Пълното сечение за
протоните е по-голямо от това за протоните при малки импулси
възможността за аниhilация в състояния с няколко пиона, но
ставане на импулса то намалява и се стреми към същата стойност,
която да протоните. Псион-протонното пълно сечение достига плато от
 25 mb при импулс на падащия снап над около 2 GeV/c , което



фиг. 10.1. Пълно сечение за взаимодействие на протони и антипротони с протони в зависимост от импулса на снопа в лабораторна система. Сечението $p-p$ е изчислено от големи стойности при малки импулси до минимум при прата за импулса на протона (777 MeV/c). При по-големи импулси сечението нараства и достига на пик (777 MeV/c). При по-големи импулси сечението около 40 mb. нараства максимум, а след това остава постоянно със стойност около 40 mb. Сечението $p-p$ при малки импулси се определя от анихилациата ($\bar{p}p \rightarrow \pi^0$). Сечението $p-p$ при големи импулси то се стреми към това за $p-p$ стъкловежданията, при по-големи импулси и двете сечения нарастват бавно.



Фиг. 10.2. Дължиното сечение за взаимодействие на положителни и отрицателни пиони с протони в зависимост от импулса на шота в лабораторна система. Както в случая на падащи протони и антипротони, двете сечения доближават едно до друго и започват да нарастват бавно с увеличаване на енергията. При малки импулси сечениата се променят бързо с импулса, появяват пикове, които съответстват на образуването на свързани състояния. Тези пикове понякога се наричат резонанси. Пик А се дължи на образуването на $\Delta^{++}(1232)$, а пик В — на $\Delta^0(1232)$ (разглед 10.3).

означава радиус на пиона около 1 fm. Тези радиуси не са строго дефинирани и не трябва да се вземат много сериозно. Указаните ни сечения са типични за силното взаимодействие. Следователно обаче парциални сечения от порядъка на няколко десетки милибара и по-малко в зависимост от разглежданя канал на реакцията. Тези големината на сечението е указание, че противачител при съществено пропуски се дължат на силното взаимодействие.

действия, сме подбрали няколко фотографии на адронни взаимодействия в мехурчести камери. Принциплът на действие на мехурчестите в камерата има непосредствено визуално въздействие и често може да бъде разчетена без продължителните измервания, на които подлагат стереоснимките на даденото събитие. Тези качества на метода дават възможност бързо да „навлезем“ в света на взаимодействията на елементарните частици при високи енергии. Методът обаче не много повече възможности, отколкото само прякото визуализиране на събитията. Те са описани във втория коментар.

На дъп. 10.2.2. е показан

да фил. 0,0 е показана фотография, получена от мехурчеста камера, която съдържа две нееластични протон-протонни взаимодействия при импулс на падащия сноп 24 GeV/c. Едното от тях е забележително събитие с четиринадесет заредени вторични частици, повечето от които пиони. Това е събитието с най-много заредени вторични частици между събитията, регистрирани в дадения експеримент. На фил. 10,4 показано взаимодействието на зареден пион с импулс 16 GeV/c с протон в същата камера. Това е доста по-сложна за разпознаване фотографично отколкото тази на фил. 10,3, заради фона от множество трекове на неисконвергирани частици. Въпреки това може да се види, че един от падащите пиони е предизвикал събитие с повече от десет вторични

Принцип на действие на мехурчестата камера

на налягане над атмосферното и при температурата, равна на температурата на кипене при атмосферно налягане, няма да се извършват никакви промени в състоянието на веществото. Ако горящителното налягане се намали по нукла, тогава веществото ще закипи. Но кипенето не започва веднага—товага се дължи на инерцията на веществото. Кипенето може да започне около осиприте ръбове на съда и около пратилки или йони в течността. Преминаващата през течността гореща частца оставя гура от йони, които действат като заредена частца осипва гура от йони, които действат като заредена частца и т.н. В резултат на това кипенето се превръща в прегряване. Началната фаза на кипене в прегряването на междуклетката около йоните. Тези йони могат да бъдат събрани при погрешности моментно затваряне на електрическия ток. При погрешности съзавуване на времето за намаляване на налягането (пакта нарежнато разширение, защото се увеличава диаметърът на течността чрез въжукването на осипаните йони), за преминаването на частцилите през камерата и

Приложения на мехурчестите камери

Известната камера е предложена от Д. А. Грейзър (D. A. Glaser) през 1962 г. Богородицата мехурчеста камера е разработена и построена в геулътите от Л. Алварез (L. Alvarez) в лабораторията на Бъргит, Калифорния. Малък прототип започва да работи през 1964 г. От 1969 г. започва в геулътна камера, която има 500 литра течен богород и с максимална дължина 180 cm нарастената 72-инчова камера). Тази методика се оказва изключително важна за развитието на спектроскопията не само в геулътната камера, но и при многобройните в енергийни интервали от 100 MeV до 10 GeV.

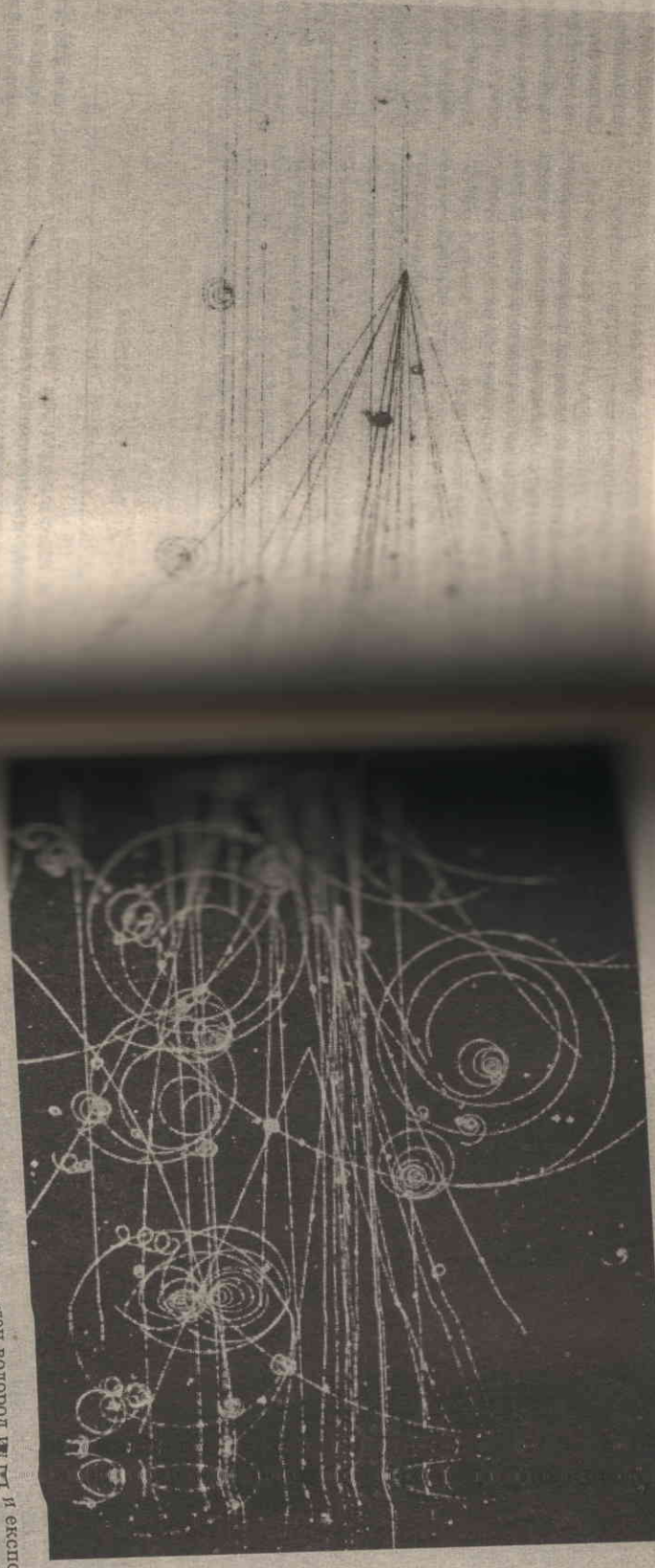
Да разгледаме водородната междурецна камера. Размерици на нейният от няколко сантиметра до два метра. Средният път на заредени йони с импулс 10 GeV/c в метен водород (плътност 70.8 kg m^{-3}) е 9.4 m. Тогава на всяка фотография с размери 70 x 70 mm, която възниква в камерата (с дължина 1 m), ще има средно 10 взаимодействия. При едно разширение на всеки няколко сантиметра да ген могат да се направят няколко хиляди фотографии, които да ген могат да се направят няколко хиляди фотографии преди да се изгуби се, събитията не могат да се погубят преди да достигнат им. Но това все пак е добро количество. При всеки изследване частичи снимките няма да са пренаселени с прекомерно много частици, а с доста приблизителни и се променят в зависимост от размера, конструкцията и начина на действие на камерата. Импулсът важен момент е, че импулсът на всички заредени частици може да се измери по закривянето на прековете в магнитно поле. За целта камерите се поставят в походящи магнитни полета. Ако е възможно да се идентифицира от какъв тип частици полета. Ако е възможно да се идентифицира от какъв тип частици е оставен преход: от електрон, от протон, от протон, от пион, то може да бъде изчистена и енергията на частиците. Въпреки че идентифицицията не винаги е възможна, особено при малки импулси, често се използват няколко хипотези за предполагаема реакция и се избура тази, която най-добре укротва ограничението, наложени от закона за запазване на енергията и импулса. По такъв начин се определя напълно събитията на променливото събитие с неопределена кинематика. Ръководството на камерата на достъпността. При определени

[illegible][illegible]

стомателства е възможно да се идентифицира нерезистивна неупрягна частца, родила се заедно с група за частици в процеса на взаимодействие, както и в събитията казано на фиг. 10.5. Чрез статистически анализ на информацията за множеството еднопослени събития е възможно да се съществуването на космофични ($< 10^{-20}$ s) състояния. Напр. събитията, в които се раждат едновременно π^+ , π^- , се дава корелация между импулсите им, която показва, че те са продуктът на разпадане на тежък (770 MeV/c²) бозон, преку продукта на реакцията. Този метод е описан за физичните основи на този тип анализи обаче излизам извън темата на настоящата книга.

Третото важно състояние на междурешистите камери е размер и пространственият им разгледателен способ в различни размери са от няколко сантиметра до два метра. Препитватна способност, т.е. минималното разстояние което могат да бъдат разранчени между или детайли ковете, е от около 10 μm за малките специализирани камери, около 150 μm за най-големите. Около 1950 г. работни с ни камери показват съществено подобрение на „възможността“ бина частца — възможността означава времетра на животервалта 10^{-8} – 10^{-7} s. При достижимите тогава енергии с новия споменатите частици изминават в камерите с големи милиметри до десетки сантиметри. Такива следи наблюдават в междурешистата камера в събитията с радиационно взаимодействие. Примери за разглеждане на фиг. 10.4. Изследването на чаровната частици (раздел 10.5) със средни времена на живот от порядъка 10^{-13} s изисква малки камери с висока разгледателна способност за да се наблюдават кривите следи, осмислени от частиците.

