

Глава 18

РАДИОАКТИВНОСТ И ЯДРЕНИ РЕАКЦИИ

§ 18.1. Въведение

Радиоактивност; видове; основен закон; характеристики – константа на разпадане, активност и период на полуразпадане; единици; семейства на естествена радиоактивност. 450

§ 18.2. Алфа-разпадане, бета-разпадане, гама-излъчване

α -частици; съотношения на кинетичните енергии; α -разпадане; β -разпадане; особености; енергетичен спектър; Паули и неутрино; спин при разпадане и неутрино; (β^-)-разпадане; електронно залавяне; (β^+)-разпадане; вътреиноуклонен процес; γ -лъчи; графики; вътрешна конверсия; изомери. 452

§ 18.3. Делене

Делене и разпадане – отделяне на енергия; осцилации и делене; енергия на активация; залавяне на неутрони; верижна реакция; коефициент на размножение на неутроните; критична маса; бързи и бавни неутрони; забавяне; енергия при делене; ядрена енергетика: забавители; закъсняващи неутрони; разпадане на брома; действие на реактор; атомна електрическа централа. 460

§ 18.4. Синтез

Термоядрен синтез; образуване на деутерия; реакции на синтез; Лоусън; синтез с магнитно задържане; Токамак; международни токамаци; JET и ITER; лазерен термоядрен синтез. 469

ДОПЪЛНИТЕЛНА ЛИТЕРАТУРА

1. Балабанов Н., Ядрена физика, Пловдивско УИ., 1998, Пловдив, гл. 5 ÷ 7.

2. Young H. D. and R. A. Freedman, University Physics 12th ed., Pearson Education, Inc., 2008, San Francisco, § 43.3, 43.4.
5. Бейзер А, Основные представления современной физики, Атомиздат, 1973, Москва, гл. 23, гл. 24.

§ 18.1. ВЪВЕДЕНИЕ

Радиоактивността е явление, изучаването на което поставя началото на ядрената физика. През 1896 г. Бекерел открива радиоактивността на урана и установява, че уранът изпуска непознати до тогава лъчи, които той нарекъл радиоактивни. Днес под *радиоактивност се разбира превръщането (разпадането) на изотоп на даден химичен елемент в изотоп на друг елемент, което се съпровожда с отделяне на елементарни частици или атомни ядра*. Ядрото, което претърпява разпадане, се нарича *майчино*, а това, което се получава след разпадането – *дъщерно*. Когато радиоактивните ядра съществуват в природата, радиоактивността им се нарича *естествена*. Ако те са получени чрез ядрени реакции, радиоактивността им е *изкуствена*. *При радиоактивността се излъчват частици или γ -лъчи или се поглъщат частици*. В зависимост от това, кой процес играе важна роля в радиоактивността, се говори за α -разпадане, β -разпадане и γ -лъчение. При α -разпадането се излъчват α -частици, при β -разпадането се излъчват електрони или позитрони или се поглъщат електрони, а при гамалъчението се излъчват γ -лъчи (в много книги се употребява понятието γ -разпадане; истината е, че при най-различни разпадания на ядрата дъщерното ядро е във възбудено състояние и то преминава в основно след γ -излъчване – така че е по-коректно да говорим за γ -излъчване, а не за γ -разпадане (то обаче е придобило гражданственост). Днес понякога отнасят към радиоактивността и превръщането на една субатомна частица в друга (други), например протон в неутрон или неутрон в протон. (За първоначално четене и качествено запознаване с ядрената физика читателят може да използва книгата Плачкова С., М. Мишева – Физика с примери от биологията, УИ „Св. Климент Охридски“, 2004, София.)

Основният закон за радиоактивното разпадане дава зависимостта от времето на броя на разпадналите се ядра N . Това е законът на Кюри (10.89), с който се запознахме в § 10.5 при анализа на преодоляване на бариерата от α -частицата при α -разпадане:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda_0 t). \quad (18.1)$$

Тук N_0 е началният брой на ядрата, а *константата на разпадане* λ_0 определя вероятността за радиоактивно разпадане за единица време.

Радиоактивното разпадане е статистически процес. Убедително доказателство за това е експоненциалният характер на основния закон (18.1), описващ този процес. Експериментът категорично доказва, че всяко ядро в радиоактивния образец има определена вероятност за разпадане. Но не може да се каже кое ядро ще се разпадне в определен

интервал от време. Нека да предположим, че в даден образец с голям брой ядра за 6 часа има вероятност 50% от ядрата да се разпаднат. Това не означава, че вероятността на разпадането за 12 часа е 100%. Ядрото не притежава памет и вероятността за разпадането в единица време остава константа до този момент, в който целият радиоактивен източник се разпадне. Вероятността на разпадането в този пример след 12 часа е 75%, след 18 часа – 87,5%, а след 24 часа – 93,75%, тъй като на всеки 6-часов интервал съответства 50% вероятност.

Законът (18.1) за радиоактивното разпадане следва от предположението за постоянство на вероятността на разпадането (за даден изотоп) в единица време.

Този процес се характеризира със скоростта на разпадане на съставлящите образеца атоми. Тази скорост се нарича *активност* и обикновено се бележи с A :

$$A = -dN(t) / dt. \quad (18.2)$$

Активността A е положителна величина. Затова е въведен знакът минус – при разпадане $N(t)$ намалява и величината $dN(t) / dt$ е отрицателна. Единиците за активност са:

- бекерел (Bq) (в СИ) – равна е на 1 разпадане за секунда;
- кюри (Ci) (извънсистемна единица) – равна на $3,7 \cdot 10^{10}$ разпадания за 1 s; това е броят на разпадналите се атоми в 1 g ^{226}Ra .

Ако диференцираме закона (18.1) и отчетем (18.2), ще получим

$$A = \lambda_0 N(t) \quad \text{или} \quad \lambda_0 = -\frac{dN(t)}{dt} / N(t). \quad (18.3)$$

Оттук ясно се вижда физическият смисъл на константата на разпадане λ_0 – тя е вероятността за разпадане на ядрата за единица време.

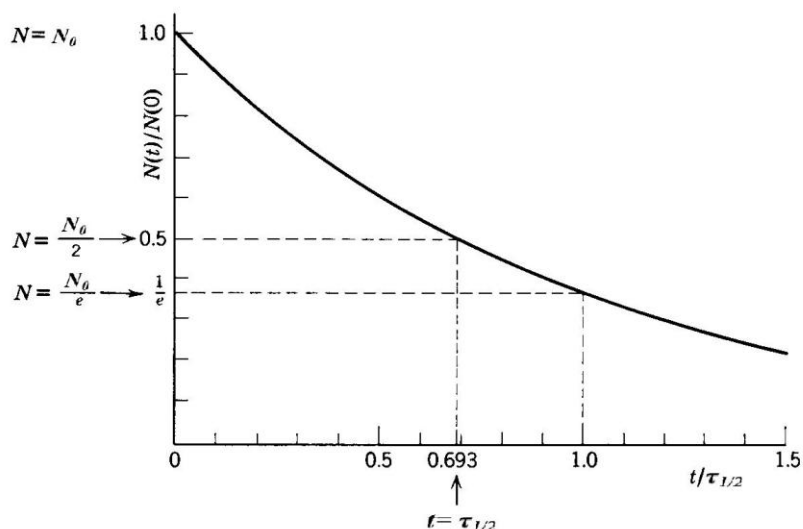
След определен интервал от време $\tau_{1/2}$, наречен *период на полуразпадане*, броят на частиците намалява два пъти. Връзката между λ_0 и $\tau_{1/2}$ вече ни е известна (10.91):

$$\tau_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_0} = \frac{0,693}{\lambda_0}. \quad (18.4)$$

Експоненциалното намаляване (според основния закон) на броя на радиоактивните ядра е показано на фиг.18-1.

Спотанно разпадащите се елементите образуват семействата на естествената радиоактивност. В природата съществуват четири такива семейства – всяко се образува от един родителски нуклид. Това са $4n$ -, $(4n+1)$ -, $(4n+2)$ - и $(4n+3)$ -семејството (n е цяло число). Масовите числа на членовете на семействата се определят от съотношенията

$$\begin{aligned} A = 4n, & \quad A = 4n + 1, \\ A = 4n + 2, & \quad A = 4n + 3. \end{aligned} \quad (18.5)$$



Фиг. 18-1. Експоненциално намаляване на броя на радиоактивните ядра според основния закон на разпадането.

В табл. 18-1 е сумирано главното за четирите радиоактивни семейства.

Таблица 18-1. Четирите радиоактивни семейства.

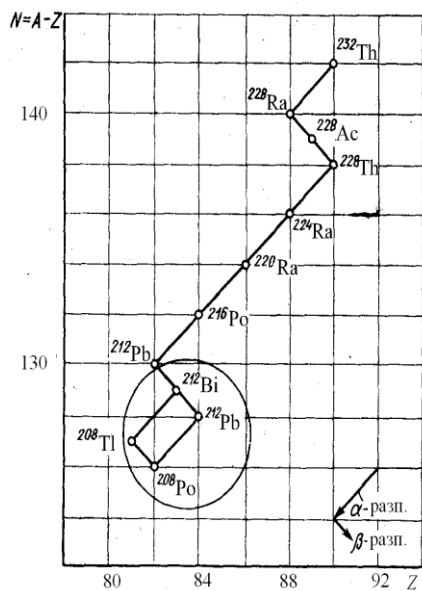
Масово число	Семейство на	Майчино ядро	Период на полуразпадане години	Крайно устойчиво ядро
$A = 4n$	Торий	${}_{90}^{232}\text{Th}$	$1,39 \cdot 10^{10}$	${}_{82}^{208}\text{Pb}$
$A = 4n + 1$	Нептун	${}_{93}^{237}\text{Np}$	$2,25 \cdot 10^6$	${}_{83}^{209}\text{Bi}$
$A = 4n + 2$	Уран	${}_{92}^{232}\text{U}$	$4,51 \cdot 10^9$	${}_{82}^{206}\text{Pb}$
$A = 4n + 3$	Актиний	${}_{92}^{235}\text{U}$	$7,07 \cdot 10^8$	${}_{82}^{207}\text{Pb}$

Разпадането за четирите семейства е показана на фиг. 18-2 ÷ 18-5.

