

ESTRATTO DA

DAVID HALLIDAY
ROBERT RESNICK
JEARL WALKER

FONDAMENTI *di* FISICA

FISICA MODERNA

QUINTA EDIZIONE

EDIZIONE ITALIANA A CURA DI
LANFRANCO CICALA



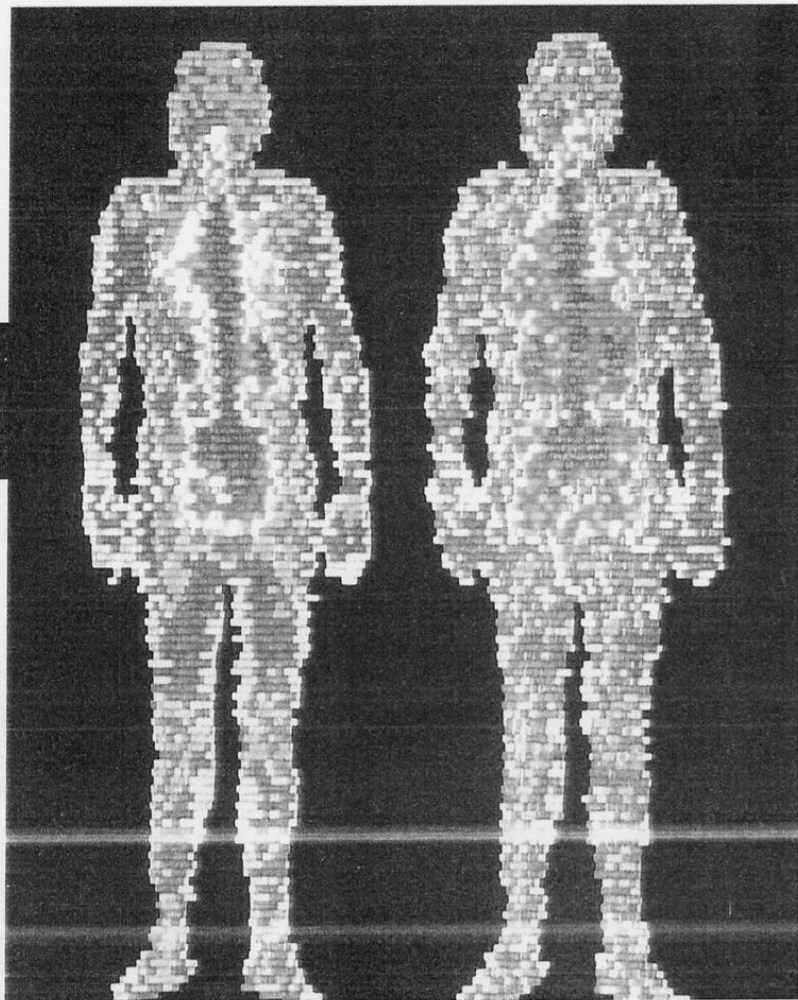
CASA EDITRICE AMBROSIANA

43 Fisica nucleare

I nuclei radioattivi, iniettati in un paziente, si accumulano in certe zone del suo corpo, dove subiscono decadimenti radioattivi emettendo raggi gamma. I raggi gamma sono captati e registrati da una sonda che riproduce su uno schermo un'immagine del corpo del paziente colorata secondo un codice cromatico convenzionale. Le due viste frontali qui riprodotte (l'anteriore è a sinistra, la posteriore a destra) consentono di individuare con esattezza, tramite la colorazione codificata marrone e arancione, le zone dove si sono raccolti i nuclei radioattivi (la spina dorsale, il bacino e le costole).

Perché e in qual modo i nuclei sono soggetti a decadere, e che cosa significa esattamente il termine «decadimento»?

Troverete la risposta in questo capitolo.



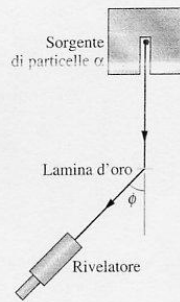


Figura 43.1 Disposizione (vista dall'alto) dell'apparecchiatura sperimentale usata nel laboratorio di Rutherford nel 1911-1913 per studiare la diffusione di particelle α da parte di fogli metallici sottili. Il rivelatore può essere orientato per diversi valori dell'angolo di diffusione ϕ . La sorgente di particelle alfa era il radon, un prodotto di decadimento del radio. Con questo semplice apparecchio «da tavolo» fu scoperto il nucleo.