Тези качества направиха междучестните камери в първите гевестилетни слези употребяването им един от първите апарати в излъчване спектъра на адроните, честваните частисти. Построените по-късно междучестотранните частисти. Повторените по-късно междучестотранните частисти бяха за други изследователски цели — се проектират бяха за други изследователски цели — с много голям обем например са използвани за изследване на утринните взаимодействия.



Фиг. 10.3. Фотография от междуречна камера, пълна с течен водород и нирана в сноп протони с импулс 24 GeV/c. Виждал се девет протона, в камерата отляво, от които два търпели неестествени стълбковидни по- лежителното от тези стълбковидни има 14 заредени вторични частици, известен брой неутрални. При импулс на падащия сноп 24 GeV/c в пада- нето на два нуклеона, които за дължително трябва да присъстват сред- ните частици, както и за раздаленето на известен брой пиони.

Камерата е цилиндрична с вътрешен диаметър 32 cm. На тран- цилиндрична треконите се прекръсват, което се вижда и на фотогра- това може да се съди за мащаба на изображението. Магнитното поле и е насочено по оста на цилиндъра, т.е. перпендикулярно на посоката на фотографията. Посока на му е такава, че отрицателните частици се на- ват надясно по посоката на движението си. Това се вижда и от спирал- ъ-лъчите на фотографията.

да второ взаимодействие. Сред продуктите на тези взаимодействия неутрална частица, която се е раздалнала на една положителна и отрицателна частица след изминаване на няколко сантиметра. Пример за така наречените неутрални U-частици. По-трудно се да- особената следа на една от положителните частици, образувана в верооятното дължуване е, че тази вторична частица се е раздална- движението, превръщайки се в една заредена и една или повече неутра- частици. Такива частици обикновено се наричат заредени U-частици. Последните две фотографии демонстрират колко много адрони се на- зуват в адрон-адронните стълбковидни при високи енергии.

Фиг. 10.5 представява фотография от същата камера, ка- показаните на фиг. 10.3 и 10.4. Камерата е напълнена с те- водород и е облъчвана с положителни пиони с енергия 320 MeV. Вижда се събитие с класическата последователност от разпада- $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$, а π^+ е продукт на реакцията

Фиг. 10.3. Фотография от междуречна камера, пълна с течен водород и експо- ирната в сноп протони с импулс 16 GeV/c. (Това е същата камера от фиг. 10.3.)

Виждал се девет протона, в камерата отляво, от които два търпели неестествени стълбковидни по- лежителното от тези стълбковидни има 14 заредени вторични частици, известен брой неутрални. При импулс на падащия сноп 24 GeV/c в пада- нето на два нуклеона, които за дължително трябва да присъстват сред- ните частици, както и за раздаленето на известен брой пиони.

Камерата е цилиндрична с вътрешен диаметър 32 cm. На тран- цилиндрична треконите се прекръсват, което се вижда и на фотогра- това може да се съди за мащаба на изображението. Магнитното поле и е насочено по оста на цилиндъра, т.е. перпендикулярно на посоката на фотографията. Посока на му е такава, че отрицателните частици се на- ват надясно по посоката на движението си. Това се вижда и от спирал- ъ-лъчите на фотографията.



Фиг. 10.5. Снимка от мехурчеста камера, напълнена с течен водород и облъчвана с π^- -мезони с енергия 320 MeV. (Това е отново същата камера, както на фиг. 10.4; малкото поле отклонява отрицателните частици наляво по посоката на движението им.) Най-забележителното събитие на фотографията е това, при което се е образувал π^- -мезон под ъгъл около 120° спрямо посоката на падащата отляво частица. Той се забавя и спира в камерата, след това се разпада на μ^- и неутрини (вж. също фиг. 9.14). Позитронът се завърта на оборот и половинна по спирала намаляващ радиус (тъй като губи енергията си за йонизация) и напуска камерата. Една бърза заредена частица, родена в първоначалното сълкновение, напуска камерата. Измерванията на кривините на трекото и пробезите на частиците не казват, че сумите от енергиите и импулсите на видимите частици не удовлетворяват законите за запазването им, което означава, че при взаимодружението се е родила най-малко една неутрална (и ненаблюдаема пряко) частица. Съответният кинематичен анализ показва, че фактически е наблюдавана реакцията

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n.$$

тояния, някои от тях дългоживущи ($\sim 10^{-10}$ s), а други с много к

времена на живот ($< 10^{-22}$ s). Освен състояния, образувани чрез прякото сливане на двете н

10.3. Кварк-партонен модел. Етап I

Файнман използва термина **партони** за частици, които са състав

покои, че се наричат морски кварки. Последното твърдение е аналогично на твърде

така и глюони. Последното твърдение е аналогично на твърде

така и глюони. Последното твърдение е аналогично на твърде

$$\sqrt{\frac{1}{2}} |dd - \bar{u}\bar{u}\rangle.$$

важно внимание! Това не е прецизно дефиниран вектор на със

важно внимание! Това не е прецизно дефиниран вектор на със

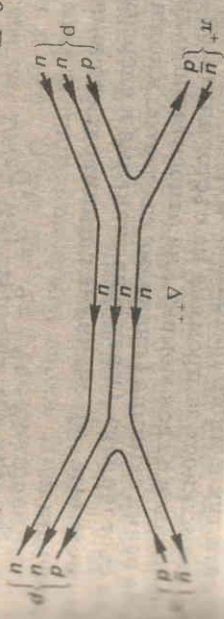
важно внимание! Това не е прецизно дефиниран вектор на със

Кварк	Заряд
Горен u	+2/3
Долен d	-1/3
Антигорен $\bar{u}$	-2/3
Антидолен $\bar{d}$	+1/3

Забележете, че босони кварк

Кварково съдържание	Кваркови пространствени функции	$1S_0, j^P = 0^-$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} u\bar{d} \\ d\bar{u} - u\bar{u} \end{pmatrix}$	$\pi^+ (140)$	$\rho^+ (770)$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} d\bar{d} - u\bar{u} \end{pmatrix}$	$\pi^0 (135)$	$\rho^0 (770)$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} u\bar{u} \end{pmatrix}$	$\pi^- (140)$	$\rho^- (770)$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} d\bar{d} + u\bar{u} \end{pmatrix}$	$\eta (549)$	$\omega (782)$

Масите са дадени в скоби, закръглени до цели MeV/c². Възбуждените функции η и ω е опростена. В действителност в нея има примес от $\pi\pi$ до около 1,1 keV и различни нацини на разпадане, както с най-голяма вероятност $\pi^+\pi^-\pi^0$. ρ -Мезоните се разпадат на два пикона и пълните им ширини Γ MeV. Частичката ω се разпада на $\pi^0\gamma$ или $\pi^+\pi^-\pi^0$ и има първа ширини



Фиг. 10.6. Преразпределение на валентните кварки в процеса на резонанс чрез съставно междино състояние

$$\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p,$$

или чрез съставящите ги кварки,

$$u\bar{d} + uud \rightarrow uud \rightarrow u\bar{d} + uud.$$

Те за обмен на глюони не се чертаят дори когато глюонните съществуват за протичането на процеса. Причината е, че главно мен може да имаме преди, по време на и след процеса и не е важно да се избере и нарисува някаква специална последователност на обменни като преобладаващ механизъм. Обменът на глюони предизвиква анихилирането или раждането на $u\bar{u}$ или $d\bar{d}$ както е показано на фиг. 10.6. Физически това е естествено и израз в правилото за запазване „аромата“ на кварките, което не да така: в силното взаимодействие разликата в броя на кварков брой на антикварките е запазваща се величина поотделно за кварков „аромат“. На фиг. 10.6 това правило е изгледено. Раждането, раждането на допълнителни двойки $q\bar{q}$, които се появяват в извуканите в реакцията адрони, изисква допълнителна енергия.

По-нататък ще видим (раздел 12.4), че слабото взаимодействие не запазва кварковия „аромат“, но се подчинява на правилото за запазване на кварковото число: разликата в броя на кварков брой на антикварките е запазваща се величина. Това означава ако реакцията започва с повече бариони, отколкото антибариони начално състояние, то тази разлика се запазва. Оттук следва правилото за запазване на барионното число: разликата в броя на барионите и броя на антибарионите е запазваща се величина във всяка не на протона на по-леки от него мезони. В такива процеси горните две правила трябва да се нарушават. Ако това се извършва в родата, то става с тяхно нарушение.

Баршон. Общо название за всички адрони, които са с ненулева маса, равна или по-голяма от тази на протона и имат маса, равна или по-голяма от тази на протона.

Антибарион. Общо название за адроните, които са с нулева маса, равна или по-голяма от тази на протона.

Запазване на кварковия аромат. Силното и електромагнитното взаимодействие запазват „аромата“. Това означава, че разликата в броя на кварките с даден аромат, а именно броя на антикварките със същия „аромат“ е запазвана в процеса, обусловени от тези взаимодействия.

Запазване на кварковото число. Разликата в броя на кварките от всички типове и броя на антикварките от всички типове се запазва във всички взаимодействия. Това правило се запазва във всички взаимодействия на протона, ако се наблюдава разпадане на протона.

Запазване на барионното число. Разликата в броя на барионите и броя на антибарионите се запазва във всички взаимодействия. Това правило се запазва във всички взаимодействия на протона, ако се наблюдава разпадане на протона.

Силно взаимодействие. Взаимодействие, което превръща частиците в античастици, спътник и времето на живот не се изменят. Числеността на бозоните не се променя; фермионите са на бозоните.

Слабо взаимодействие. Взаимодействие, което превръща частиците в античастици, спътник и времето на живот не се изменят. Числеността на бозоните не се променя; фермионите са на бозоните.

Електромагнитно взаимодействие. Взаимодействие, което превръща частиците в античастици, спътник и времето на живот не се изменят. Числеността на бозоните не се променя; фермионите са на бозоните.

Гравитационно взаимодействие. Взаимодействие, което превръща частиците в античастици, спътник и времето на живот не се изменят. Числеността на бозоните не се променя; фермионите са на бозоните.

Разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В разглеждане на процесите на силното взаимодействие

Таблица 10.5. Барioni, които свържат страни и леки кварки.

Кварково свързване	Гълен спин на състоянието $J^P = (1/2)^+$	Спин $J^P = (3/2)^+$
$ uu\rangle$	---	$\Delta^{++}(1230)$
$ uud\rangle$	$p(938)$	$\Delta^+(1231)$
$ udd\rangle$	$n(940)$	$\Delta^0(1232)$
$ ddd\rangle$	---	$\Delta^-(1234)$
$\frac{1}{\sqrt{2}} ud-du\rangle s^{\uparrow}$	$\Lambda(1116)$	---
$ uus\rangle$	$\Sigma^+(1189)$	$\Sigma^+(1383)$
$\frac{1}{\sqrt{2}} ud+du\rangle s^{\uparrow}$	$\Sigma^0(1192)$	$\Sigma^0(1384)$
$ dds\rangle$	$\Sigma^-(1197)$	$\Sigma^-(1387)$
$ uss\rangle$	$\Xi^0(1315)$	$\Xi^0(1532)$
$ dss\rangle$	$\Xi^-(1321)$	$\Xi^-(1535)$
$ sss\rangle$	---	$\Omega^-(1672)$

*Кварковата ъгълна функция е записана по този начин, за да могат да се различат Λ и Σ наподобява, че фактически спин „ароматичите“ ъгълна функция за тези два състояния са еднакви, свържат един и същи кварки и ъгълният спин е един и същи.