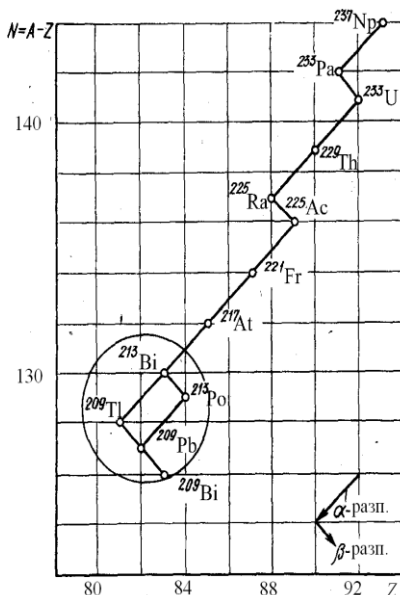
§ 18.2. АЛФА-РАЗПАДАНЕ, БЕТА-РАЗПАДАНЕ, ГАМА-ИЗЛЪЧВАНЕ

18.2.1. Алфа-разпадане

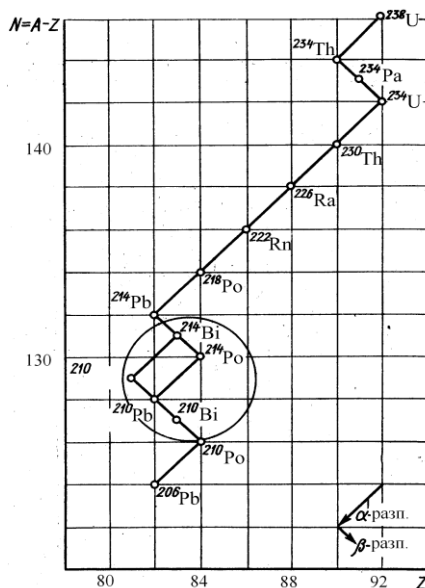
Знаем, че ядрените сили са късодействащи и енергията на свързване на ядрото е пропорционална на масовото му число (на броя на нуклоните). Енергията на електростатичното отблъскване между протоните, пропорционална на Z^2 , е разрушаваща за ядрото. Тежките ядра, особено тези с повече от 210 нуклона, са толкова големи, че късодействащите ядрени сили, задържащи нуклоните, много трудно урівновесяват взаимното отблъскване на протоните. Затова тези ядра се разпадат. *Алфа-радиоактивността е разпадане на ядрото на по-леки ядра, при което се отделят α -частици.* Алфа-разпадането повишава стабилността за сметка на намаляването на размера на образувалите се ядра.



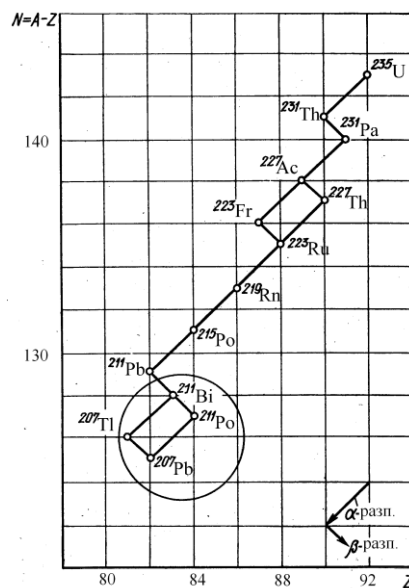
Фиг. 18-2. Семейството на разпадане на Th ($A=4n$). Разпадането на $^{212}_{83}\text{Bi}$ може да протича чрез излъчване на α -частица, а след това на β -частица или в обратен ред.



Фиг. 18-3. Семейството на разпадане на Np ($A=4n+1$). Разпадането на $^{213}_{83}\text{Bi}$ може да протича чрез излъчване на α -частица, а след това на β -частица или в обратен ред.



Фиг. 18-4. Семейството на разпадане на U ($A=4n+2$). Разпадането на $^{214}_{83}\text{Bi}$ може да протича чрез излъчване на α -частица, а след това на β -частица или в обратен ред.



Фиг. 18-5. Семейството на разпадане на Ac ($A=4n+3$). Разпадането на $^{227}_{89}\text{Ac}$ и $^{211}_{83}\text{Bi}$ може да става с излъчване на α -, а след това на β -частица или в обратен ред.

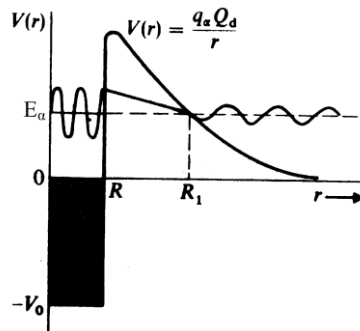
Логично е да се запитаме защо при разпадането не се отделят протони или ядра на ${}^3_2\text{He}$? Причината е в голямата енергия на връзката на α -частицата. В §10.5 разгледахме α -разпадането на урана и видяхме, че α -частицата излиза от ядрото чрез тунелен ефект. Колкото е по-голяма енергията ѝ, толкова по-висока е вероятността тя да излети от ядрото. Алфа-частицата е двойно магическо ядро – два протона и два неутрона, и има висока енергия на свързване. Образува се в ядрото преди да излети и освобождава енергия равна на енергията на свързване. Масата ѝ е съществено по-малка от сумарната маса на съставлящите я нуклони. Тази разлика от маси може да бъде източник на енергия. Кинетичната енергия на всички обекти при разпадането е равна на разликата между енергиите на началното и крайното състояние (вж. §1.9):

$$E_k = (m_i - m_f - m_\alpha)c^2. \quad (18.6)$$

Пресмятанията водят до извода, че от ядрото излита само α -частица – тя има най-висока енергия от съставлящите. За разпадане от друг вид трябва да се придаде енергия отвън. При α -разпадането на ${}^{232}_{92}\text{U}$ се отделя енергия 5,4 MeV. За отделянето на протон е необходимо да придадем на ядрото 6,1 MeV. За отделянето пък на ${}^3_2\text{He}$ – 9,6 MeV. Кинетична енергия в експеримента съвпада с предсказаната по (17.8).

Кинетичната енергия на излитащата от ядрото α -частица никога не е равна на кинетичната енергия E_k на разпадането. При излитането ѝ ядрото изпитва откат. По-голяма част от E_k на разпадането се отделя като кинетична енергия на α -частицата. Например при разпадането на ${}^{222}_{80}\text{Rn}$ (фиг. 18-4) $E_k = 5,587$ MeV, а енергията на α -частицата е $E_{k\alpha} = 5,486$ MeV.

Теорията на α -разпадането (фиг.18-6), изложена в § 10.5, е създадена през 1928 г. от Гамов (Gamow), Кондън (Condon) и Гърней (Gurney).



Фиг. 18-6. При α -разпадането, вълната на Дьо Бройл на α -частицата преминава през потенциалната бариера (q_α и Q_d са зарядите на α -частицата и на дъщерното ядро).

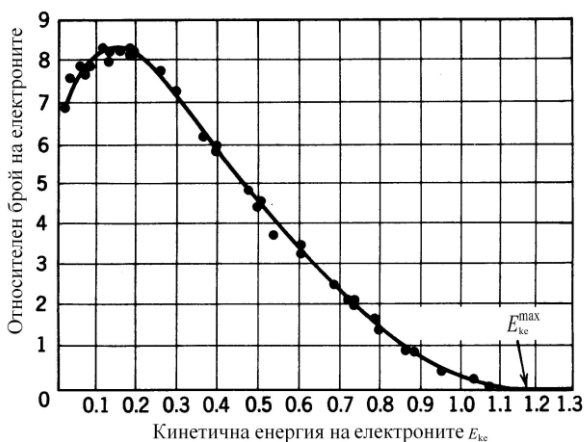
Алфа-частицата се отделя от ядрото чрез тунелния ефект.

18.2.2. Бета-разпадане

Бета-разпадане се нарича самопроизволното превръщане на нестабилно ядро в ядро-изобар (ядро със същия атомен номер) със заряд, различен от изходния с $\Delta Z = \pm 1$ за сметка на изпускане на електрон (позитрон) или на залавяне на електрон от атомната обвивка. Да изложим накратко особеностите на β -разпадането:

- β -разпадането е обусловено от силите на слабото взаимодействие, а не от ядрените и не от електромагнитните сили;
- периодите на β -полуразпаданията се изменят в широк интервал – от 10^{-2} s до $\sim 10^{16}$ години;
- β -разпадането е много по-разпространено от α -разпадането; докато α -разпадането е характерно за най-тежките ядра, то β -превръщането се наблюдава за всякакви масови числа;
- интервалът на енергиите на разпадналите се частици при β -разпадането е много по-широк от този на α -разпадането;
- най-голяма особеност на β -разпадането е непрекъснати енергетичен спектър на електроните с интервал от 0 до E_{ke}^{\max} (фиг. 18-7).

Ядрата са квантовомеханични обекти и енергиите им имат дискретни стойности. Затова при α -разпадането и γ -излъчването спектрите са дискретни. Това се е очаквало и при β -разпадането. Експериментът обаче показва друго (вж. фиг.18-7). Непрекъснати характер на спектъра предизвикал голямо смущение сред физиците, което се усилило още повече с изменението на спина при разпадането. Изходът е намерен от швейцарския физик Паули. Той предположил, че при β -разпадането наред с електрона се излъчва още една частица. Ферми нарекол тази частица неутрино (малък неутрон) и тя се бележи с ν . (Античастицата (подробно-



Фиг. 18-7. Енергетичният спектър на електроните, излъчвани при β -разпадането на ${}_{82}^{210}\text{Bi}$.

тите в гл.19 и 20) се бележи с $\bar{\nu}$.) Енергията на разпадането се разпределя между електрона и неутрино. Това разпределение води до непрекъснати спектър на електрона.

Що се отнася до спина, ето как се разсъждавало. Да разгледаме хипотетично разпадането на протона по схемата

$$p \rightarrow n + e^+,$$

$$\frac{\hbar}{2} \quad \frac{\hbar}{2} \quad \frac{\hbar}{2}. \quad (18.7)$$

Под означението на всяка частица е нанесен нейният спин. Ясно е, че законът за запазване на пълния момент на импулса (да повторим, че в ядрената физика по исторически причини той се нарича спин) не се спазва. Ако обаче при разпадането на протона излита и неутрино, ще имаме

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu,$$

$$\frac{\hbar}{2} \quad \frac{\hbar}{2} \quad \frac{\hbar}{2} \quad \frac{\hbar}{2} \quad (18.8)$$

и законът за момента на импулса ще бъде спазен. Аналогично, ако се разпада неутрон на електрон и антинейтрино $\bar{\nu}$, ще получим за спина на $\bar{\nu}$ стойността $\hbar/2$. Така предположението на Паули обяснява законите за запазване на енергията и момента на импулса и въвежда нова фундаментална частица, която е потвърдена експериментално.

Да разгледаме по-подробно процесите на β -радиоактивността.

а) **Електронно β^- -разпадане.** Да вземем две произволни ядра X и Y.

Тогава схемата на β -разпадането изглежда така:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}. \quad (18.9)$$

При това β^- -разпадане един неутрон в ядрото се превръща в протон, като се излъчват електрон и антинейтрино:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \quad (18.10)$$

Кинетичната енергия се разпределя между дъщерното ядро, електрона и антинейтрино. Преобладаващата част от тази енергия се отнася от двете частици e^- и $\bar{\nu}$. Разпределението между тях може да бъде всякакво и затова енергетичният спектър е непрекъснат. Това е показано на фиг. 18-8, случай а). Енергетически такова β^- -разпадане е възможно, ако енергията E_Z на атома със заряд Z е по-голяма от E_{Z+1} .