43.1 Alla scoperta del nucleo

Nei primi anni del XX secolo non si sapeva molto sulla struttura degli atomi, al di là del fatto che contenevano elettroni. Quest'ultima particella era stata scoperta da J.J. Thomson soltanto nel 1897, e a quel tempo la sua massa era ancora ignota. Non era quindi nemmeno possibile dire il numero esatto di questi elettroni a carica negativa che un certo atomo poteva contenere. Era noto che gli atomi sono essenzialmente neutri, e dovevano quindi contenere qualche carica positiva, ma allora nessuno poteva ancora immaginare quale forma potesse assumere questa carica positiva di compensazione.

Nel 1911 Ernest Rutherford formulò la teoria secondo cui la carica positiva dell'atomo è fortemente concentrata proprio al centro dell'atomo, nel **nucleo**, e che, inoltre, questo è responsabile della maggior parte della massa dell'atomo. Questa ipotesi non nasceva come frutto di una gratuita elucubrazione, ma si fondava saldamente sui risultati di un esperimento da lui proposto ed eseguito dai suoi collaboratori, Hans Geiger (oggi famoso per il contatore Geiger-Muller) e Ernest Marsden, uno studente ventenne non ancora laureato.

Ai tempi di Rutherford era noto che certi elementi, chiamati **radioattivi**, si trasformano spontaneamente in altri elementi, espellendo una particella durante il processo. Uno di questi è il radon, che espelle una particella alfa (α) con energia di circa 5.5 MeV. Ora sappiamo che queste particelle sono nuclei di elio.

L'idea di Rutherford fu di proiettare particelle alfa ad alta energia contro un bersaglio costituito da una sottile lamina, per misurare l'entità della deviazione che subivano attraversando la lamina. Le particelle alfa, che hanno massa circa 7300 volte maggiore di quella dell'elettrone, hanno carica $+2e$.

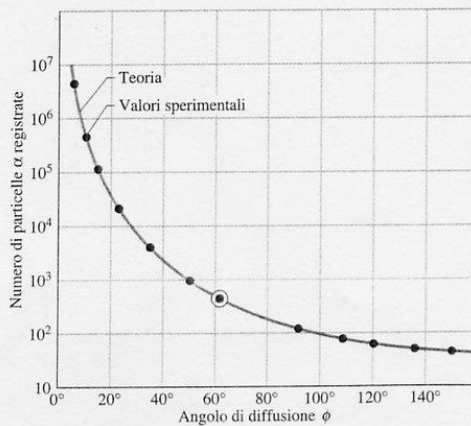
La figura 43.1 mostra il dispositivo sperimentale di Geiger e Marsden. La loro sorgente era un tubo di vetro sottile contenente gas radon. L'esperimento consisteva nel rilevare il numero delle particelle α deviate sotto diversi angoli di diffusione ϕ .

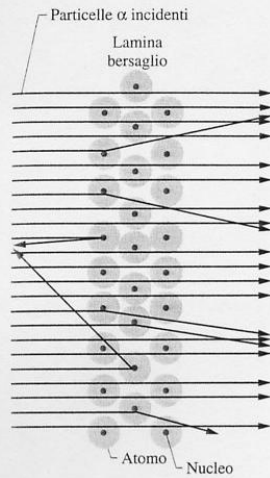
La figura 43.2 mostra i loro risultati. È da tener presente che la scala delle ordinate è logaritmica. Vediamo che la maggior parte delle particelle α sono diffuse sotto angoli piuttosto piccoli, ma – fu questa la grande sorpresa – una frazione sia pur piccolissima subisce enormi deviazioni, per angoli molto grandi, prossimi a 180° . Con le parole di Rutherford: "Fu davvero l'evento più incredibile che mi fosse capitato in tutta la vita. Era del tutto inverosimile: come se, sparando una granata da 380 mm contro un foglio di carta velina, la vedeste rimbalzare indietro pronta a colpirti."