Забележете, че в даден мултиплет с определен спин (един от $N, \Delta, \Sigma, \Xi, \Omega$ в табл. 10.11), цялото членове се различават само по заменянето на u -с d -кварк. Това означава, че по няколко MeV/c^2 при всяко заместване $u \rightarrow d$. Това се дължи на разликата от кулоновото взаимодействие в масата на адрона и на факта, че се оказва с няколко MeV/c^2 по-тежък от u -кварка.

Правовъзникните отгелат дългоживущите частици, които се различават от тези на слабо взаимодействие ($\Lambda, \Delta(1116), \Sigma(1189), \dots$), от късоживущите на разпадат под действие на силното взаимодействие ($\Delta, \Sigma(1383), \dots$), разпада електромагнитно на $\Delta\gamma$, а протонът е стабилен.

Коментирахме в предишния раздел, че в сила и за страничните увеличаването на J от $(1/2)^+$ до $(3/2)^+$ при един и същи масата увеличава масата. Замяната на u -с d -кварк също увеличава няколко MeV/c^2 . В този случай изменението на масата се дължи на по-голямата маса на d -кварка, така и на изменението на енергия на взаимодействието (аналогично на кулоновия спин).

Върху барионните състояния от табл. 10.5 се формулира пиричната формула за масата на атомните ядра, вж. разд. 10.6. Състояния с увеличаващ се ъглов момент на относително движение на кварките и в резултат на това — с по-голяма маса — те са два леки кварка и един s -кварк имат странност -1 и число $+1$. Системата K^+p има същите квантови числа, като от барионите, които имат маса, по-голяма от масата на p ($m_K + M_p = 1432 \text{ MeV}/c^2$), може да се появят като резонансни състояния в системата. Това е причината за много пикове в тълното сечение за разсейване на K^+p , повечето от които са при $395 \text{ MeV}/c$ например се дължи на резонанс 10.7 . Пикът при $395 \text{ MeV}/c$ например се дължи на резонанс $K^+ + p \rightarrow \Lambda(1520) \rightarrow$ няколко канала.

На фиг. 10.8 е показана фотография, направена в камерата, напълнена с течен водород и облъчвана с π^- мезони.

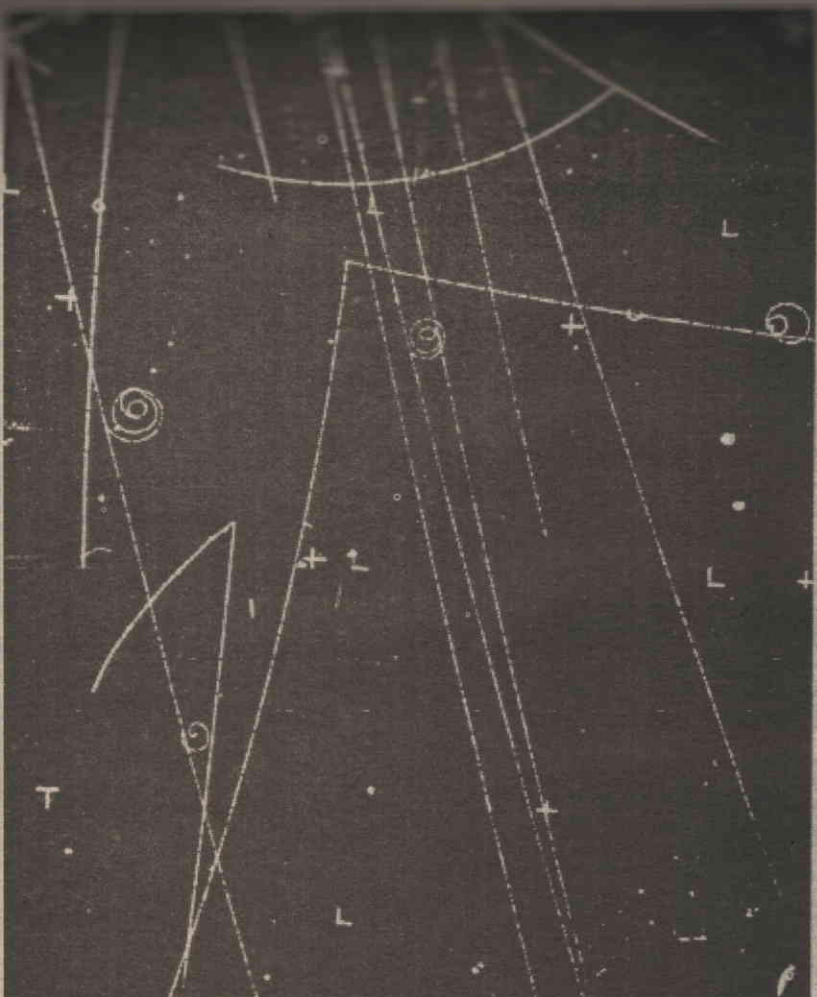
Продуктата реакция е

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda,$$

които кварки

$$\bar{u}d + uud \rightarrow d\bar{s} + uds.$$

→ атомната или анигилира, а се ражда по-тежката



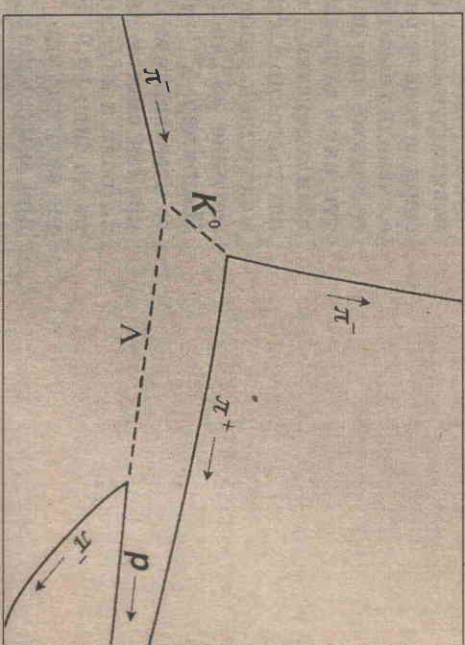
на енергия на взаимодействието на π^- с p е $1.02 \text{ GeV}/c^2$ с протон в междурежията на течен водород. Реакцията е

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda,$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$\Lambda \rightarrow \pi^- + p.$$

→ атомно разпада на две страни.



ФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

ранен. Един от кварковите „аромати“ е $s\bar{s}$ за сметка на част от началната кинетична енергия, която двата страни кварка отиват в различни адрони. Преди о

бъде осъзнато съществуването на кварките, за частиците, които б

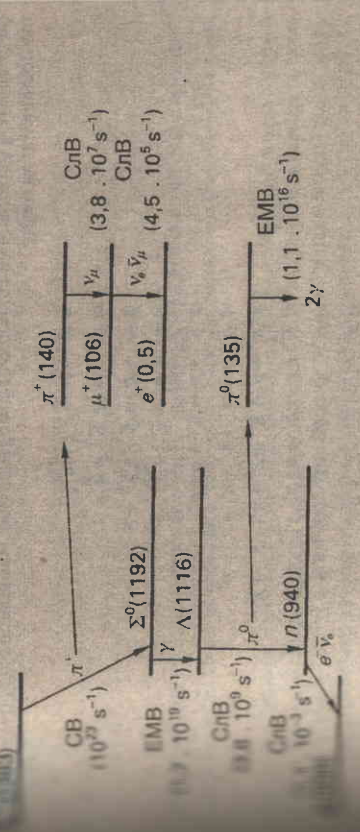
смятаме, че съдържат странен кварк, се въвежда ново квантово ч

двойка $s\bar{s}$ за сметка на част от началната кинетична енергия, която двата страни кварка отиват в различни адрони. Преди о

бъде осъзнато съществуването на кварките, за частиците, които б

смятаме, че съдържат странен кварк, се въвежда ново квантово ч

двойка $s\bar{s}$ за сметка на част от началната кинетична енергия, която двата страни кварка отиват в различни адрони. Преди о



Фиг. 10.8 Схема на разпадане, която започва от $\Sigma^+(1383)$ и завършва с

Фиг. 10.9 Схема на разпадане, която започва от $\Sigma^+(1383)$ и завършва с

Фиг. 10.9 Схема на разпадане, която започва от $\Sigma^+(1383)$ и завършва с

ЗАДАЧИ

Фиг. 10.7 Информацията от фиг. 10.7 и стойността на плътността на печ-

- $\pi^+ + p \rightarrow K^0 + \Lambda$
- $K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0$
- $K^- + p \rightarrow K^0 + \Xi^0$
- $p + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+ + n$
- $\Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda$
- $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \bar{K}^0 + n$
- $K^- + p \rightarrow K^+ + K^0 + \Omega^-$

Фиг. 10.9 Схема на разпадане, която започва от $\Sigma^+(1383)$ и завършва с

ранен. Един от кварковите „аромати“ е $s\bar{s}$ за сметка на част от началната кинетична енергия, която двата страни кварка отиват в различни адрони. Преди о

бъде осъзнато съществуването на кварките, за частиците, които б

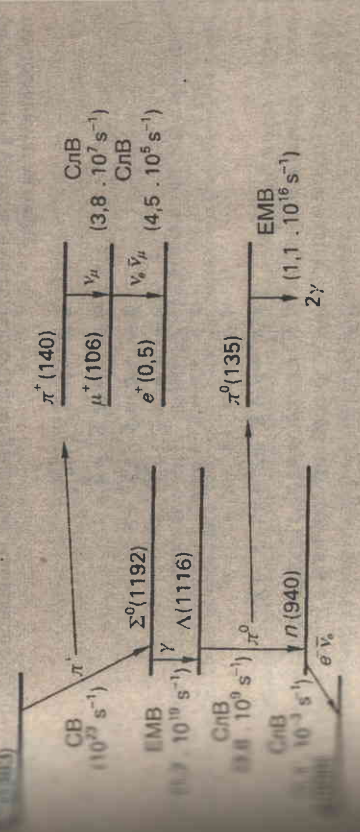
смятаме, че съдържат странен кварк, се въвежда ново квантово ч

двойка $s\bar{s}$ за сметка на част от началната кинетична енергия, която двата страни кварка отиват в различни адрони. Преди о

бъде осъзнато съществуването на кварките, за частиците, които б

смятаме, че съдържат странен кварк, се въвежда ново квантово ч

двойка $s\bar{s}$ за сметка на част от началната кинетична енергия, която двата страни кварка отиват в различни адрони. Преди о



Фиг. 10.8 Схема на разпадане, която започва от $\Sigma^+(1383)$ и завършва с

Фиг. 10.9 Схема на разпадане, която започва от $\Sigma^+(1383)$ и завършва с

Фиг. 10.9 Схема на разпадане, която започва от $\Sigma^+(1383)$ и завършва с

ЗАДАЧИ

Фиг. 10.7 Информацията от фиг. 10.7 и стойността на плътността на печ-

- $\pi^+ + p \rightarrow K^0 + \Lambda$
- $K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0$
- $K^- + p \rightarrow K^0 + \Xi^0$
- $p + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+ + n$
- $\Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda$
- $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \bar{K}^0 + n$
- $K^- + p \rightarrow K^+ + K^0 + \Omega^-$

Фиг. 10.9 Схема на разпадане, която започва от $\Sigma^+(1383)$ и завършва с

10.3. Две от следните няколко реакции не могат да протекат изобщо, а станe под действие на силното взаимодействие. Намерете тези реакции и ги обосновайте.