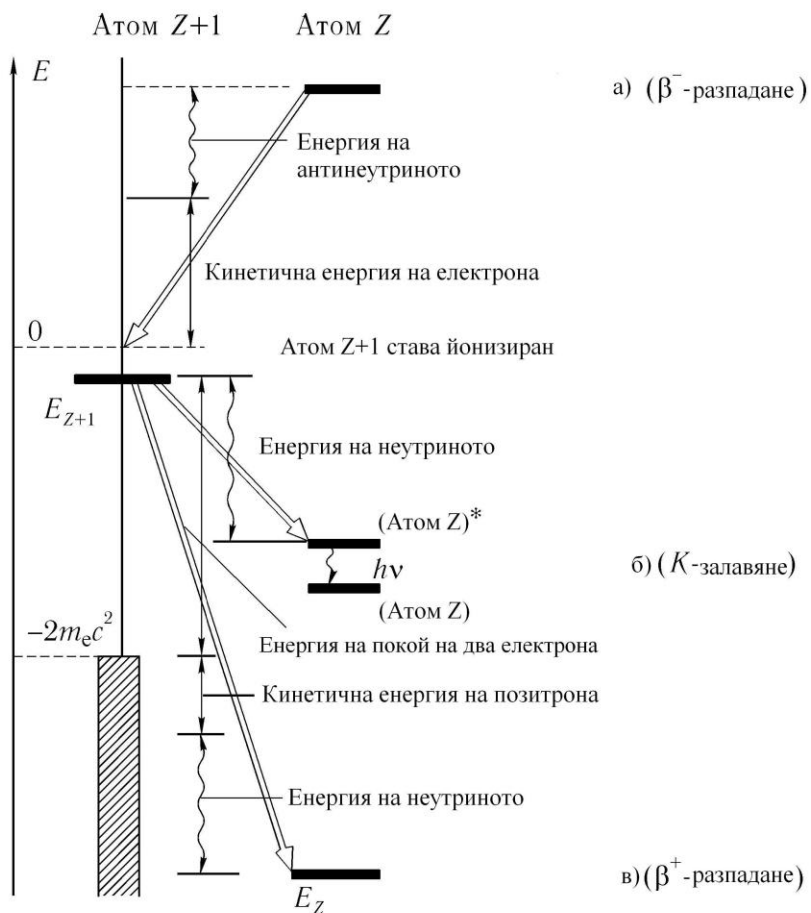
б) **Електронно залавяне.** Схемата на процеса е

$${}^A_{Z+1} X + e^- \rightarrow {}^A_Z Y + \nu. \quad (18.11)$$

Ядрото залавя електрон от собствената си обвивка – от K-, L- или M-слоя (обикновено то залавя K-електрон и често наричат процеса K-залавяне). Новият атом е във възбудено състояние (атом Z)* съответствено с ваканция в K-слоя. При това се излъчва неутрино. Накрая преминава в основното състояние с излъчване на фотон с енергия $h\nu$:

$$(\text{Атом } Z)^* \rightarrow (\text{Атом } Z) + h\nu. \quad (18.12)$$

Електронно залавяне е показано на фиг. 18-8, случай б).



Фиг. 18-8. Схематично представяне на трите вида β -разпадане.

в) Позитронно β^+ -разпадане. Схемата на това разпадане изглежда така:



При това β^+ -разпадане един протон в ядрото се превръща в неутрон, като се излъчват позитрон и неутрино:



Позитронното β^+ -разпадане, показано на фиг. 18-8в), е възможно, ако $E_{Z+1} \geq E_Z + 2m_e c^2$ (подробностите защо е необходимо такова енергетично съотношение например в Белонучкин В., Д. Заикин, Ю. Ципенюк, Основы физики, том 2, 2001, Москва, Физматлит, § 10.3).

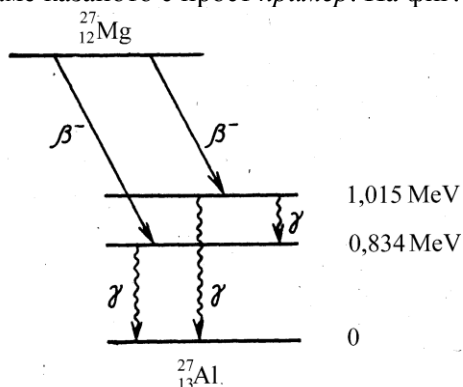
Важно е да подчертаем, че β -разпадането е вътрешнонуклонен процес, за разлика от α -разпадането, което е вътрешноядрен процес. В ядрото се разпада единичен нуклон – неутрон или протон. Подробно разпадането на нуклоните е разгледано в гл. 19 и 20.

18.2.3. Гама-излъчване

Най-напред ще се спрем на един терминологичен проблем. В някои книги (особено руски) под γ -лъчи се разбират електромагнитни вълни с дължина, по-малка от $\sim 10 \text{ \AA}$. Ръдърфорд нарича γ -лъчи електронеутралното излъчване от естествени радиоактивни материали. Сега под γ -лъчи се разбират само фотони, които са свързани с процеси на ядрото или на елементарните частици – γ -лъчите винаги имат дискретен характер, защото енергията на процесите (а оттук и тяхната) е точно фиксирана. Понякога честотите на рентгеновите лъчи се намират в диапазона на γ -лъчите, а честотите на γ -лъчите се намират в честотния диапазон на рентгеновите лъчи. Тези изключения обаче са гранични случаи.

Често наричат процеса на излъчване на γ -лъчи γ -разпадане, в смисъл че възбуденото ядро се „разпада“ на ядро в основното състояние и при това се излъчва γ -квант(и). *Процесът, при който се излъчват γ -кванти от възбуденото ядро, се нарича γ -излъчване (γ -разпадане).* Ядрото подобно на атома може да се намира в различни енергетични състояния. Вече се срещнахме с обозначението на възбудените ядра (вж. фиг. 18-8). Те се означават със звездичка (с астериск) отдясно на техния символ. Например ${}^{27}_{13}\text{Al}^*$ означава, че ядрото на ${}^{27}_{13}\text{Al}$ е във възбудено състояние. Възбудените ядра се връщат в основното състояние чрез излъчване на γ -кванти (фотони), енергията на които е равна на разликата между различните начални и крайни състояния на протичащите процеси (обикновено разпадане или преход). Фотоните от тези ядрени процеси обикновено имат енергия от порядъка до няколко MeV.

Да илюстрираме казаното с прост *пример*. На фиг. 18-9 е изобразено

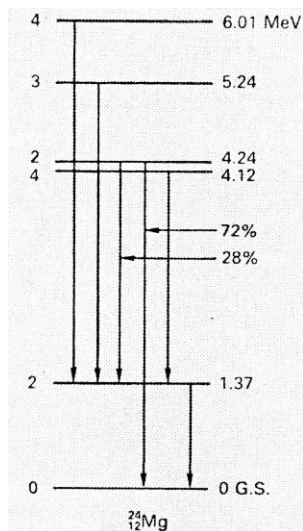


Фиг. 18-9. Гама-излъчване при β -разпадането на ${}^{27}_{12}\text{Mg}$ в ${}^{27}_{13}\text{Al}$.

β -разпадането на ${}^{27}_{12}\text{Mg}$ в ${}^{27}_{13}\text{Al}$. Периодът на полуразпадането е 9,5 min. При разпадането се получава кое да е от възбудените състояния на

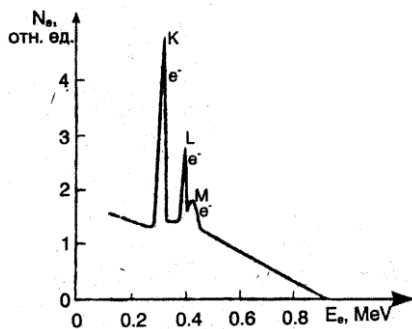
$^{27}_{13}\text{Al}$. От тях $^{27}_{13}\text{Al}$ преминава в основното състояние чрез излъчване на γ -кванти.

Но γ -кванти могат да се излъчват и без разпадане (фиг.18-10):



Фиг. 18-10. Схема на енергетичните нива (основното и петте възбудени до 6,1 MeV) на $^{24}_{12}\text{Mg}$. Отляво е показано спиновото число на състоянието. Преход от нивото с енергия 4,24 MeV към нивото с енергия 1,37 MeV е с вероятност 28%, а към основното – 72%.

В някои случаи ядрото преминава в основното състояние не чрез излъчване на γ -кванти, а чрез предаване на енергията на възбуждане на един от орбиталните му електрони. Този процес се нарича *вътрешна конверсия*. Да подчертаем, че при него енергията на възбуждане се предава пряко на атомния електрон. Експериментално е доказано, че това не е ядрен фотоефект, при който отначало възбуденото ядро излъчва γ -квант, а после той предава енергията си на електрон от обвивката (такъв процес също е възможен). Вътрешна конверсия е показана на фиг. 18-11.

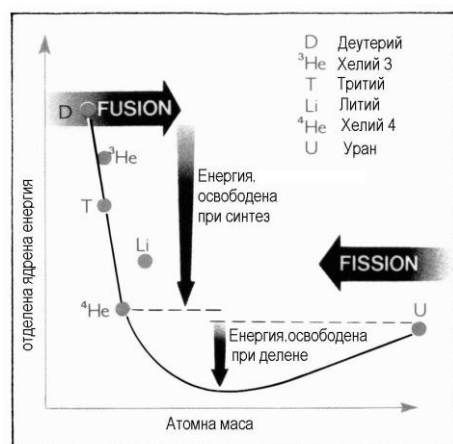


Фиг. 18-11. Типичен непрекъснат електронен спектър, на който се наблюдават конверсионните линии на електроните, откъснати от K-, L- и M-атомни слоеве. След излъчването на конверсионен електрон в съответния слой остава ваканция, която се заема от по-външни електрони, при което се излъчват рентгенови лъчи.

Повечето от ядрата имат много кратки полупериоди на преходите, свързани с γ -излъчване. Някои ядра обаче се намират във възбудено състояние няколко часа. Дългоживеещите състояния на възбудените ядра се наричат изомери на тези ядра. Например възбуденото ядро на ${}_{38}^{87}\text{Sr}^*$ с период на полуразпадане 2,8 h е изомер на ${}_{38}^{87}\text{Sr}$.

§ 18.3. ДЕЛЕНЕ

На фиг. 17-6 се вижда, че максимална специфична енергия имат средните ядра с $A \sim 50 \div 60$. Очевидно е, че както деленето на тежките ядра, така и синтезът на леките ядра ще бъде съпроводен с отделяне на енергия. Много добра нагледна представа за това можем да получим, като сменим знака на специфичната енергия на свързване на фиг. 17-6 – получаваме графиката на фиг. 18-12.