Perché mai Rutherford fu tanto sorpreso? Al tempo di quegli esperimenti, molti fisici credevano al modello del cosiddetto «panettone con le uvette», proposto per l'atomo da J.J. Thomson, secondo il quale si pensava che la carica positiva dell'atomo si estendesse a tutto il volume dell'atomo, e che gli elettroni (le «uvette») vibrassero intorno a posizioni fisse di equilibrio all'interno di una sfera di carica elettrica distribuita uniformemente (il «panettone»).

La massima forza deviante che avrebbe potuto agire su una particella α al passaggio attraverso una sfera di carica positiva così distribuita sarebbe risultata certamente troppo

Figura 43.2 I punti rappresentano i risultati degli esperimenti sulla diffusione di particelle α in un foglio d'oro ottenuti da Geiger e Marsden usando la strumentazione della figura 43.1. La curva continua rappresenta la previsione teorica, basata sull'ipotesi che l'atomo possieda un nucleo piccolo, compatto e caricato positivamente. Si osservi che l'asse delle ordinate è a scala logaritmica, e copre sei ordini di grandezza. I dati sono stati aggiustati per seguire la curva teorica passante per il punto sperimentale circondato da un cerchio.





piccola per deviare anche di 1° la particella α . (La deviazione prevedibile sarebbe stata dell'ordine di quella che potrebbe subire una palla di fucile attraversando un piumino.) E neppure gli elettroni presenti nell'atomo potrebbero esercitare il benché minimo effetto su una particella dotata di una massa e una carica tanto più grandi. Anzi, sarebbero essi stessi violentemente dispersi, come uno sciame di moscerini è disperso da un sasso che gli venga scagliato contro.

Rutherford comprese che, per rimbalzare indietro, una particella α doveva imbattersi in una forza molto grande, ciò che sarebbe potuto accadere soltanto se la carica positiva, piuttosto che sparsa per tutto il volume dell'atomo, fosse molto compatta e collocata al centro dell'atomo. In questo caso la particella α , una volta entrata nell'atomo, sarebbe potuta arrivare casualmente molto vicino al centro della carica positiva senza riuscire a penetrarvi, e venire respinta da una grande forza contraria al suo moto, così da essere quasi costretta a un'inversione di marcia.

La figura 43.3 mostra i percorsi che possono essere seguiti da tipiche particelle α al passaggio fra gli atomi del sottile bersaglio. Come si può vedere, per la maggior parte esse sono deviate molto poco o niente del tutto, ma alcune, che si trovano casualmente a entrare nel bersaglio su una «rotta» che le porterebbe a passare molto vicino al nucleo di un atomo, sono invece deviate di angoli molto grandi. Da un'analisi dei dati raccolti, Rutherford arrivò alla conclusione che le dimensioni del nucleo debbono essere inferiori al diametro dell'atomo nel rapporto di circa 10^{-4} . L'atomo è quasi tutto vuoto!

Figura 43.3 L'angolo di deviazione che subisce una particella α dipende da quanto vicino al nucleo di un atomo passi il prolungamento della sua traiettoria incidente. Elevati angoli di deviazione sono il risultato di incontri molto ravvicinati.

Problema svolto 43.1

Una particella α dotata di energia pari a 5.30 MeV è per caso diretta a centrare il nucleo di un atomo di oro ($Z = 79$). Quanto sarà distante dal nucleo nel momento in cui, dopo l'arresto, comincerà a invertire la rotta? Data la sua massa relativamente molto grande, potete trascurare il rinculo del nucleo di oro.

SOLUZIONE: Idea chiave è considerare la conservazione dell'energia meccanica totale E del sistema costituito dalla particella α e dall'atomo d'oro, che deve rimanere costante durante tutto il processo. In particolare l'energia meccanica iniziale E_i del sistema, prima che le particelle interagiscano, dev'essere uguale all'energia finale E_f relativa all'istante in cui la particella α si arresta. L'energia iniziale E_i non è altro che l'energia cinetica della particella α incidente, K_{α} . L'energia finale E_f è costituita solo dall'energia potenziale elettrostatica U del sistema (in quell'istante l'energia cinetica è nulla). L'equazione 25.43, $U = q_1 q_2 / (4\pi\epsilon_0 r)$, ci consente di trovare U .