- $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$
- $\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+$
- $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + \pi^-$
- $\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+$
- $\bar{K}^0 + p \rightarrow K^- + p + \pi^+$
- $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^- + \pi^+$
- $\pi^+ + p \rightarrow K^0 + \Sigma^0 + \pi^+ + K^+ + \bar{K}^0$
- $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + n + \pi^-$
- $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \Sigma^- + K^0 + \bar{p} + \Sigma^- + n$
- $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + \Sigma^0 + \pi^-$

Знакът $\bar{\Sigma}$ означава античастицата на Σ , а според възприетото състояние Σ^+ има заряд $+1$ и е античастица на Σ^- .

10.4. При класификация на частиците се използват термините фермион. Обяснете значението им, като дадете примери за уносите, които могат да се приложат спрямо кварките?

Най-ниските по маса (неотранни) барийни състояния са:

	Електричен заряд			
	-1	0	+1	+2
Нуклеони		n	p	
Δ -Барийни	Δ^-	Δ^0	Δ^+	Δ^{++}

а. Кои са съставляващите кварки за всяко от тях?

б. Смятайки, че кварките са в състояние с нулев орбитален ъглов момент им движение, какъв фундаментален проблем се появява там, когато имам $j = (3/2)$ и как се решава той?

в. Как може да обясните появянето на възбуждени състояния на големия спойност на j ?

г. Каква приблизителна последователност на четностите на нивата се очаква във вашия прост модел?

Δ^0 и Δ (спинност -1) се разпадат в двете на протон и π^- мезон. Средното време на живот на Δ^0 е $\sim 10^{-23}$ s, докато това на Δ^0 е $\sim 10^{-23}$ s.

(Адаптирана от издана по физика през 1984 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет)

10.5. Опишете експерименталните доказателства за кварковите рониле.

В един прост кварков модел най-малките адрони се разглеждат като комбинация на u , d и s -кварки и антикварки. Определете съставите на K^- ($S=+1$), $\bar{K}^0$ ($S=1$) и барийните n , p и Δ в този модел.

Посочете заедно с причините за това, кои от следните реакции са възможни под действие на силното взаимодействие:

- $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$
- $K^0 + n \rightarrow \Lambda + \pi^0$
- $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$
- $K^0 + p \rightarrow K^+ + n$

В адронните кварков модел се приема, че пълното сечение за високоенергетични адрони е сума от сеченията за взаимодействие с кварките. Како предположите различни сечения за различните кваркови двойки (qq) и смятайки, че $\sigma(qq) = \sigma(q\bar{q})$, използвайте това, за да обосновате равенството

$$\sigma(\bar{K}^0 p) = 20 \cdot 10^{-3} b,$$

$$\sigma(\pi^+ p) = 24 \cdot 10^{-3} b,$$

$$\sigma(pp) = 39 \cdot 10^{-3} b,$$

през 1966 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет.

а. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

в. R^+ Защо R^+ не може да се разпада на $\pi^0 \pi^0$? Какъв очаквате да се образува R^+ и посочете как би могло да бъде измерено неговото време на живот.

през 1965 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет.

в. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

в. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

в. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

в. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

в. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

в. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

в. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

в. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

Етап III. Тежки кварки

а. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

а. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

а. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

а. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

а. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

а. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

а. — зарядовата симетрия, б. — зарядовата независимост и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се комбинират да имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

ИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

обаване. Кварков аромат. Очароват кварк има заряд $+2/3$ и маса $1,65 \text{ GeV}/c^2$.

та. Кварков аромат. Понякога го имат дънен. Красивият кварк има $-1/3$ и маса около $4,5 \text{ GeV}/c^2$.

на. Кварков аромат. Понякога го имат върхов. Върховият кварк има $+2/3$ и маса около $170 \text{ GeV}/c^2$.

нето на тази книга пряко експериментално доказва, че все още липсва, въпреки че названието „истински“ ски или „върхов“, top – върх, символ t) е отдал. Свойствата на шестте кварка са дадени в табл. 10.6, техните маси. Тъй като кварки в свободно състояние не давани, стойностите на последните са извлечени от сите на съдържашите ги адрони и при определени положения за силите между тях, направени въз основа на глюонното поле. Големите маси на кварките следва трудният силно образуването на адрони, в които налицето само на u - и d -кварки в сблъскащите се адрони да имаме достатъчно енергия за образуването двойка от типа $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, или $t\bar{t}$, а не на отделен тежък имаме в крайна сметка адрони с тяхно участие. Дори високите достижими сега енергии вероятността за това е Допълнително затруднение създава и фактът, че съдържани кварки адрони се разпадат много бързо на някои адрона, които е трудно да бъдат идентифицирани сред частици (главно пиони), образувани се при високоенергон-адронни стълкновения. Един от методите за разпознаване на тежки кварки е описан в раздел 10.6. Дори и да оставим настрана t -кварка, чието съществуване не е доказано опитно, добавянето само на c -м вече известните три аромата открива нови клонове на спектроскопия. Появяват се многобройни нови взаимодействия от кварки, които дори и не са толкова интересни кои специални състояния, чрез които можем да научим за природата на кварките и силите между тях, стига ния да се образуват и изследват лесно. Във всяко адрони очакваме да има възбудени състояния, които са стабилно спрямо силните и електромагнитните взаимодействия следователно дългоживущо основно състояние.

Например комбинациите $c\bar{d}$, $\bar{c}d$, $c\bar{u}$, $\bar{c}u$ в състояние 1S_0 са наблюдавани, изучени и наречени D -мезони:

$$D^+, D^-, D^0, \bar{D}^0.$$

Заредените D -мезони имат маса $1869 \text{ MeV}/c^2$, а неутралните MeV/c^2 . Те се разпадат под действие на слабото взаимодействие.

Таблица 10.6. Кварки

Название	Символ	Заряд	Маса, MeV/c^2 *	Ароматни комбинации
Горен	u	$+2/3$	330	Изотопичен спин $t = \frac{1}{2}$
Долен	d	$-1/3$	333	
Странен	s	$-1/3$	486	
Очарован	c	$+2/3$	1650	
Красив	b	$-1/3$	4500	
Истински**	t	$+2/3$	$\sim 164\,000$	странност очароване красота истина

* Стойностите на масите са извлечени от анализа на адронните маси и не са пряко измерени.

** Предсказан, очаква се експерименталното потвърждение (вж. бел. пред. 10.6). Освен u - и d -кварките всички останали имат изотопичен спин, равен на $1/2$. Вж. раздел 10.11 за значението на изотопичния спин.

... живот около 10^{-12} s , съответно $4 \cdot 10^{-13} \text{ s}$. Времетрае за слабото взаимодействие, но трябва да се вземе предвид достъпна кинетична енергия за разпада. Следователно големия достъпен за тях фазов обем. Това е в разпанданията им с промяна на очароване.

$$c \rightarrow s \quad (\text{или } \bar{c} \rightarrow \bar{s})$$

... по-често, отколкото преходът

$$c \rightarrow d \quad (\text{или } \bar{c} \rightarrow \bar{d}).$$

... и разпаданите продукти на очарованите мезони и разпадането

$$D^+ \rightarrow K^+ + \pi^+ + \pi^+$$

... роятно от

$$D^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^+.$$

... която обяснява този резултат, е описана в пример за дългоживущи състояния са мезоните

... които $j^P = 0^-$. Интересна особеност тук е, че в тези състояния (3S_1 , $j^P = 1^-$, $D(2113)$) е само със състояние от D . Разпадане до основното състояние с пион е невъзможно поради закона за запазване на неутрален пион е силно потиснато. Изображения и практически единствено възможно е да се извърши електромагнитно с излъчване на γ квант. Разпадането на пион да не беше затруднено енергетично, а означаване на изотопичния спин в силните взаимодействия. Това образуване в случая. Все пак пион би бил пак електромагнитен с $j^P = 0^-$, но преходът би бил пак електромагнитен с $j^P = 0^-$ (отон между кварките, така че пълният изотопичен спин е нула). Вж. зад. 10.12.)

... пион на адронната спектроскопия е този с неутрален пион, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$. Неутралните мезони, които срещаме, са 10.4 , включваха $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$. Там отбелязахме, че те са квантовомеханично, поради което например делен примес от $s\bar{s}$ към $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$. Степента на примес е една на очакваната, ако масите на кварките са еднакви (и е явно) и ако имаха едно и също взаимодействие (те имат). ϕ -Мезонът (табл. 10.4) би трябвало да е чиста комбинация от $s\bar{s}$ и $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$.

$$\frac{1}{\sqrt{3}} |u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle,$$

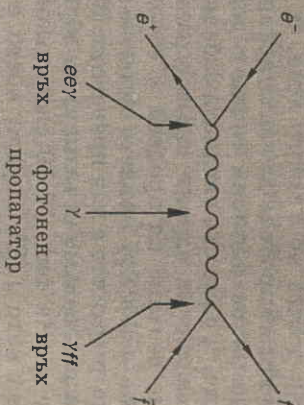
... почти чисто състояние

$$|s\bar{s}\rangle.$$

... яване се проявява още по-силно при системите

... ще покажем как се раждат някои от спомени мезони, а в по-следващия ще обсъдим по-подробно

Жаши генериран



10.10. Фейнманова диаграма за аниhilация на високоенергетични електрон и позитрон във фермион и антифермион

$$e^+ + e^- \rightarrow f + \bar{f}.$$

Пълната двойка $f\bar{f}$ амплитудата на прехода представлява произведение от амплитудите. Те са

$$\text{върх } e\bar{e}\gamma \quad \text{фотонен пропагатор} \quad \text{върх } \gamma f\bar{f}$$

$$-\sqrt{\alpha} \quad 1/W \quad Q_f \sqrt{\alpha},$$

където α е константата на фината структура, Q_f е зарядът на f в единици на елементарен електричен заряд, а W е пълната енергия в системата център на масата.

Пълната амплитуда е пропорционална на произведението им $\frac{-Q_f \alpha}{W}$.

Пълното сечение σ е пропорционално на $\frac{Q_f^2 \alpha^2}{W^2}$.

Пълният множител е $\frac{4\pi}{3} (hc)^2 C$, където C е цвятният множител, който е изпълен.