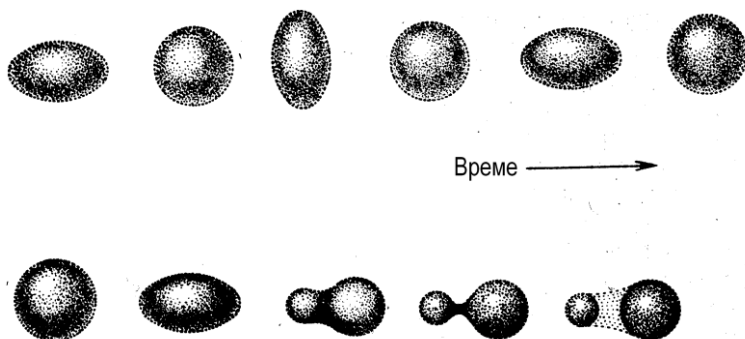


Фиг. 18-12. Отделяне на полезна енергия при синтез (fusion) и делене (fission).

Енергията, отделяща се *при деленето*, е прието да се нарича *ядрена* (в миналото *атомна*), а *при синтез* – *термоядрена*. Тези два процеса най-напред са осъществени взривно (неуправляемо) в атомната и водородната бомба. Управлението на процеса на делене на тежките ядра е добре усвоено в атомните електроцентрали (АЕЦ-и), голям брой от които се експлоатират в много страни. Управляемият термоядрен синтез (УТС) би решил енергетичните проблеми на човечеството, но усвояването му се оказва изключително трудно. Въпреки че се отделят огромни средства и изследванията продължават много години, УТС си остава костелив орех за физиката и проблемът не е решен.

Деленето на ядрата добре се обяснява от капковия модел. Поради повърхностното напрежение *възбудените ядра могат да осцилират подобно на течна капка*. При тези осцилации те са подложени на разрушаващите сили на отблъскване (електростатичните сили) между протоните. При деформацията, ако късодействащите повърхостни сили са по-големи от кулоновите сили и инерчните сили на ядрената ма-

терия, ядрото ще трепти, докато не загуби енергия на възбуждане чрез излъчване на γ -лъчи. Ако степента на деформацията е достатъчно голяма, силите на повърхностното напрежение са недостатъчни да сближат много отдалечените (вследствие на осцилациите) части на ядрото и то се разделя на две парчета – фиг. 18-13.



Фиг. 18-13. Осцилации на течна капка а) и на ядро според капковия модел б). Вследствие на осцилациите ядрото се разделя на две.

Капковият модел дава доста добри количествени оценки. Няма да се спираме на детайлите, а ще приведем крайните резултати от разделянето на две еднакви ядра. При деленето кулоновата енергия намалява, а повърхностната енергия се увеличава. От (17.22) се вижда, че отношението между тези две енергии е пропорционално на параметъра $\kappa = Z^2 / A$ и от него зависи вероятността на деленето. Изчисленията по капковия модел показват, че при

$$Z^2 / A > \kappa_1 \approx 18 \quad (18.15)$$

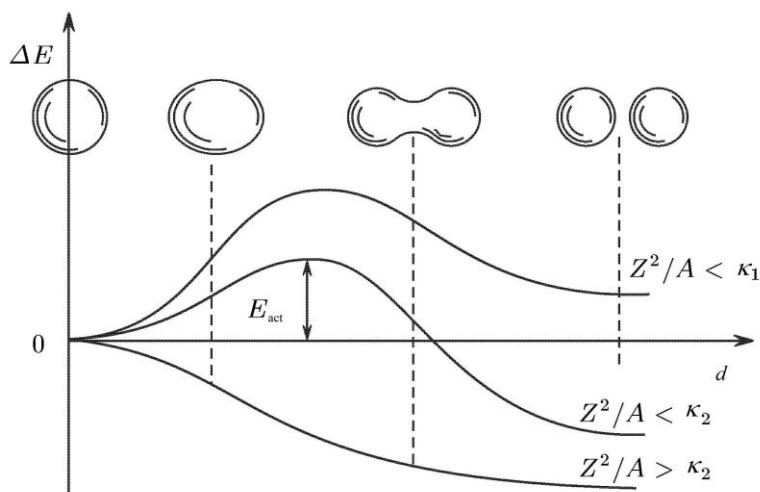
деленето е енергетически изгодно. Заместването със срещащите се в ядрата стойности Z и A показва, че за ядра с A , по-големи от $A \sim 100$, деленето е възможно. В природата самопроизволно делене има само за най-тежките ядра, за които A превишава $A \sim 250$.

Защо става така? Деленето е възможно енергетически, но не го наблюдаваме за ядра с $A \sim 100 \div 250$. При деформацията ядрото има по-голяма енергия от началното състояние. Следователно при процеса на делене ядрото трябва да преодолее потенциална бариера. Височината на бариерата над началната енергия (над енергията на недеформираното ядро) се нарича *енергия на активацията*. Енергията на активация намалява с увеличаване на параметъра $\kappa = Z^2 / A$ и става нула при

$$Z^2 / A > \kappa_2 \approx 50. \quad (18.16)$$

Това е показано на фиг. 18-14. При отсъствие на бариера ядрото се дели на две части без допълнителна енергия.

За сметка на тунелния ефект спонтанно делене може да става и при $Z^2 / A < \kappa_2$. При това обаче вероятността за деленето е много малка, съ-



Фиг. 18-14. Изменение на енергията на активация E_{act} с увеличаване на параметъра d на деформацията.

ответно периодът на полуразпадане е много голям. Например за ядрото на ${}_{92}^{238}\text{U}$ параметърът κ е $Z^2/A=35,5$. Това е много по-малко от κ_2 , но за сметка на тунелния ефект се наблюдава спонтанно делене с период на полуразпадане $\tau_{1/2} \sim 10^{16}$ години. Да подчертаем, че той е с 6 порядъка по-голям от полупериода на α -разпадането на същия елемент. За изкуствено създадения елемент със $Z=107$ и $A=261$ параметърът κ е много по-близко до κ_2 , – $Z^2/A=43,9$. Неговият период на полуразпадане чрез делене е $\tau_{1/2} \sim 10^{-3}$ s, както на α -разпадането на същия елемент.

При деленето по-често се образуват ядра с неравни маси. Леките ядра се групират около криптона Kr, а тежките – около ксенона Xe. В тези групи броят на неутроните е близък до магическите числа 50 и 82.

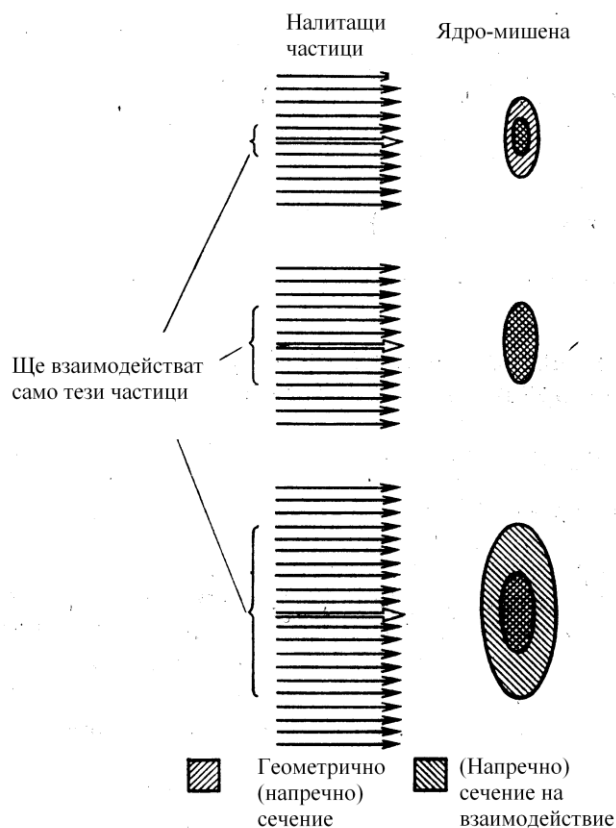
При деленето дъщерните ядра се оказват с излишен брой неутрони и затова веднага след деленето дъщерните ядра излъчват 2 или 3 неутрона с кинетична енергия ~ 2 MeV. След това обикновено следват няколко β -разпадания. Изпускането на неутрони при деленето играе определяща роля в управляването на деленето, при което протича т. нар. *верижна реакция*.

Главна роля при деленето на природните изотопи ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$ играе залавянето на неутрони и образуването на възбудени ядра на $({}^{236}\text{U})^*$ и $({}^{239}\text{U})^*$. Деленето на тези ядра протича при различни условия – тази разлика е много важна за практиката. Ядрото на ${}^{238}\text{U}$ се дели само от бързи неутрони, чиято енергия е от порядъка на 2 MeV. А ядрото на ${}^{235}\text{U}$ се дели от всякакви неутрони, в това число и бавни, често наричани *топлинни*, с енергия 0,025 MeV. Ядрото на ${}^{236}\text{U}$ е четно-чет-

но (вж. §17.2) и неговата енергия на възбуждане се оказва много по-голяма от тази на четно-нечетното ^{239}U . Именно тази енергия се освобождава при деленето и ако е голяма, тя го предизвиква. Но ако е малка, тя е недостатъчна – затова са необходими бързите неутрони.

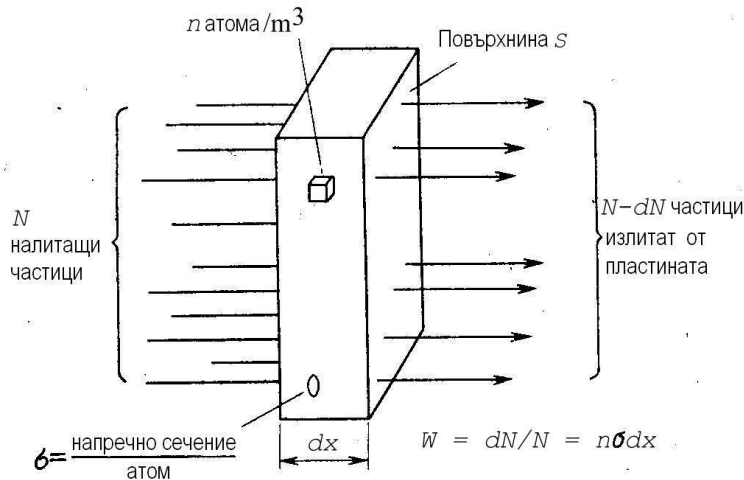
Много важна роля при анализа на топлинните и бързите неутрони играе *сечението за залавяне. Затова кратко ще се спрем на него.*

(Главната информация за ядрените реакция получаваме при бомбардировката на ядрата (мишената) с налитачи частици. Оказва се, че е много удобно да изразяваме вероятността на взаимодействието им, използвайки понятието *сечение на взаимодействието*. Разглеждаме частицата-мишена във вид на повърхнина, която се нарича (напречно) сечение на взаимодействието – това е показано на фиг. 18-15. Да подчертаем, че става дума за сечение по отношение на падащата частица. Всяка налитача частица, която попада на тази повърхнина, взаимодейства с частицата-мишена. Сечението на взаимодействие може да бъде по-малко, равно или по-голямо от геометричното сечение на частицата-мишена. Това зависи от вида на процеса и от енергията на налитачата частица.