Chiamiamo d la distanza tra i centri dei due corpi in collisione quando la particella α si arresta. Il principio di conservazione dell'energia può scriversi dunque

$$K_{\alpha} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_{\alpha} Q_{\text{Au}}}{d}$$

ove $Q_{\alpha} (= 2e)$ è la carica della particella α , $Q_{\text{Au}} (= 79e)$ quella del nucleo di oro.

Sostituendo i valori delle cariche e risolvendo rispetto a d troviamo:

$$\begin{aligned} d &= \frac{(2e)(79e)}{4\pi\epsilon_0 K_{\alpha}} = \\ &= \frac{(2)(79)(1.60 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}{(4\pi)(8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m})(5.30 \text{ MeV})} \cdot \\ &\quad \frac{1}{(1.60 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV})} = \\ &= 4.29 \cdot 10^{-14} \text{ m} = 42.9 \text{ fm} . \end{aligned}$$

Questa distanza è molto piccola rispetto alle dimensioni dell'atomo, ma non per quelle del nucleo. In realtà, essa è addirittura notevolmente maggiore della somma dei raggi del nucleo di oro e della particella α , che deve così invertire la marcia senza avere neanche «sfiorato» il nucleo di oro.

43.2 Alcune proprietà del nucleo

La tabella 43.1 riporta i dati caratteristici di alcuni particolari tipi di nuclei, che vengono chiamati **nucleidi** quando siamo maggiormente interessati alle proprietà specifiche del nucleo isolato piuttosto che al nucleo come parte di un atomo.

Introduzione alla terminologia nucleare

I nuclei sono composti di protoni e neutroni. Il numero dei protoni contenuti nel nucleo si chiama **numero atomico** ed è contraddistinto dal simbolo Z . Il **numero dei neutroni** è

TABELLA 43.1 Proprietà di alcuni nuclidi

Nuclide	Z	N	A	Stabilità ^a	Massa ^b (u)	Spin ^c	Energia di legame (MeV/nucleone)
¹ H	1	0	1	99,985 %	1,007825	1/2	—
⁷ Li	3	4	7	92,5 %	7,016003	3/2	5,60
³¹ P	15	16	31	100 %	30,973762	3/2	8,48
⁸⁴ Kr	36	48	84	57,0 %	83,911507	0	8,72
¹²⁰ Sn	50	70	120	32,4 %	119,902199	0	8,51
¹⁵⁷ Gd	64	93	157	15,7 %	156,923956	3/2	8,21
¹⁹⁷ Au	79	118	197	100 %	196,966543	3/2	7,91
²²⁷ Ac	89	138	227	21,8 a	227,027750	3/2	7,65
²³⁹ Pu	94	145	239	24 100 a	239,052158	3/2	7,56

^aPer i nuclei stabili si indica l'abbondanza isotopica, che rappresenta la quantità relativa di atomi di questo tipo che è presente in un campione rappresentativo dell'elemento allo stato naturale; per i nuclidi radioattivi è indicato il tempo di dimezzamento.

^bSecondo la prassi normale, la massa indicata è quella dell'atomo neutro, non del semplice nucleo.

^cMomento angolare di spin in unità \hbar .

contraddistinto dal simbolo N . Il numero totale dei protoni e dei neutroni contenuti in un nucleo è chiamato **numero di massa**, ed è contraddistinto dal simbolo A : si ha quindi

$$A = Z + N \quad (43.1)$$

Protoni e neutroni, considerati nel loro insieme, sono chiamati **nucleoni**.

I nuclidi sono rappresentati da simboli come quelli che appaiono nella prima colonna della tabella 43.1. Consideriamo per esempio ¹⁹⁷Au. L'apice a sinistra (197) è il numero di massa A . Il simbolo chimico ci dice che si tratta dell'elemento oro, il cui numero atomico è 79. Dall'equazione 43.1 possiamo ricavare il numero di neutroni N di questo nuclide, che è $197 - 79 = 118$.