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi}{3} (hc)^2 \frac{\alpha^2}{W^2}, \quad (Q_f = -1, \quad C = 1)$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow u\bar{u}) = \frac{16\pi}{9} (hc)^2 \frac{\alpha^2}{W^2}, \quad \left(Q_f = +\frac{2}{3}, \quad C = 3\right),$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{всички } q\bar{q}) = 4\pi (hc)^2 \frac{\alpha^2}{W^2} \sum_q Q_q^2, \quad (C = 3).$$

За двойка $q\bar{q}$, вероятността за образуването на (какви и да са) адрони, раждайки се от кварковата двойка се приема за единица. Тогава

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адрони})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_q Q_q^2.$$

Можем да видим, че сеченията са мащабно инвариантни (не зависят от фиксирания енергетичен мащаб), в случай че масата на началните лептони и формулите са в сила при $W \gg 2m_{l,c}$.

Пълната значителна енергия да се окаже концентрирана в едно пространство стълкновение е много малка. Оттук и вероятността за образуване на тежка кваркова двойка е незначителна. Ето защо аниhilацията на e^+e^- при високи енергии (а не протон-протонните стълкновения, засяга засяга най-предпочитаният метод за образуване на кварки има маса.

Като се има предвид, че аниhilацията e^+e^- (освен при специални обстоятелства) води до образуване на няколко и дори много адрони, а не само един или два, съдържатели генерираните адрони q и $\bar{q}$. Следователно при енергии, доста по-големи от

тования освен в присъствие на електромагнитно взаимодействие има спин $s=1/2$ със z -компоненти $s_z = +1/2$ ($\uparrow$) и $s_z = -1/2$ ($\downarrow$). Кварките u и d имат изотопичен спин $t=1/2$ с t компоненти $t_3 = +1/2$ ($\uparrow$) и $t_3 = -1/2$ ($\downarrow$). Тук можем да използваме без изменение на алгебра на ъгловия момент, с помощта на която установяваме, че спинът с по-висок спин чрез комбиниране на спинове. (Дълготното название изотопичен спин често „мърмее“ с изоспин.) Два спина $1/2$ могат да дадат спин триплетно ($s=1$) състояние по пълен спинов ъгъл и бие при конструирването на qq -състоянията). А ако изоспина по $1/2$ могат да дадат синглетно ($t=0$) или състояние по пълен изоспин. За съжаление състоянието кварка не съществуват. Кваркът s обаче (най-малкото кварки) има толкова различна маса от u - и d -кварките, че дава възможност за частично проявяване на структура в трикварковите комбинации от u -, d - и s -кварки.

И така имаме следното:

1. $\Omega^-(sss)$ не съдържа u - или d -кварки и е изотопичен синглет ($t=0$).
2. $\Xi^0(ssu)$ и $\Xi^-(ssd)$ трябва да са дублет, $t=1/2$.
3. Комбинациите suu , sud , sdd съдържат по два

така че трябва да съществуват четири състояния: suu , sud , sdd и sdd . Тези състояния могат да бъдат групирани в дублет ($t=1/2$) или $t_3 = -1/2$, които се групират в мултиплет Σ^+ , Σ^0 , Σ^- и синглет $t=0$ (Λ).

4. Комбинациите uuu , uud , udd съдържат по три u и d кварка. Добавянето на третия води до кварк дублета ($t=1/2$). Квадруплетът съдържа u и d кварки. Единият от двата дублета съдържа двата нуклона. Въпреки че разглежданите примери се отнасят за бариони, те могат да бъдат наблюдавани в целия барионен сектор. Таблица 10.10 показва пълната аналогия, която съществува

Таблица 10.10. Тази таблица показва близката аналогия между спин и изоспин при конструирването на състояния с по-висок спин от барионите

Спинов момент на импулса		Изотопичен момент на импулса	
Квантови числа	Вектору на състоянието	Квантови числа	Вектору на състоянието
Базисни състояния			
Дублет $s=\frac{1}{2}$	$\begin{cases} s_z = -\frac{1}{2} \\ s_z = +\frac{1}{2} \end{cases}$	$\begin{cases} t_3 = -\frac{1}{2} \\ t_3 = +\frac{1}{2} \end{cases}$	$\begin{cases} \downarrow \\ \uparrow \end{cases}$
Векторно събране на два спина	$s=0$	$s_z=0$	$\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$
Синглет $s=0$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$	$t=0$	$t_3=0$
Триплет $s=1$	$\begin{cases} s_z = -1 \\ s_z = 0 \\ s_z = +1 \end{cases}$	$\begin{cases} t_3 = -1 \\ t_3 = 0 \\ t_3 = +1 \end{cases}$	$\begin{cases} \downarrow\downarrow \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\downarrow\uparrow + \uparrow\downarrow) \\ \uparrow\uparrow \end{cases}$

съответно със спин $1/2$ или изоспин $1/2$. (Състояния qq) очакваме да намерим изоспинно-триплет (π^+ , π^0 , π^- и ρ^+ , ρ^0 , ρ^- и т. н.) и кварки u , d , $\bar{u}$ и $\bar{d}$, тъй като отново конструирания от два изоспина по $1/2$. Единствената трудна състоянията не са напълно аналогични на тези за показани в табл. 10.10, защото тук имаме антикварки да ни безпокои особено.

от един лек и един тежък кварк (например $u\bar{s}$ и $d\bar{s}$), два тежки кварка (например sc или sb), и синглет.

$$Q = t_3 + \frac{B}{2}, \quad (10.4)$$

изоспина и електричния заряд Q (в единици на адрон, съставен от валентни кварки u и d , се дава от формулата (10.4)).

При по-тежките ядра обаче нарастващото влияние на различната $Z-N$ затрудняват класификацията и възбудените състояния по изоспинови мултиплет и протонът имат изоспин $1/2$, то и атомните ядра имат изоспин $1/2$. При по-тежките ядра обаче нарастващото влияние на различната $Z-N$ затрудняват класификацията и възбудените състояния по изоспинови мултиплет и протонът имат изоспин $1/2$, то и атомните ядра имат изоспин $1/2$. При по-тежките ядра обаче нарастващото влияние на различната $Z-N$ затрудняват класификацията и възбудените състояния по изоспинови мултиплет и протонът имат изоспин $1/2$, то и атомните ядра имат изоспин $1/2$.

Ако ядрата със $Z=2$ и $N=2$ има $t=0$, така че изоспинът да е нула, тогава изоспинът на цялото ядро $t=0$ или 1 . Ако ядрата със $Z=2$ и $N=2$ има $t=0$, тогава изоспинът на цялото ядро $t=0$ или 1 . Ако ядрата със $Z=2$ и $N=2$ има $t=0$, тогава изоспинът на цялото ядро $t=0$ или 1 . Ако ядрата със $Z=2$ и $N=2$ има $t=0$, тогава изоспинът на цялото ядро $t=0$ или 1 .

$$t_3 = Z - \frac{A}{2}, \quad (10.5)$$

пряко от уравнение (10.4). От нея обаче следва, че изоспинът t е изцяло определен от Z и A . Основните състояния имат изоспин при даден заряд, така че за тях имаме идентичност за зарядова независимост на ядрените свойства. Това означава, че изоспинът t е изцяло определен от Z и A . Основните състояния имат изоспин при даден заряд, така че за тях имаме идентичност за зарядова независимост на ядрените свойства. Това означава, че изоспинът t е изцяло определен от Z и A .

но не и от t_3 . Физически идеята за изотопичност е приложена към ядрените сили и ядрения строеж на кривините на кварките. Тя се основава на пренебрежливостта на протона и неутрона в отсъствие на u и d кварките. Тук я изградохме въз основа на идеята на различимостта на u - и d -кварките.

Освен за класификация на състоянията за какви услуги изотопичният спин? „Симетриятата на природата изпълзена от перото по-горе, в този случай има симетриятата на едновременноната замяна $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ симетрия, свързана с цвета на кварките, за която говорихме в 10.7. Инвариантността означава, че взаимодействиите са симетрични и свойствата, зависещи от тях, като скоростта на пречни сечения и маси, също не се променят. Определено действие за изотопичния спин е силното взаимодействие и слабостта взаимодействие не притежават такава симетрия.

Въз основа на доста общи принципи може да се покаже, че подобна симетрия води до закони за запазване, които в трета компонента на запазване на пълния изоспин на системата в всеки процес вътре в системата, дължащ се на силното взаимодействие (вж. раздел 13.1 за повече подробности по тези въпроси).

И тук има близка аналогия с ъгловия момент и запазването му. Поради това се очаква да намерим подобни правила и запазване между сечениата на различните процеси или вероятностите да се даде. Да разгледаме накратко един пример, от който се вижда, че правилата са верни. Да вземем състоянието 2^1S_0 на $\psi(3685)$. Масата му е достатъчно голяма, за да може да се да до основното състояние 1^3S_1 , $\psi(3097)$, по двата възможни

$$\psi(3685) \rightarrow \psi(3097) + \pi^0,$$

$$\psi(3685) \rightarrow \psi(3097) + \eta.$$

И двете състояния на чармония имат изоспин 0. π^0 има изоспин 1, а η има изоспин 0. Защо принадлежи на изоспинов триплет, а η има $t=0$, следва веднага следва, че реакцията (10.6) не може да се осъществи, защото началното и крайното състояние имат $t=0$, а крайното $t=1$. В (10.7) и двете състояния са с $t=0$, така че реакцията е допустима.

Друг, по-малко очевиден пример е разпадането на η . Разпадането му под действие на силното взаимодействие на пиони е забранено от закона за запазване на изотопичния спин, поради което η се разпада главно електромагнитно на два фотона ($\eta \rightarrow \gamma + \gamma$) или неелектромагнитно на три пиона. ($\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$) (неявно, електромагнитното взаимодействие е между зарядите на кварките и в този случай може да бъде само предположение).

Навлизането в теорията на изотопичния спин и свързаните с него симетрии, както и пълното и използване излизат извън рамките на тази книга. Надаваме се, че от изложеното дотук читател ще запомни, че адронните състояния и тези на леките частици принадлежат на изотопични мултиплети. Ако изотопичната симетрия не се нарушаваше, всички членове на даден мултиплет биха имали еднаква маса. Електромагнитните ефекти и разпадането в масите на u - и d -кварките нарушават симетриятата и водят до различия в масите на u и d кварките. Това положение е доста

непрямкостта. Въртенето на 180° около вертикалната ос (или около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$) е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

те, нарушаването в адронните мултиплети е нарушено и разпадането е от порядъка на 1 до 10 MeV.

- 1) изграждането в ядрените нива също са нарушени;
- 2) изграждането в ядрените нива също са нарушени;
- 3) някои електромагнитни процеси могат да бъдат голямо нарушение на изотопичния спин.

Слабото взаимодействие също не запазва изотопичния спин. Например при β -разпадането на неутрона изотопичният спин се изменя от $t=1/2$, $t_3=-1/2$ за неутрона до $t=1/2$, $t_3=+1/2$ за протона. (За левите изотопични спини се въвежда.) Това изменение може да се разглежда като резултат от вращаване на изоспиновия вектор. Бихме могли да се опитаме да формулираме подобни правила, валидни за менестро на изотопичния спин и при останалите взаимодействия. За електромагнитното взаимодействие тези правила са:

$$\Delta t = 0, +1 \text{ или } -1; \Delta t_3 = 0.$$

За слабото взаимодействие подобни правила не могат да бъдат дадени в проста форма и изобщо не са много полезни. В раздел 13.1 ще видим, че в по-лесно да разглеждаме слабите процеси чрез изменение на кварковите аромати, а не чрез изоспина на системата.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

ЗАДАЧИ

1) Изгради спин на D_s -мезона (1S_0 , $J^P = 0^-, \text{св}$)? Защо разпадането му е забранено по отношение на силното взаимодействие? (D_s^* е свързан с D_s).