Фиг. 18-15. Понятие за сечението на взаимодействие – то може да бъде по-голямо, равно или по-малко от геометричното сечение.

Да видим как е свързана вероятността на взаимодействие със сечението на взаимодействие. Да предположим, че имаме пластина от дадено вещество с повърхнина S и дебелина dx (фиг. 18-16). Ако концентрацията е n , то броят на ядрата в пластината е $nSdx$. Нека сечението на разглежданото взаимодействие на всеки атом бъде σ . Тога-



Фиг. 18-16. Съотношение между вероятността на взаимодействие и напречното сечение.

ва общото сечение на ядрата е $nS\sigma dx$. Ако в бомбардиращия сноп има N частици, с пластината с дебелина dx ще взаимодействат dN частици. Отношението dN/N е вероятността на взаимодействието. То може да бъде определено така:

$$\text{вероятността} = \frac{\text{брой взаимодействащи ч-ци}}{\text{брой налитащи ч-ци}} = \frac{\text{общо напречно сечение}}{\text{повърхнина на мишената}}$$

$$W = \frac{dN}{N} = nS\sigma dx / S = n\sigma dx. \quad (18.17)$$

Ако няма кулоново взаимодействие и енергията на падащите частици е много голяма, опитът с неутрони показва, че можем да заменим частиците с топчета с радиуси R_1 и R_2 , при допирането на които протича реакцията. (Така реагират и класическите частици.) Тогава за сечението получаваме $\sigma = \pi(R_1 + R_2)^2 = \pi R^2$. За малки енергии, т.е. за бавни частици, сечението рязко нараства, тъй като то се определя не от радиуса на ядрото, а от неговата дължина на вълната на Дьо Бройл:

$$\sigma \sim \pi \lambda^2. \quad (18.18)$$

Сега е ясно защо на фиг. 18.16 сечението на взаимодействието може да бъде по-голямо от геометричното сечение.

Да се върнем към високите енергии и да направим оценка на сечението σ :

$$\sigma \sim \pi R^2 \sim 10^{-30} + 10^{-28} \text{ m}^2. \quad (18.19)$$

Тази оценка показва защо в ядрената физика сечението е в барн (17.2) – $1\text{b} = 10^{-28} \text{ m}^2$.)

Сечението на залавяне на бавните неутрони се определя от тяхната дължина на вълната на Дьо Бройл, която в много случаи е значително по-голяма от радиуса на ядрата. Сечението на залавяне на топлинните неутрони с енергия 0,025 keV е стотици пъти по-голямо от сечението на залавяне на бързите неутрони с енергия 1 MeV.

Възможността за осъществяване на самоподдържаща се реакция на делене, наречена верижна реакция, се дължи на това, че при деленето

на ядрото със залавяне на един неутрон се излъчват два-три неутрона. Веднага ще отбележим, че не всички излъчени неутрони участват във верижната реакция. Някои от тях се поглъщат, а други напускат ядрения материал през неговите граници.

В такава реакция е задължително да следим *коэффициента на размножение на неутроните*, който е отношението на броя на неутроните от следващото поколение към броя на неутроните в предидущото:

$$k = N_{i+1} / N_i. \quad (18.20)$$

За съществуването на верижна реакция е необходимо k да бъде по-голям от единица. А за да може реакторът да работи стационарно за управляема реакция на делене, трябва k да е равно на единица.

Колкото е по-голям обемът на ядрения образец (съответно масата му), толкова по-малък относителен брой неутрони излизат от реакцията през границата му. Ясно е, че съществува *критичен обем (критична маса)*, за да се осъществи верижната реакция, т.е. да се изпълнява условието $k > 1$.

За ^{235}U критичната маса е 47 kg, а критичният обем е сфера с диаметър 18 cm. Тези параметри могат да се променят с допълнителни мерки. Например, ако се вземе образец от слоеве на ^{235}U и полиетиленово платно и той се покрие с берилий, критичната маса може да се намали до 250 g, а критичният обем – до сфера с диаметър 3 cm.

Нека да кажем няколко думи за ядреното „гориво“. Всяко използвано ядрено гориво съдържа висок процент ^{238}U . Например природният уран съдържа 99,3% ^{238}U и само 0,7% ^{235}U . Вероятността на делене на изотопа ^{235}U е много висока – около $85 \div 90\%$. При това този изотоп се дели както от бързите, така и от бавните неутрони. Изотопът ^{238}U се дели само от бързите неутрони с много малка вероятност за делене, а ако неутроните имат енергия, по-малка от 1,6 MeV, вероятността е нула! Но процесът на забележимо увеличаване на процента на ^{235}U , наречен *процес на силно обогатяване на урана*, е много скъп и е неизгоден за битовата енергетика. Той се използва за създаване на атомни бомби (за взаимно унищожение човечеството не жали средства!). В атомните електроцентрали главният начин за получаване на верижна реакция е използването на бавни (топлинни) неутрони. За тези неутрони сечението на залавяне от ^{238}U е само $\sim 2,8$ b, а от ^{235}U рязко нараства и е ≈ 650 b. Ще отбележим, че то е много по-голямо от геометричното сечение и последващото делене е много интензивно – сечението на делене е 550 b. Сечението на залавяне на бързите неутрони от ^{238}U (то е същото и за ^{235}U) и сечението му за делене са от порядъка на $\sim 2,8$ b.

При деленето ядрата излъчват бързи неутрони с енергия 2 MeV. В предвид на гореказаното ни трябва бавни неутрони. Изходът е тези бързи неутрони да бъдат забавени. Според механиката най-добрият забавител е

водородът, тъй като при еластичен удар се предава най-много енергия, ако масите на удрящите се частици са еднакви. Атомът на водорода обаче лесно поглъща неутроните (реакцията е ${}^1\text{H} + n \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$) и затова използват деутерий ${}^2\text{H}$ (тежка вода), въглерод или берилий. Забавителят е във вид на слоеве между ядреното гориво.

Ядрена (атомна) енергетика

Разглеждайки ядрените реакции, подчертахме, че при деленето на тежките ядра се отделя енергия. Хората са се опитали да укротят и използват тази енергия. На тези принципи възниква енергетика с използване на енергията на ядрото при неговото делене, наречена ядрена или атомна енергетика.

Обикновено под атомна или ядрена енергетика се разбират атомните електроцентрали, в които работят реактори, използващи верижната реакция. В момента в света има около 450 ядрени енергетични реактора. В много страни (Франция, Белгия, Южна Корея, Швеция и др.) повече от половината енергия се изработва в АЕЦ. Най-мощни са централите в САЩ, следвани от тези във Франция.

За да обясним привлекателността за използване на енергията на делене, ще приведем един пример. Споменахме, че най-лесно се дели ${}^{235}\text{U}$. При един акт на делене се отделя $3,2 \cdot 10^{-11} \text{ J}$. Нека поискаме за едно денонощие да осигурим мощност 3000 MW. Тогава са необходими $N_f = 8,6 \cdot 10^4 \cdot 3 \cdot 10^9 / 3,2 \cdot 10^{-11} \sim 9 \cdot 10^{24}$ акта на делене (индексът f е от fission – делене). Това съответства на $AN_f / N_A = 3,2 \text{ kg}$ (тук N_A е числото на Авогадро). Мощността, която се получава при изгарянето на 10 600 t антрацит за едно денонощие, е 100 MW, т.е. ядреното гориво е почти милион пъти по-ефективно.

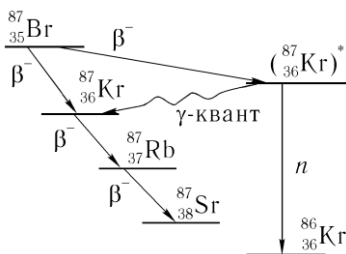
От разглеждането на верижната реакция се убедихме се, че от гледна точка на ефективно получаване на енергия е за предпочитане да използваме бавни неутрони за делене на ${}^{235}\text{U}$. Но в ядреното гориво преобладава ${}^{238}\text{U}$ и при делене се отделят бързи неутрони. Ясно е, че те трябва да се забавят. Това се постига, като блоковете от уран в реактора се поставят във вещество, което ефективно забавя неутроните. Така е работел първият в света ядрен реактор, построен под ръководството на Ферми в САЩ през 1942 г.

Като забавители в реактора се използват вода или графит. Това са вещества с малко атомно тегло, тъй като колкото по-леко е ядрото, с което се сблъсква неутронът, толкова повече енергия получава то, т.е. толкова по-ефективно е забавянето. Вече споменахме, че водородът се явява най-ефективен забавител, но той не се използва в реакторите, защото поглъща неутроните. Деутерият D също е ефективен забавител, но за разлика от водорода, не ги поглъща. Затова вместо вода за забавител се използва тежка вода D_2O . (Ядрата на кислорода почти не поглъщат неутроните и тяхното присъствие в молекулата на водата не пречи на размножаването на неутроните.) Тежката вода се среща в

малки количества в океаните (всичко 0,016%) и нейното отделяне от обикновената вода е съпроводено със значителни енергетични загуби. Много добър забавител е чистият графит. За разлика от тежката вода той много по-лесно се очиства от примеси.

Ако във верижната реакция участват само неутроните от деленето, то тя би се управлявала много трудно и с голям риск. Да направим проста оценка. Времето на живот на поколение неутрони е $\sim 10^{-3}$ s. Ако случайно коефициентът на размножение е нараснал примерно до $k = 1,005$, то за 1 s броят на неутроните ще нарасне 150 пъти, т.е. ще се получи взривна реакция. Устойчивостта на управляемата верижна реакция се постига със *закъсняващи неутрони*. Откъде се появяват те? Те възникват в резултат на бавно β -разпадане в парчетата на делене, в които се образуват възбудени ядра с малка енергия на възбуждането. Тези ядра веднага отделят неутрони. Закъсняването се определя от времето на β -разпадането и достига няколко десетки секунди.

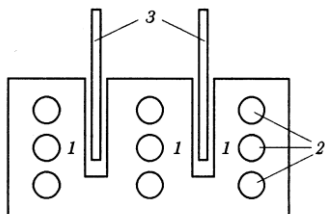
Поради изключителната важност на къкъсняващите неутрони за управлението на реактора, ще разгледаме конкретен пример. В един от начините на протичане на верижното делене се образува радиоактивен бром. На фиг. 18-17 е показано разпадането му. Крайните стабилни продукти са изотопите на ${}^{87}_{38}\text{Sr}$ и ${}^{86}_{36}\text{Kr}$. Вижда се, че след β -разпадане на брома



Фиг. 18-17. Разпадането на брома, при което възбуденото ядро на криптона след β -разпадане отделя къкъсняващ неутрон.