Due o più nuclidi con lo stesso numero atomico Z , ma differenti numeri di neutroni N sono chiamati **isotopi**. Così, per citare un esempio, l'elemento oro esiste in 30 isotopi, compresi fra ¹⁷⁵Au e ²⁰⁴Au. Uno soltanto fra loro, ¹⁹⁷Au, è stabile: gli altri 29 sono radioattivi. Questi **radionuclidi decadono**, con emissione spontanea di una particella, trasformandosi in un altro nuclide.

Ordinamento dei nuclidi

Gli atomi neutri di tutti gli isotopi per un certo valore di Z possiedono lo stesso numero di elettroni, hanno le stesse proprietà chimiche e occupano la stessa «casella» nella tavola del sistema periodico degli elementi chimici. Ma le proprietà **nucleari** dei diversi isotopi sono assai differenti. La tavola periodica è perciò di limitata utilità per i fisici nucleari, i chimici nucleari o gli ingegneri nucleari.

Un ordinamento significativo dei nuclidi è rappresentato graficamente nella *tavola dei nuclidi* o *mapa dei nuclidi* della figura 43.4, nella quale a ogni nuclide corrisponde un punto avente come ascissa il numero dei neutroni e come ordinata il numero dei protoni, o numero atomico. In questa mappa i puntini verdi corrispondono a nuclidi stabili, mentre i radionuclidi sono rappresentati dai puntini gialli. Risulta evidente che i radionuclidi tendono a esser collocati sui due lati e oltre l'estremità superiore di una fascia ben definita di nuclidi stabili. Si vede inoltre che i nuclidi stabili più leggeri tendono a disporsi lungo la retta $N = Z$, ossia hanno un numero di protoni uguale al numero dei neutroni, mentre i nuclidi più pesanti tendono ad avere un numero di neutroni maggiore di quello dei protoni. Così ad esempio ¹⁹⁷Au ha 118 neutroni e soltanto 79 protoni, con un *eccesso neutronico* di 39 neutroni.

Nelle tavole dei nuclidi (che sono in commercio anche in formato da appendere al muro), ciascuna casella contiene tutte le informazioni sul nuclide che descrive. La figura 43.5 riporta una porzione di una simile carta attorno alla casella del ¹⁹⁷Au. Per i nuclidi stabili sono indicate le abbondanze relative, mentre per i radionuclidi sono date le *emivite*

perché ^{32}P ha 15 protoni, ^{32}S ha 16 protoni e il neutrino (ν) ha carica zero. Analogamente, per la conservazione del numero di nucleoni,

$$(32) = (32) + (0) + (0),$$

sapendo che ^{32}P e ^{32}S hanno 32 nucleoni ciascuno e che l'elettrone e il neutrino non sono nucleoni.

Visto che abbiamo affermato che i nuclei sono formati soltanto da protoni e neutroni, può apparire strano che possano emettere elettroni, positroni e neutrini. Ma, come abbiamo già visto, gli atomi emettono fotoni, e non si può certo affermare che essi «contengano» fotoni: diciamo infatti che i fotoni «sono creati» durante il processo di emissione.

Così accade anche per gli elettroni, i positroni e i neutrini emessi dai nuclei nel decadimento beta. Sono tutti creati durante il processo di emissione. Nel decadimento β^- all'interno del nucleo un neutrone si trasforma in un protone secondo la relazione



Nel decadimento β^+ un protone si trasforma in un neutrone:



Entrambi questi processi di decadimento beta forniscono prova che neutroni e protoni non sono particelle veramente fondamentali, come già avevamo puntualizzato. Si noti che il numero di massa A del nuclide non varia nel corso del decadimento beta: cambia soltanto il tipo di uno dei nucleoni che lo costituiscono, secondo una delle reazioni 43.25 o 43.26, ma il numero dei nucleoni rimane invariato.

In qualsiasi processo di decadimento, alfa o beta che sia, in ogni evento è liberata la stessa quantità di energia. Nel processo di decadimento alfa di uno specifico radionuclide ogni particella α emessa possiede rigorosamente la stessa energia cinetica. Nel decadimento β^- dell'equazione 43.25, invece, l'energia di disintegrazione Q si ripartisce, secondo proporzioni variabili, fra l'elettrone e il neutrino. A volte l'elettrone si prende quasi tutta l'energia, altre volte invece essa tocca al neutrino. La somma delle energie dell'elettrone e del neutrino è comunque uguale a un valore costante Q . E questa ripartizione casuale dell'energia, ma con somma sempre uguale a Q , si verifica anche per il decadimento β^+ dell'equazione 43.26.