2) Изгради спин на D_s^* -мезона (3S_1 , $J^P = 1^-, \text{св}$)? Защо разпадането му е забранено по отношение на силното взаимодействие? (D_s е свързан с D_s^*).

3) Изгради спин на D_s^{**} -мезона (3P_2 , $J^P = 2^-, \text{св}$)? Защо разпадането му е забранено по отношение на силното взаимодействие? (D_s е свързан с D_s^{**}).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

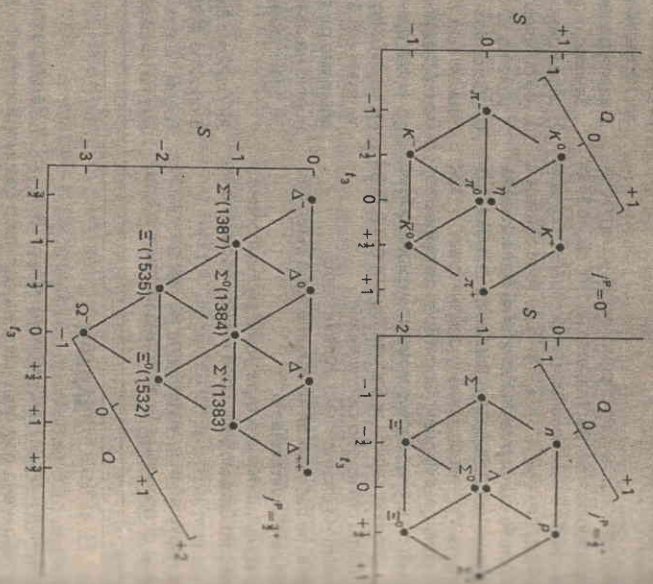
Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

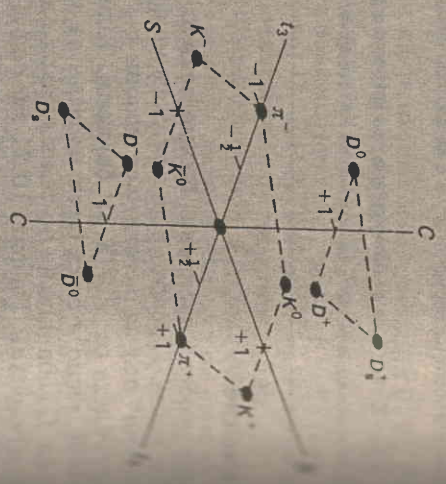
Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.

Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия. Въртенето на 180° около оста $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$ е симетрия на изотопичния спин. Аналогията с вращаването на векторите в пространството е инвариантността на всички познати взаимодействия.



Фиг. 10.20 Осмична диаграма на октета от мезони с $j^P = 0^-$ и 1^- и бариони с $j^P = (1/2)^+$ и $(3/2)^+$. С S и P означава състояние на кварка, а с t — третата компонента на изотопния спин. На този тип диаграми е *мегловски диаграми*.



Фиг. 10.21. Осмична температурна диаграма за обикновени и омагнетени изотопи на водород при $J^2 = 0$. Рискунката е изометрична с три взаимноперпендикулярни равнини, които са нанесени съответно изотопичният спин $\frac{1}{2}$, странността $S = 1$ и странността $S = 0$. С прекоснати линии са съединени частците от периферията на странност $S = 0$, които имат една и съща стойност на очарованието $C = 1$ (или $C = 0$). Всички самооспирнати (напълно неутрални) състояния на водород са 1S_0 , се намират в центъра на диаграмата. Те са π^0 , η (табл. 10.4) и η_c (фиг. 10.14).

като „дронни състояния“ например), които в действителност представляват различни страни на кварковия адрон. Цяло, представляващо солидно доказателство за съществуването на кварките (със спин $1/2$), глюоните (със спин 1) и фотоните са събрани в табл. 10.11. Със знака $\vee$ в нея са означените на особено силни експериментални потвърждения на кварковия модел.

Ward, G. (1989). *The Experimental Foundations of Particle Physics*. Oxford University Press.

Ward, G. and R. Sutton, C. (1987). *The Particle Explosion*. Oxford University Press.

Ward, G. (1973). *Photon-Hadron Interactions*. Benjamin Reading, Massachusetts.

Ward, G. (1968). Review of particle properties, *Physics Letters B*, 204, 1-10.

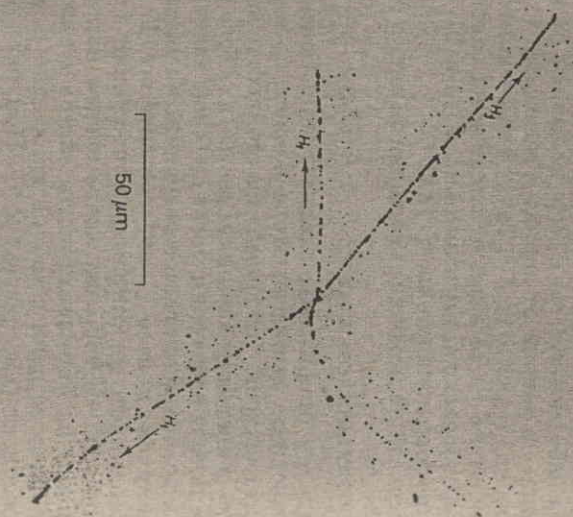
Ward, G. (1960). *Proceedings of the International Conference to Celebrate the 50th Anniversary of the Discoveries of the π and V Particles*, held at Bristol 1959-1960, 121-131 (ed. Foster, B. and Fowler, P. H.). Adam and Charles, London.

предстои да разгледаме и за които казваме, че са излъчват фотони или се променят поради въздействие на реални или виртуални фотони.

предстои да разгледаме и за които казваме, че са излъчват фотони или се променят поради въздействие на реални или виртуални фотони.

предстои да разгледаме и за които казваме, че са излъчват фотони или се променят поради въздействие на реални или виртуални фотони.

предстои да разгледаме и за които казваме, че са излъчват фотони или се променят поради въздействие на реални или виртуални фотони.

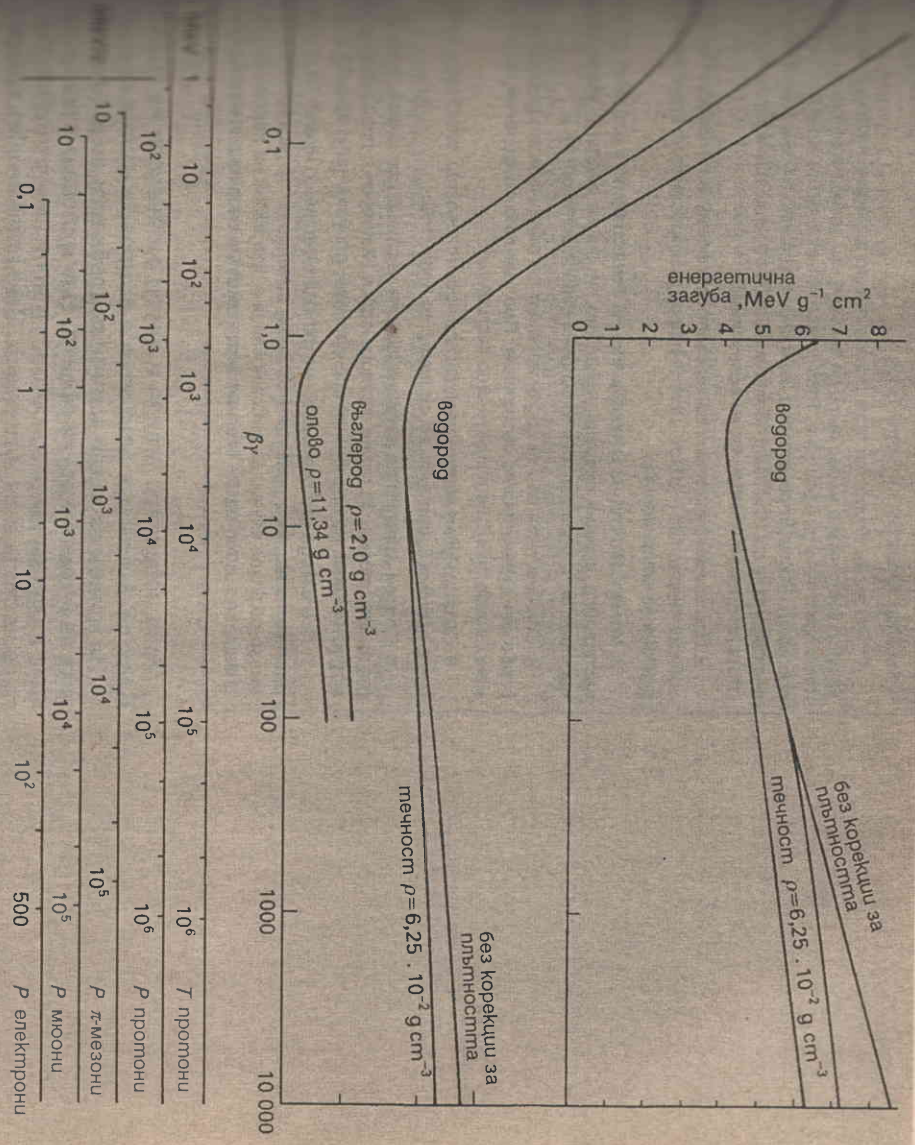


Фиг. 11.1. Фотографията показва следи във фотографията на нирана на голяма височина от космично лъчение. Интервалът е един π -мезон остава следата, означена със σ , до спирания си се захваща около ядро в борова орбита и накрая се поглъща. При поглъщането в ядрото се внася енергия, съответстваща на покой на π , и тя предизвиква разцепване на ядрото в ядрени заредени частици. Двете, означени с H , са протони, а третият H , е тритий. Най-късата следа H , е на протон, който излиза и чийто начална енергия е по-голяма от 3 MeV. По-дългата е на протон с енергия 3,7 MeV, който се спира в емулсията. Третата чална енергия 5,6 MeV също се спира в емулсията.

Ионизацията, причинена от енергетична загуба, предизвиква бромид в сребърни зърна. Броят на зърната в единица дължина на зърната) от следата е марка за dT/dx . Така че можем да това събитие, за да илюстрираме три свойства на синхротронни частици с първоначална енергия от няколко мегаелектронволта.

1. Нараставане на йонизационната енергетична загуба (dT/dx) типата се забавя и достига края на пробата си. Това означава да се определи посоката на движение на частицата и да се даде на началната частица от продължителността на разпространяването на началната частица.
2. Проманата на йонизационните енергетични загуби по време от остатъчните пробег е най-голяма за най-леката частица, а те са по-големи от скоростта си за един и същ пробег в по-тежка частица.
3. Многократното разсейване в последния стадий на пробег е голямо за най-леката частица.