възбуденото ядро на криптона се освобождава от неутрона (бавен). Неутронът се появява 56 s след деленето. Това е времето на живот на брома относно неговото разпадане във възбуденото състояние на $({}^{86}_{36}\text{Kr})^*$, макар че криптонът изпуска неутрона практически мигновено.

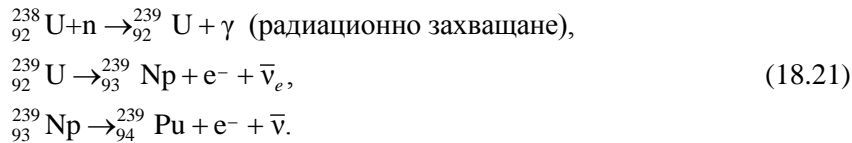
В съвременните АЕЦ се използват няколко вида *реактори*. Ще покажем само принципната схема на реактора на фиг. 18-18.



Фиг. 18-18. Принципна схема на един реактор: 1 – забавител, 2 – касетки с ядрено гориво, 3 – регулиращи пръти с кадмий или бор.

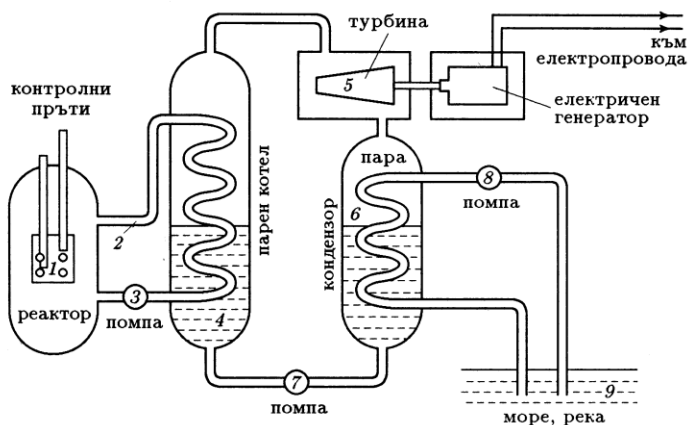
Както споменахме по-горе, за забавител в съвременните реактори се използва графит или тежка вода. За ядрено гориво като правило се използва обогатен (обикновено леко) с ^{235}U естествен уран. Регулиращите пръти се правят от Cd и В, защото те имат голямо сечение на поглъщане на топлинните неутрони и вкарването (изкарването) им води до ефективно намаляване (увеличаване) на енергията на реактора.

Макар че съвсем кратко даваме качествено описание на реактора, нека споменем и един съвременен реактор, наречен *размножителен реактор*, или *брийдър* (от англ. breeder). В ядрения реактор, зареден с естествен уран, част от неутроните се залавят от ^{238}U (залавянето се нарича радиационно, защото е придружено с излъчване на γ -квант):



Относително дългоживеещият изотоп на плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$ е тежко ядро с нечетно A и четно Z и е радиоактивен – той се дели. Така че реакторът произвежда дялящ се материал при консумирането на такъв. Нещо повече, по принцип е възможно реакторът да се регулира с естествен уран така, че от N неутрона, възникнали при деленето на $^{239}_{92}\text{U}$, един да поддържа верижната реакция, един или няколко да се използват за получаване на $^{239}_{94}\text{Pu}$ и останалите по-малко от $N-2$ да компенсират загубите на неутрони. В този случай е възможно реакторът да произвежда повече дялящ се материал, отколкото консумира. Такъв реактор се нарича *размножителен реактор*, или *брийдър*.

Реакторът на топлинни неутрони е сърцето на всяка АЕЦ. Нейната принципна схема е показана на фиг. 18-19. Енергията от реактора 1 се

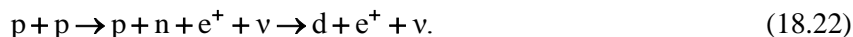


Фиг. 18-19. Схематично устройство на атомна електроцентрала.

предава на топлообменника 4 (парен котел). Предаването става с топлоносител 2 (използва се вода и много рядко в някои реактори течен метал – в брийдърите например течен натрий). Образованата в топлообменника пара върти ротора на турбината 5. Помпата 3 осигурява движението на топлоносителя. Отработената пара кондензира в кондензора 6 и се връща в парния котел с помощта на помпата 7. Кондензорът се охлажда с течаща вода от басейна 9 чрез помпата 8.

§ 18.4. СИНТЕЗ

Вече подчертахме, че с увеличаване на атомния номер A специфичната енергия на свързване ε се увеличава. Това означава, че при образуване на по-тежко ядро след сливане на две ядра се отделя енергия. За протичане на синтеза е необходимо ядрата да се доближат. Но те са електрически положително заредени и взаимно се отблъскват. При доближаването им трябва да се преодолеят кулоновите сили на отблъскване – това може да стане само при много високи температури. Затова реакцията на синтез на ядрата се нарича *термоядрен синтез*. Като пример ще разгледаме образуването на най-простото сложно ядро (с повече от един нуклон) на деутерия – деутрон d . Реакцията е:



Тя е възможна само ако двата протона се сближат на разстояние от порядъка на 10^{-14} m. За сближаването е необходимо да се преодолеят кулоновите сили на отблъскване – затова протоните трябва да притежават енергия, надвишаваща 10^5 eV. Простото пресмятане показва, че това е температура от порядъка на 10^9 K. (Може би тук му е мястото да дадем еквивалента между енергия и температура – $1 \text{ eV} \rightarrow 11.10^3 \text{ K}$, $1 \text{ MeV} \rightarrow 11.10^9 \text{ K}$.) При опита да се осъществи реакцията (18.28) се сблъскваме с още един основен проблем на термоядрения синтез – времето за протичането му. За да се осъществи преобразуването на единия протон в неутрон ($p \rightarrow n + e^+ + \nu$), са необходими около 10^3 s. Времето, за което два бързи неутрона се намират на разстояние 10^{-14} m, е от порядъка на 10^{-20} s. Очевидно е, че в лабораторни условия реакцията (18.29) е неосъществима.

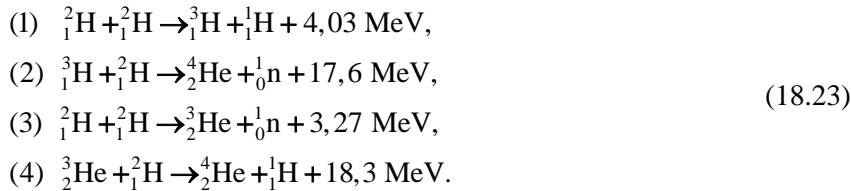
Тя е възможна в недрата на звездите (вж. [Л1, § 60].

Управляем термоядрен синтез

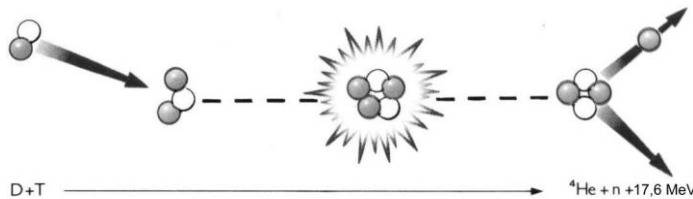
Споменахме, че енергия се отделя не само при деленето, но и при синтеза. Човечеството не само създаде атомната бомба, но и овладя управлението на верижната реакция и построи атомни електроцентрали.

управлението на верижната реакция и построи атомни електроцентрали. Затова, когато бе създадена термоядрената бомба, физиците се надяваха, че бързо ще укротят термоядрения синтез и хората ще решат своя голям енергетичен проблем. Но минаха повече от 60 години и задачата за управление термоядрен синтез (УТС) не е решена. В този параграф съвсем бегло засегнахме причините за това. Накратко ще обрисоваме положението сега.

Най-много енергия и най-големи сечения имат реакциите:



В първата реакция два деутерия се сливат и образуват тритий. Във втората – тритият се слива с друг деутерий и образува α -частица и неутрон. Резултатът от двете реакции е превръщането на три деутрона в α -частица, водород и неутрон, и отделянето на 21,6 MeV енергия. В реакциите (3) и (4) превръщането и отделянето на енергия са същите. Двете двойки реакции протичат с почти еднаква вероятност. В термоядрен реактор най-важна е втората (фиг. 18-20). В обикновената вода има достатъчно количество деутерий, но няма тритий Т, затова той трябва да се получи по друг начин. Това се постига най-лесно със следната реакция:



Фиг. 18-20. При синтез на деутерий и тритий се отделя голямо количество енергия и сечението на реакцията е най-голямо ($\sigma = 5 \text{ b}$) от възможните реакции на синтеза.

Енергоотделянето е многообещаващо, но протичането на реакциите изисква много висока температура и достатъчно време. При висока температура веществото е във вид на плазма. Тази плазма трябва да има висока концентрация n_p и да просъществува достатъчно дълго време t_p .

Добре известно е прочутото съотношение на Лоусън (Lawson):

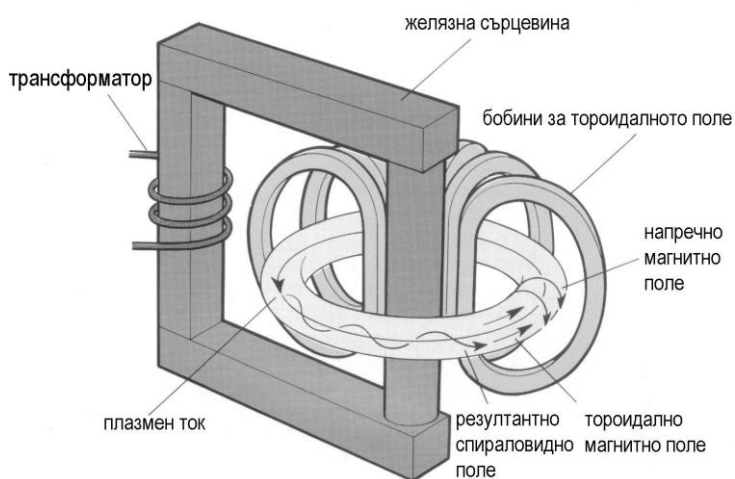
$$\begin{aligned}
 \text{за DD-реакцията} \quad & n_p \tau_p \geq 10^{21} \text{ m}^{-3}\text{s}, \quad T^0 \sim 10^9 \text{ K}, \\
 \text{за DT-реакцията} \quad & n_p \tau_p \geq 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}, \quad T^0 \sim 2 \cdot 10^8 \text{ K}.
 \end{aligned}
 \tag{12.25}$$

Вижда се, че за да може да протече реакцията при много висока температура, веществото трябва да бъде задържано известно време. Принципно има два пътя за решаване на проблема:

- задържане за достатъчно голям интервал от време ($\sim t_p \sim 1$ s) на високотемпературна плазма с относителна неголяма концентрация;
- свръхбързо нагряване на термоядрено гориво с висока концентрация.