Следите на тази фотография трябва да се сравняват с тези от фиг. 9.14. Емулсията от фиг. 9.14 е мезонна, а тази на фиг. 11.1 е заредена. В мезонната еме еме слабо йонизирани частици (раздел 11.2). Тази разлика се изразява и в по-малката плътност на следи на фиг. 11.1.



та способност на водород, въглерод и π -мезон P/Mc за еднократно заредени частици P и маса $M > m$, — масата на частицата. При малки стойности на $\beta\gamma$ кривите за въглерод и олово се отнасят и дори престават да следват зависимостта $1/V^2$, когато движението се частица започне да захваща или да губи електрони (при предположение, че е положително заредена) или пък няма достатъчно енергия да избие вътрешен електрон от атомните ядра. Първият от тези ефекти при ниски скорости зависи от заряда на частицата и следователно ще бъде различен за π^+ и π^- . За дадено $\beta\gamma$ вторият ефект зависи от енергията на частицата, т.е. от масата и. Следователно тези криви, начертани за протони, не могат да се използват непосредствено за други частици при $\beta\gamma < 0.1$.

Следователно със загуба на енергия предизвикват образуване на вторични електрони, които са достатъчно високоенергетични, за да изминат голямо разстояние във веществото. Така че отговарят на първичната частица енергията енергията, отдадена в непосредствена близост на първичната частица, и следователно отчитат много по-малка ефективна загуба на енергия, отколкото е действителната загуба на енергията на първичната частица, има плато, което е около 10–15% над минимума на спирателната енергия.

Така че отговарят на първичната частица енергията енергията, отдадена в непосредствена близост на първичната частица, и следователно отчитат много по-малка ефективна загуба на енергия, отколкото е действителната загуба на енергията на първичната частица, има плато, което е около 10–15% над минимума на спирателната енергия.

1. При ниски скорости едена положително заредена честичка, на вешеството, може много брзо да захване или зазуби електричен потенцијал, брзо отстапувајќи од него. Тоа става при скорост, по ниска, протомни. Брзо отстапувајќи од него или неутрални атоми електричните си. При мези обстојателствата е ефективен заред на честичка се промена и може да е неизвестен.

2. При високи релятивистичні швидкості формула прискорення $\frac{dv}{dt} \sim \ln v$, виходячи з швидкості на поверхні ефекта на густоту.

3. Измерванията на веществото в близост до частицата, губеща енергия, показват, че тя не расте с увеличаването на дължината на вълната на частицата, а достига плато въпреки свойството от т. 2.

4. Стойността на / за даден елемент се различава от даден елемент слабо от агрегатното състояние. При химично съединение преходът от слабо давиди от химичното състояние.

5. Съществуват малки корекции при ниски скорости, отчитавани нагма обвивка в атомните на спиращото вещество.

6. Според формулата преминаващата частица има много по-голяма наелектронна. За гръцки частици освен електрон и позитрон, не е модифицирана, но подобна по вид формула, гонимата грешка е

7. При избора се предполага, че тежките частици нямат силно влияние на тези приближения върху сечението за разсейване в много редките случаи на стъклобоя с предаване на голяма енергия, особено имат малко влияние върху общата спурална способност.

Това поведение, както и други особености на формули-
 Блох са изложени накратко в съпровождащия комментарий.
 Не можем да дадем точен отговор на въпроса: „Какво е

лата за атомни и други ефекти. Извършена е огромна работана на спирателна способност в зависимост от своите свойства та се частица и на материала. Завършваме обсъждането на Бете-Влох със забележката, че я изведохме за тежки частици. По-сложна, но по същество подобна формула се електрони и друга — за позитрони. Различната с формули частици са малки и за нашите цели ще предположим, че формули и същи. Тези леки частици имат много по-високи скорости и съща кинетична енергия с протоните например. Да фиг. 11.2. Това е графика за някои спирателни способности кция на $\beta\gamma[\beta = V/c, \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}]$, и са добавени абсциси

всичките са дали за кинетичната енергия на протоните и за им
няколко други заредени елементарни частици. Така енерге
туба във водород е една и съща (минимумът и) за протони с
енергия 2,5 GeV и за електрони с момент 1,74 MeV/c (кине
гия 1,3 MeV). Такъв електрон преминава много по-малко
течен водород, преди да спре, дори ако йонизационните загуби
ственият механизъм за загуба на енергия, докато протон с
скорост може да измине десетина метра поради малковер
електрони — *бел. прес.* събития за отблъскване на нееласич
тични разсейвания от протон. Виждаме, че при спирателно
частици не измивават такива големи разстояния, каквото
тежките частици със същата начална скорост. Освен това д
тици преминават по-малко разстояние в последния стадий на
когато енергетичната загуба на единица път е голяма. По
измерванията на йонизационните загуби на електроните и п
е почти винаги твърдо установено, че

електрон със съвдана енергия изход, че при
създаване стигаме до естествен извод, че при
разстоянието загуби се дефинира величината про-
странствена загуба (R) на оставащата
енергия (E) на първоначална кинетична енергия T
частича с първоначална кинетична енергия T
си в материала. Ако допуснем, че йониза-
ционната енергия е пропорционална на разсто-

$$R = \int_{T_0}^0 \frac{dT}{dT/dx}. \quad (11.2)$$

T_0 може да се извърши аналитично, но може да се

$$\frac{dT}{dx} = \frac{az^2}{V^2}$$

dx V^2
покретваме слабата вариация на логаритмичния
а е константа, която зависи от вида на спиралния

$$\text{или } R = \frac{aMV_0^4}{4z^2}, \quad \text{где } V_0 = \sqrt{2T_0/M}. \quad (11.3)$$

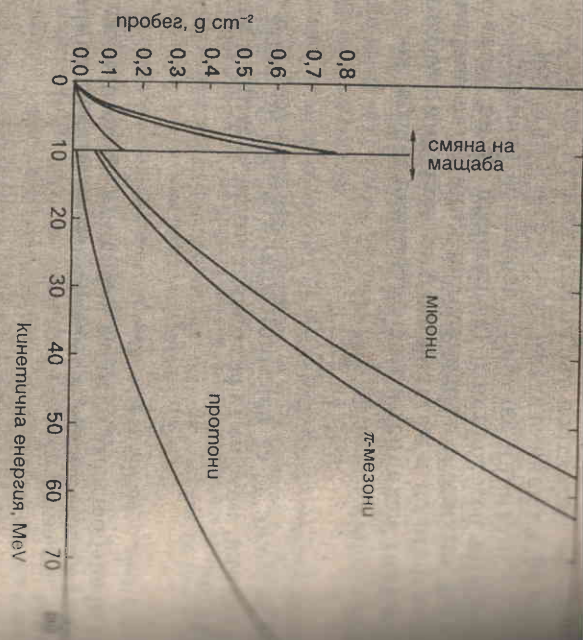
$$R \propto T_0^{3/2} / M^{1/2}, \quad \text{или} \quad R \propto M V_0^3.$$

$R \approx T_0^{1/2} / M^{\eta}$, където T_0 е температурата на пробегта. Тези данни не са в съгласие с представяне на пробегта, което се основава на предположение, че масата е по-голяма от енергията. За да се получи това, което казахме преди, за една и съща енергия трябва да се вземат предвид всички масови частици, които имат тази енергия. Това означава, че скоростта на пробегта V_0 обаче $R \propto M$. Сега опитайте да решите задачата на някои от изброените свойства на фиг. 11.3.

Пробегът на протони, т.е. мезоните, може да бъде изчислен директно от кинетичната енергия за протони, т.е. мезоните, използвайки уравнението $dT/dx = -dE/dx$.

натая зауба не е непрекъснато изпитваема от стълкновения. На крайни разстояния истинската зауба флукутира около очакваната стойност. Този ефект е характерен за стратинг (разхвърляне). Със стратинга на енергията е свързан стратингът на пробета. Да разгледаме дължината на пробета с фиксирана начална енергия. Енергията, загубена при стратинг, е пропорционална на дължината на пробета. Ето защо и дължината на следата също флукутира. Всички тези величини са свързани. За да се обясняват в различни книги. На интересувания се

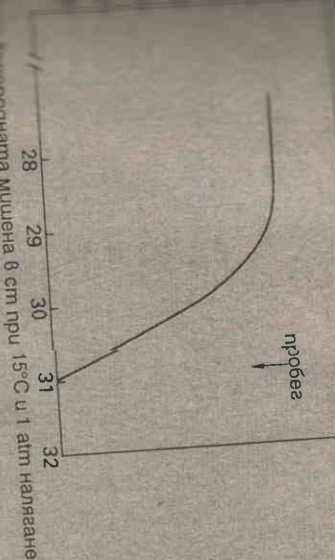
[illegible]



Фиг. 11.3. Криви на пробета в зависимост от кинетичната енергия на π -мезони и мюони във въглерод. Уравнение (11.1) показва, че скоростта на енергетичната загуба се променя с квадрата на скоростта и следователно при нарастване на началната кинетична енергия увеличаване на пробата на енергията. Следователно за всички частици пробата нараства по-бързо с нарастване на началната кинетична енергия. Освен това се вижда, че при една и съща кинетична енергия по-леките частици губят по-малки енергетични загуби, поради което имат по-голяма пробата. Ето защо свойствата на кривите от фигурата могат да се използват за определяне на спирателната способност.

рассеиваются. И два процесса входят до значительной степени в праволинейного движение. Это значит проекция на дуга следата върху първоначалната посока на движение на електронното по-къса от самата следа (фиг. 11.5). За α -частици скорост импулсът е значително по-голям и отклоненията от посока са малки, така че проекцията на следата в повечето е незначително по-къса от самата следа. За частици с междинни описаните ефекти са между ефектите за електрони и тези за α -части. За всички частици освен за електроните измереният път е дължината на следата, проектирана върху началната посока движение на частиците. С методите, визуализиращи траектории типиче (например фотографски емулсии или мъгливни камери) ще да се види че реалната следа е измерима и се нарича

Многократното разсейване беше взето предвид при обсъждането на Ръдфърдовото разсейване (раздел 1.1, зад. 1.7). То е резултат от кълбови разсейвания на малки ъгли, които се събират статистически и водят до промяна в направлението и до общо отклонение. Преватна линия на началното движение на частицата, след като мине крайно разстояние в материала (вж. фиг. 11.5). По въпроса за развитието на зарядът z^2 на частицата и атомния номер Z на материала е разработено пропорционален на някаква степен на импулса. Прълният ефект обаче е на случайно блуждаене: когато се направи много опити, отклонението на представителната средна стойност

[illegible]

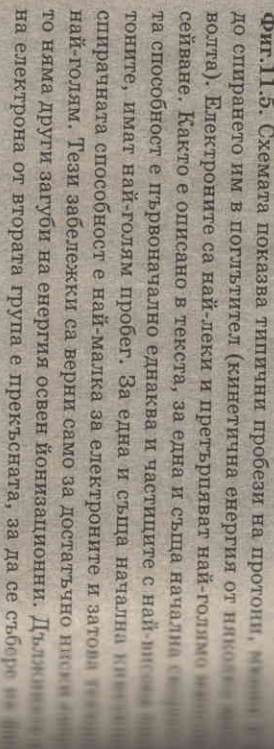
Предположение о среднем значении θ_0 и стандартном откл.
 квадратично отклонение θ_0^2 има отклонение от на

$$\theta_0^2 \propto \frac{z^2 Z^2}{P^2 \beta^2} L,$$

p - p разстоянието, при което се появява това отклонение и следният израз:

$$\theta_0 = \frac{20 \text{ MeV/c}}{p\beta} z_1^2 \left(\frac{L}{L_R} \right)^{1/2}, \quad (11.4)$$