Термоядрен синтез с магнитно задържане на плазмата

Ако се използва първият начин, никакъв веществен материал не може да служи за термоизолация. През 1950 г. руският учен Там и американският Спитцер (Spitzer) предлагат магнитна изолация. Изпробвани са много конфигурации. Най-успешна се оказва руската (фиг. 18-21) Токамак (ТОроидальная КАмера с МАгнитными КАтушками). Установката е във формата на тороид (при отворена конфигурация плаз-



Фиг. 18-21. Принципна схема на магнитното задържане на плазмата в Токамак.

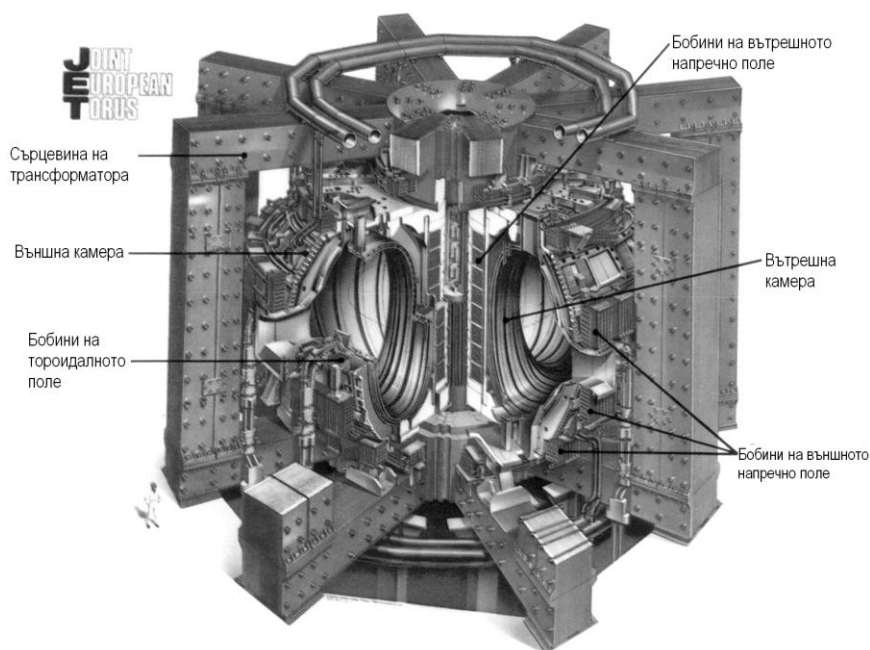
мата ще изтича от двата края). Плазменият ток, наричан плазмен шнур, се създава от мощен трансформатор във вътрешната камера, около която има външен вакуумен съд. Вторичната намотка на трансформатора е самият плазмен шнур. D-образните намотки създават тороидалното магнитно поле (формата е от експеримента), което е надлъжно на плазменият ток и не позволява на йонизираните частици да се движат напречно. Напречното магнитно поле задържа плазмата в равновесие. Спиралните силови линии на сумарното магнитно поле след многократни обиколки на тора образуват система от тороидални магнитни повърхности, вложени една в друга. Основната трудност са многото плазмени неустойчивости. Идеята на Токамак, макар и семпла, доказва своята ефективност. Днес такива установки са JET (Joint European Torus) в Англия, TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) в САЩ, JT-60 (Japanese Tokamak) в Япония, международният ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) във Франция и др. На табл. 18-2 са показани глав-

Таблица. 18-2. Главните параметри на четири Токамака

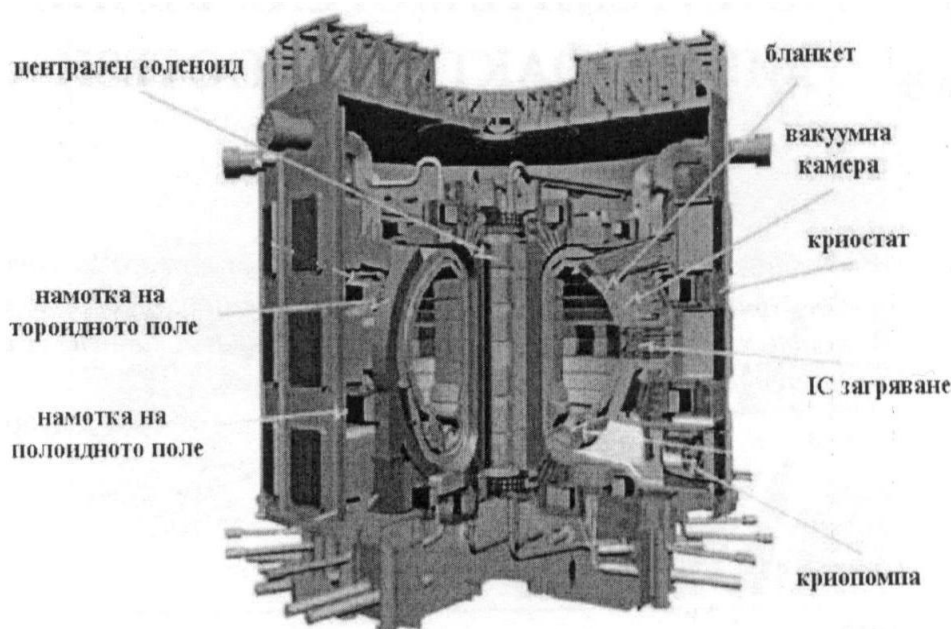
Токамак	TFTR	JET	JT-60	ITER
Общ изглед на част от тора				
Малък радиус	0,85 m	1,25 m (хор-о) 2,1 m (верт-о)	0,95 m	2 m
Голям радиус	2,48 m	2,96 m	3,0 m	6,2 m
Тороидално магнитно поле	5,0 T	3,5 T	4,5 T	5,3 T
Плазмен ток	3,0 MA	5,0 MA	2,7 MA	16 MA
Дължина на импулса	2 s	20 s	5 ÷ 10 s	–
Мощност за нагряване	27 MW	44 MW	54 MW	40 MW

ните параметри на четири Токамака. На фиг. 18-22 е показан JET заедно с някои параметри, а на фиг. 18-23 – ITER. Установките са големи и скъпи. Затова са активните международни изследвания на JET, ITER и др.

Важен напредък в доближаването до критерия на Лоусън е направен на JET и TFTR. На JET е постигната температура $30 \cdot 10^7$ K, а на TFTR – $31 \cdot 10^7$ K. ITER за първи път ще произвежда повече енергия, отколкото консумира. И макар че сме близко до инженерен проект за демонстрационна термоядрена централа, предстои още много интензивна изследова-



Фиг. 18-22. Европейският Токамак JET: тегло на вакуумния съд 108 t, тегло на бобините на тороидално поле 384 t, тегло на сърцевината на трансформатора 2800 t, мощност за тороидалното магнитно поле 380 MW.



Фиг. 18-23. Международният термоядрен реактор ITER с обем на камерата 837 m^3 . Проектираната мощност и времето за задържане са съответно 410 MW и $t_p = 3,7 \text{ s}$.

телска работа до създаването на първата действаща термоядрена централа.

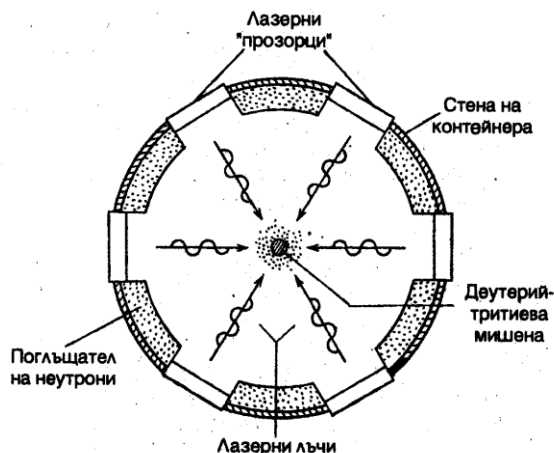
Високата температура за реакциите (18.22) се налага от това, че за реакцията ядрата трябва да се доближат почти едно до друго. Йонът H_2^+ се състои от два протона и един електрон. Разстоянието между ядрата е около $0,1 \text{ nm}$. Ако ядрата бъдат заместени от деутрон (^2H) и тритон (^3H), а електронът от мюон (208 пъти по-тежък от електрона), разстоянието между ядрата намалява 208 пъти (!). Вероятността двете ядра да тунелират през тънката потенциална бариера нараства значително. Такъв синтез се нарича *мюонен, или студен синтез*.

Лазерен (инерционен) термоядрен синтез

Ако термоядреното гориво „изгаря“ за кратко време, така че нагрятото вещество да не успее да се разлети, не е необходимо голямо време за задържане на плазмата. Съгласно критерия на Лоусън полезна енергия за много кратко време може да бъде получена при висока плътност на термоядрено гориво. То трябва да бъде в много малки количества, за да се избегне термоядрен взрив със значителна мощност. Съответните оценки показват, че ако за термоядрено гориво се вземе смес от деутерий и тритий с концентрация $n \sim 10^{29} \text{ m}^{-3}$, времето на задържане е $\sim 10^{-9} \text{ s}$, а размерът на горивото – $\sim 10^{-3} \text{ m}$.

Лазерът може да концентрира големи енергии в малки пространства за съвсем кратки интервали от време. Затова той е подходящ за бърз

термоядрен синтез с голяма концентрация на горивото. Принципната схема на лазерен термоядрен синтез е показана на фиг. 18-24.



Фиг. 18-24. Схема на лазерна термоядрена установка.

От десетилетия се водят интензивни изследвания върху лазерния синтез. Ние няма да се спираме подробно на него. Ще препоръчаме на любознателните читатели много добро физическо описание в книгата: Motz, H., *The Physics of Laser Fusion*, Academic Press, 1979, New York.

РЕЗЮМЕ

Баща на основните ядрени процеси е Ръдърфорд. За големия физик и проведените от него първи ядрени реакции читателят ще намери интересна информация в: Динев Д., *Хоризонти на физиката*, Херон прес, 2010, София – „Един новозеландец в света на атомите“, с. 201–208.

Радиоактивността е превръщането (разпадането) на изотоп на даден химичен елемент в друг изотоп, което се съпровожда с отделяне на елементарни частици или атомни ядра. (Днес понякога отнасят към радиоактивността и превръщането на една елементарна частица в друга (други), например протон в неутрон или неутрон в протон.) Когато радиоактивните ядра съществуват в природата, радиоактивността им се нарича естествена – тя е спонтанен процес. Когато те са получени чрез ядрени реакции, радиоактивността им е изкуствена – тя е принуден процес. При радиоактивността се излъчват частици или γ -лъчи или се поглъщат частици. В зависимост от това, кой процес играе важна роля, се говори за α -разпадане, β -разпадане и γ -лъчение. При алфа-разпадането се излъчват α -частици, при бета-разпадането се излъчват електрони или позитрони или се залавят електрони, а при гама-лъчението се излъчват γ -лъчи (много често се употребява понятието γ -разпадане, тъй

като възбуденото дъщерно ядро преминава в основно състояние чрез γ -излъчване; може да се каже, че това е вид разпадане – γ -разпадане).