Препитулест в MeV/c. Дължината L_r се нарича радиационна дължина на материала. Зависимостта $L_r \propto Z^{-2}$ ще изведем в раздел 11.2). Така например за олово $Z=82$, $L_r = 5,6$ cm, а за свъщо и табл. 11.2). Това на пример за $T=2,4$ GeV и $P=3,2$ GeV/c дадено на такава дебелина от протон с $\theta = 6,3$ mrad, енергетична загуба от $7,2$ MeV и отклонение $\theta = 6,3$ mrad, средно със същата скорост ($T=1,3$ MeV, $P=1,73$ MeV/c), преминава през олово, губи приблизително 7 keV поради йонизацията и разсейване с $\theta_0 = 360$ пра-

[illegible]

ρ , g/cm ³	$1/Z$, eV	$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dT}{dx} \right)_{\min}$, MeV g ⁻¹ cm ²	L_R , g cm ⁻² , cm	T_{input} , MeV
0.0708*	20.4	4.09	61.3	866*
0.125*	19.6	1.95	94.3	754*
2.1	2.3†	1.85	42.7	~19.0
2.70	12.3	1.63	24.0	8.9
7.87	10.7	1.49	13.84	1.76
11.35	10.0	1.14	6.37	0.56
18.7	9.56	1.10	6.00	0.32
				340
				220
				103
				47
				24
				6.9
				6.2

(при пресмятането се предполага, че формулата за θ е в разглежданата област, което е доста съмнително). Електрон и същ импулс като този на протон ($T=3,2 \text{ GeV}$), преминава претърпява почти същите като протона йонизационни излъчвания и сеяване. Той участва обаче в един друг много важен протоманнитен производ. Както ще видим в следващите развагата радиационна енергийна загуба е около $2,0 \text{ GeV}$.

При ниски енергии всички частици могат понякога да далеч зад точката, от която са тръгнали, ако са изпитали не на голям ъгъл. Нискоенергийните електрони са особено към разсейване от този вид.

В началото на този раздел нарекохме dT/dx спирална температура. Тъй като се променя със скоростта, тази температура е много удобна мярка. По-удобна е величината $(1/p)dT/dx$ то е почти независима от плътността на спиралния материал, типа на частицата, гъбещата енергия. В табл. 11.2 е дадена величина за някои материали. Един друг, често използван, най-малко йонизираща частица. Това означава частица, която е така, че в даден материал енергията, която губи за йонизацията е минимална или близо до минимума; най-общо казано, този тип със скорост $\geq 0.9c$.

Сера можем да попитаме как се разпределя във веществотичната енергия, отладена от първичната частица, преминава или спираща в него. Електроните, образувани при йонизацията, имат енергия $E_{\text{ион}}$ и могат да имат енергия до $E_{\text{ион}}$, макар натовареността на енергията да е малка. Енергията на движението се разделя на стационарна енергия и енергия на движението (вж. зад. 11.1), въпреки че събитията от движението са частични (вж. зад. 11.1), въпреки че събитията са малко предпазване на енергията са редки. Тези δ -лъчи могат да се движат по различните йонизационни пътища, а не по един и същ път.

[illegible]

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

а способност. Загубата на кинетична енергия на едн-
п от заредена частица, движеща се през дадено веществ-

потенциал на възбуждане. Параметърът χ във формула-
те-Блох за спиращата способност на веществото.
но се определя чрез нагласяване на формулата към ек-
сперименталните данни. Той е осреднената геометрично стой-
юнизационните потенциал на всички Зелектрона в спи-
вещество.

и на йонизационна загуба. Минималната стойност на
та способност за дадено вещество. Наблюдава се за
редени частици със скорости около 0.96 c.

то йонизираща частица. Заредена частица, чиято ско-
гуурява минимална или близка до минималната енерги-
зуба.

п плътността. Намаляване на спиращата способност

ва устройства дават аналогов електричен сигнал, който
дената енергия, и се наричат калориметри. Обикновено
тектира показването на температурата, тъй като то е **тем**
може лесно да се регистрира. Те се основават на регистриран-
ционните загуби от отделните частици със сцинтилацион-
рионални броячи и подходящо сумиране на сигналите. Това
обяснени по-подробно на други места. Вж. например Инт.
1974), Клайнкнехт (Kleinkecht, 1986) и Ферноу (Feyn-
1974).

Има още едно явление, свързано с енергетичните загуби
то трябва да споменем. Ефектът на плътността е свързан
зацията на средата, в която се движи заредената
поляризация е променлива и в прозрачни среди **не**
води до излъчване на видими фотони. Това е ефектът
а свойствата му са описани във фиг. 13.4.

ЗАДАЧИ

11.1. Покажете, че максималната енергия, която може да се получи
първоначално в покой, от частица с маса в покой M и пълна енергия E

$$E_{\max} = \frac{2m_e c^2 (E^2 - M^2 c^4)}{M^2 c^4 + m_e^2 c^4 + 2(M^2 c^4)E} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma}{1 + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2 + 2\gamma \left(\frac{m_e}{M}\right)}$$

където, както обикновено, βc е скоростта на частицата и γ е излъчване.
Това е точната релативистична формула. Покажете, че за ултра-
случай, когато $E \gg M^2 c^2 / m_e$,

$$E_{\max} = E$$

$$E_{\max} = 2m_e \beta^2 \gamma^2 c^2$$

и за по-малко екстремния случай $M \gg m_e$ и $E \ll M^2 c^2 / m_e$ в излъч-

$$E_{\max} = \frac{4m_e M T}{(m_e + M)^2}$$

В нерелативистично приближение ($E = M^2 c^2 + T$, $T \ll M^2 c^2$) максимално
гия се дава с израза

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия
спори и то $q \cdot q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В
и диференциал четиримомулс. Последните фиг. 9.6, за да установите
и показват, че $q^2 = -2m_e E$.

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-
и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-
и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-

$$R_a(M_a, Z_a, T_a) = \frac{M_a Z_a^2}{M_b Z_b^2} R_b(M_b, Z_b, T_b) = M_a T_b / M_b$$

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-
и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-
и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-

$$\frac{dN}{dT} = \frac{K}{T^2}$$

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-

ЛЪЧЕНИЕ

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-
и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-

$$\sigma \propto Z^2 \alpha^3$$

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-
и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-

$$\sigma \propto \frac{Z^2 \alpha^3}{m_e^2 c^4} \quad (11.5)$$

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-
и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-

$$\frac{d\sigma}{dE} \propto \frac{Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{m_e^2 c^4 E} \quad (11.6)$$

и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-
и m_e на свободен, стационарен електрон се предават енергия T , има про-

$$\beta = 0,96 \quad \frac{\ln(183 Z^{1/3})}{\ln[3m^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)] - \beta^2} \quad \text{Тр}$$

20.0 eV , отношението е приблизително $\frac{27(\text{MeV})}{27}$

20. eV, отношението е приблизително

$$\frac{ZT(\text{MeV})}{560}.$$

Криптична енергия. Кинетичната енергия на заредените частици, при която енергичността им загуба, грейт жата се на спиралното плътенче, е разна на загубата на енергия за на загубата. При енергия, по-висока от

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

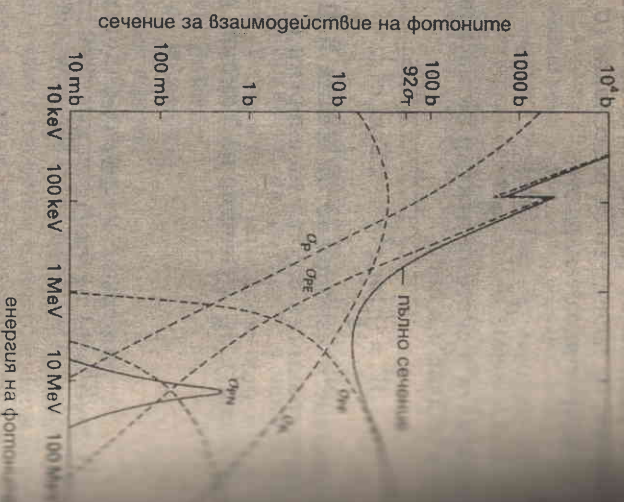
мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о

мичнаме
миду, при
азуба, гыт
ние, е рат
ерсия 3
-висока о



- PP — рждане на двойка в електричното поле на адрот,
- PPE — раждане на двойка в електричното поле на Z електрона,
- K — некохерентно (комплъново) разсейване на фотони,
- P — рейлево разсейване,
- PN — сечение за фотодрена реакция.

При ниски енергии преобладава фотоелектричният ефект, комптъновият ефект е важен за енергии около 1 MeV, а

ва, электричного поле, необходимо да поеме q , намаляване прицепният параметър между фотона и ядрото нараства означава нарастване на диференциалното сечение. Нарастащо неограничено, ако то намалее екраниращия ефект на те електрони. Отново дългителен анализ изисква разбиране ните ефекти. С учудване установяваме, че $\sigma_{\text{пр}}$ е нула за стойност на енергията, $E_{\gamma} = 2m_e c^2$ ($= 1.02 \text{ MeV}$), след което и достига плато при енергия около 1000 MeV . Платото е веществово и за $E_{\gamma} \gg m_e c^2$ е

$$L_{\text{pp}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{pp}}} = \left[\frac{28}{9} \frac{nZ^2\alpha^3(\hbar c)^2}{(m_e c^2)^2} \left\{ \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{7} \right\} \right]^{-1}$$

Разбира се, фотонът изчезва при образуване на двойката, можем да дефинираме среден свободен пробег за процеса

на фотоните на електромагнитното поле на адрото. Използването на фотон от електрон (по-точно за излъчване на фотон от електрон) се на практика (фиг. 9.4). (Препоръчва се на практика за разглеждане на двойка.)

$$L_{PP} = \frac{9}{7} L_R.$$

ЛФР 7-а

че средният свободен пробег за разпадане на енергетични фотони ($E_\gamma > 1000 \text{ MeV}$) е тясно свързан с разстоянието, на което високоенергетичен електрон намалява и пъти енергията си.

Същото явление трябва да се наблюдава и в случая с оптиката ни показва, че поглътителните обекти събират на фотоните се съпровождат от еластични взаимодействия. Приносът на релейното разсейване към отклонения снош обаче е малък в сравнение с този на Релеви). Приносът на некохерентното разсейване (комптонов ефект и с този на кохерентното намалява и става пренебрежимо малки енергии). Този принос около 10 MeV .

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Еластично разсейване на фотон от атом.

разсеиване. Разсеиване на фотони или електрони при поглъщане на фотонен ефект. Избавяне на електрон от атома при поглъщане на фотонно разсеиване на фотони от атоми. Нееластично разсеиване на фотони в кристали.

[illegible][illegible]