Основният закон за радиоактивното разпадане дава зависимостта на броя неразпаднали се ядра от времето:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda_0 t).$$

Константата на разпадане λ_0 определя вероятността за радиоактивното разпадане за единица време. Процесът се характеризира със скоростта на разпадане на атомите, наречена активност A :

$$A = -dN(t) / dt.$$

Единиците за активност са: бекерел (Bq) (в SI) и кюри (Ci) (извънсистемна единица). Времето $\tau_{1/2}$, за което броят на частиците намалява два пъти, се нарича период на полуразпадане.

В природата съществуват четири естествени радиоактивни семейства на елементите: ториево, нептуново, ураново и актиниево.

Алфа-радиоактивността е разпадане на ядрото на по-леки ядра, при което се отделят α -частици. При него чрез тунелен ефект α -частицата преодолява потенциалната бариера на ядрото (§ 28.2 за урана). Алфа-разпадането е обусловено от силите на силното взаимодействие (в случая те се проявяват като ядрени сили).

Бета-разпадане се нарича самопроизволното превръщане на нестабилно ядро в ядро-изобар със заряд, различаващ се от изходния с $\Delta Z = \pm 1$ за сметка на изпускане на електрон (позитрон) или на залавяне на електрон. Бета-разпадането е обусловено от силите на слабото взаимодействие, а не от ядрените и не от електромагнитните.

Конкретните процеси на β -радиоактивността са:

а) Електронно β^- -разпадане – ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}$. При това неутронът в ядрото се превръща в протон и се излъчват електрон и антинеутрино.

Преобладаващата част от енергията на процеса се отнася от двете частици e^- и $\bar{\nu}$. Няма ограничение за разпределението ѝ между тях и затова енергетичният спектър на e^- е непрекъснат.

б) Електронно залавяне – ${}^A_{Z+1} X + e^- \rightarrow {}^A_Z Y + \nu$. Ядрото залавя електрон от собствената си обвивка – най-често от K-слоя, и се излъчва неутрино.

в) Позитронно β^+ -разпадане – ${}^A_{Z-1} X \rightarrow {}^A_Z Y + e^+ + \nu$. При него един протон в ядрото се превръща в неутрон, като се излъчват позитрон и неутрино. Ще подчертаем, че β -разпадането е вътрешноядрен процес за разлика от α -разпадането, който е вътрешноядрен процес.

Процесът, при който се излъчват γ -кванти от възбуденото ядро, се нарича γ -излъчване (γ -разпадане). Ядрото може да се намира в различни енергетични състояния. Възбудените ядра се връщат в основното състояние чрез излъчване на γ -кванти (фотони), които имат енергия от порядъка на няколко MeV. Дългоживеещите състояния на възбудените ядра се наричат изомери на тези ядра.

В някои случаи ядрото преминава в основното състояние не чрез излъчване на γ -кванти, а чрез предаване на енергията на възбуждане на един от орбиталните му електрони – процесът се нарича вътрешна конверсия.

Деленето на тежките ядра и синтезът на леките ядра се съпровождат с отделяне на енергия. Енергията, която се отделя при деленето, се нарича ядрена, а при синтез – термоядрена. Деленето на ядрата добре се описва от капковия модел. При деформация ядрото започва да осцилира. Ако степента на деформацията е достатъчно голяма, силите на повърхностното напрежение са недостатъчни да задържат много отдалечените части на ядрото и то се разделя на две малки ядра.

При деформация ядрото има по-голяма енергия от началното си състояние. Следователно при прехода на делене ядрото трябва да преодолее потенциална бариера. Височината на бариерата над началната енергия (над енергията на недеформираното ядро) се нарича енергия на активацията. Енергията на активация намалява с увеличаване на параметъра $\kappa = Z^2 / A$ и става нула при $\kappa \approx 50$. В такъв случай ядрото се дели на две без допълнителна енергия отвън. Деленето е възможно и при по-малки стойности на параметъра κ благодарение на тунелния ефект. За тежките елементи или параметърът $\kappa > 50$, или вероятността за тунелен ефект е значителна.

При деленето дъщерните ядра, останали с излишен брой неутрони, излъчват 2 или 3 неутрона с кинетична енергия ~ 2 MeV. Изпускането на неутрони играе определяща роля при деленето, когато то протича като верижна реакция. Ядрото на ^{238}U се дели само от бързи неутрони с енергия около 2 MeV, докато ядрото на ^{235}U се дели от всякакви неутрони, в това число и бавни (топлинни) с енергия $\sim 0,025$ MeV. Сечението на залавяне на бавните неутрони се определя от тяхната дължина на вълната на Дьо Бройл, която в много случаи е значително по-голяма от радиуса на ядрата. Сечението на залавяне на топлинните неутрони с енергия 0,025 keV е стотици пъти по-голямо от сечението на залавяне на бързите неутрони с енергия 1 MeV. Затова за използване на деленето ^{235}U е желано ядрено гориво. Съдържанието на този изотоп в природния уран е малко – преобладаващ е ^{238}U . При деленето му се отделят бързи неутрони. За осъществяване на верижната реакция са необходими вещества, които забавят неутроните. За тази цел в реакторите се използват тежка вода, въглерод и берилий.

Възможността за осъществяване на самоподдържаща се реакция на деленето, наречена верижна реакция, се дължи на това, че при деленето със залавяне на един неутрон се излъчват два-три неутрона. Един е от тях предизвиква ново делене и т.н. – така реакцията сама се поддържа.

Колкото е по-голям обемът на ядрения образец (съответно масата му), толкова по-малък относителен брой неутрони излизат от реакцията през границата му. Съществува критичен обем (критична маса), за да се осъществи верижната реакция. Тогава се изпълнява условието коефициентът на размножение на неутроните, който е отношение на

броя на неутроните от следващото поколение към броя на неутроните в предишното $k = N_{i+1} / N_i$, да е по-голям от единица – $k > 1$.

За протичане на синтеза е необходимо ядрата да се доближат. Преодоляването на кулоновите сили на отблъскване може да стане само при много високи температури. Затова реакцията на синтез на ядрата се нарича термоядрен синтез.

При деленето на тежките ядра и синтеза на леките се отделя енергия – на тези процеси се основава ядрената енергетика. За получаване на енергия чрез делене се използват АЕЦ, в които реакцията протича в реактори. Ядрено гориво е обогатен с ^{235}U естествен уран. За забавител в реакторите се използва графит или тежка вода. В реактора има регулиращи пръти (от Cd и В), чието сечение на поглъщане на топлинните неутрони е голямо и вкарването (изкарването) им води до ефективно намаляване (увеличаване) на енергията на реактора.

В реактора активно се дели ^{235}U . Но ^{238}U , макар и малко, също залавя неутрон и новото ядро също се дели. При деленето се получава дългоживеещият изотоп на плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$, който е радиоактивен и също може да се дели, така че реакторът произвежда дялящ се материал при консумирането на такъв. По принцип е възможно да се урегулира реактора с естествен уран така, че от N неутрона, възникнали при деленето на $^{239}_{92}\text{U}$, един да поддържа верижната реакция, един или няколко да се използват за получаване на $^{239}_{94}\text{Pu}$. В този случай е възможно реакторът да произвежда повече дялящ материал, отколкото консумира. Такъв реактор се нарича размножителен реактор, или брийдър. За забавител в него се използва течен натрий.

Най-много енергия се отделя при синтез на деутерий и тритий.

За УТС е необходима висока температура $T^0 \sim 10^9 \text{ K}$ и изпълнението на условието на Лоусън – $n_p t_p \geq 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$. Това условие се постига по два начина – термоядрен синтез с магнитно и лазерен термоядрен синтез, наричан още инерционен. По първия начин високотемпературна плазма с относителна неголяма плътност се задържа достатъчно голям интервал от време чрез магнитна изолация. Най-успешни при този синтез се оказват термоядрените реактори от типа Токамак. При втория начин свръхбързо се нагрява с мощни лазери термоядрено гориво с много висока концентрация.

ВЪПРОСИ

1. Какво представлява радиоактивността?
2. Кой са семействата на естествената радиоактивност?
3. Какво се излъчва при α -разпадането, β -разпадането и γ -лъчението?
4. Кой са основните единици за активност?
5. Какво е период на полуразпадане?

6. Какво представлява α -радиоактивността?
7. Какво представлява β -радиоактивността?
8. Какво представлява γ -излъчването?
9. Какво се излъчва при електронното и позитронното β^- -разпадане?
10. Какво се поглъща при електронното залавяне?
11. Отделя се или се поглъща енергия при делене и синтез на ядрата?
12. Коя реакция е верижна?
13. Какво е коефициент на размножение на неутроните?
14. Какво представляват бързите и бавните неутрони?
15. Кои неутрони са забавени и кои закъсняващи?
16. Какво е критична маса?
17. Кога се отделя повече енергия – при делене или при синтез?
18. Защо синтезът на ядрата в повечето случаи се нарича термоядрен?
19. Коя енергия е ядрена (атомна) и коя е термоядрена?
20. Как работи реакторът?
21. Коя е енергетически най-изгодната реакция на синтез?
22. Какво представлява съотношението на Лоусън?
23. Какво представлява термоядреният синтез с магнитно задържане?
24. Какво представлява лазерният (инерционният) термоядрен синтез?

ЗАДАЧИ

1. Определете активността на 1 g $^{90}_{38}\text{Sr}$. Периодът на β -полуразпадане на елемента е 28 години.
2. Периодът на β -полуразпадане на ^3_1H е 12,5 години. Каква част от образеца на тритий ще остане неразпаднала се след 25 години?
3. Когато литият ^7Li се бомбардира с протон, се получават две алфа-частици (^4He). Намерете каква енергия е необходима за това.
4. Два деутрона се съединяват и образуват ядро на тритий и протон. Колко енергия се освобождава?
5. Едно от приложенията на радиоактивното разпадане е въглеродното датиране. Нестабилният изотоп ^{14}C , който се получава при ядрените реакции в атмосферата от бомбардировката с космични лъчи, е малка част от CO_2 в нея. Растенията, за които източникът на въглерод е атмосферата, съдържат същата част от ^{14}C . Когато те умират, престават да приемат въглерод и техният ^{14}C с β -разпадане с полупериод 5730 години се превръща в ^{14}N . Измервайки останалата част на ^{14}C , можем да определим преди колко години е умряло растението.

Установете възрастта на образец от 500 g въглерод, който има 174 разпадания на час. Активността на ^{14}C е 0,255 Вq/g. Използвайте (18.1), (18.2) и (18.4). (Отговор: 8020 години)