Gli elettroni o i positroni emessi presentano infatti uno spettro continuo di valori dell'energia, da zero fino a un massimo K_{\max} , come illustrato nella figura 43.10 per i positroni emessi, secondo l'equazione 43.24, nel decadimento beta di ^{64}Cu . La massima energia K_{\max} del positrone dev'essere uguale all'energia di disintegrazione Q , perché, se il positrone porta via l'energia K_{\max} , per il neutrino non rimane più alcuna energia residua. Si ha dunque

$$Q = K_{\max}. \quad (43.27)$$

Il neutrino

Nel 1930 Wolfgang Pauli per primo formulò l'ipotesi dell'esistenza dei neutrini, che non soltanto consentiva un'interpretazione della distribuzione dell'energia dell'elettrone o del positrone nel decadimento beta, ma risolveva anche un altro enigma che si presentava all'inizio dello studio del decadimento beta, quello del momento angolare «mancante».

Il neutrino è una particella veramente sfuggente: si è calcolato che il cammino medio in acqua di un neutrino ad alta energia non sia minore di parecchie migliaia di anni luce! E al tempo stesso troviamo che i neutrini residui del *big bang* che ha presumibilmente generato la creazione dell'universo sono le particelle più abbondanti della fisica. Ogni secondo ne passano miliardi attraverso il nostro corpo senza lasciar tracce.

Nonostante questa loro indole sfuggente, si è riusciti a identificare i neutrini in laboratorio. I primi, scoperti nel 1953 da F. Reines e C. L. Cowan, sono stati generati in un reattore nucleare di grande potenza. (Nel 1995 Reines, il solo dei due sopravvissuto, ricevette il premio Nobel per questo lavoro.) Nonostante le difficoltà di rivelazione dei neutrini, oggi la ricerca di laboratorio sul neutrino è una componente importante della fisica sperimentale, praticata da appassionati cultori in parecchi laboratori di tutto il mondo.

Il Sole emette neutrini in grande quantità dalla fornace nucleare che occupa il suo nucleo centrale: durante la notte questi messaggeri provenienti dal centro del Sole ci investono emergendo dalle viscere della Terra, che per essi è quasi del tutto trasparente. Nel

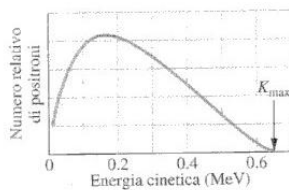
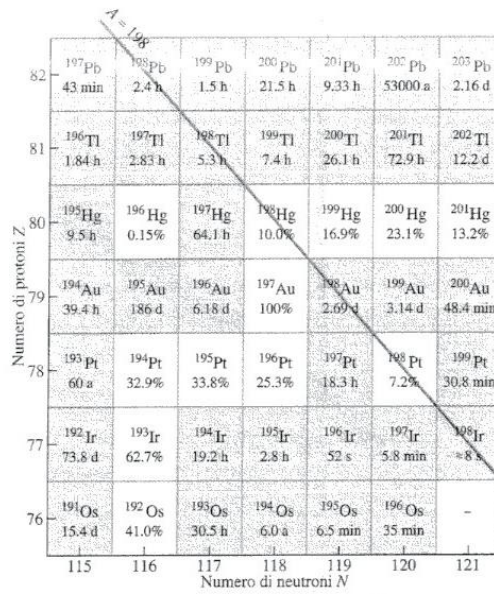


Figura 43.10 Distribuzione secondo l'energia cinetica dei positroni emessi nel decadimento beta del ^{64}Cu . La massima energia cinetica misurata (K_{\max}) vale 0,653 MeV. In tutti gli eventi di decadimento beta del ^{64}Cu questa energia è divisa, in varie proporzioni, fra il positrone e il neutrino. L'energia più probabile per il positrone è di circa 0,15 MeV.

Figura 43.5 Ingrandimento di una zona della mappa dei nuclidi della figura 43.4, centrata su ^{197}Au . Le caselle evidenziate in color verde rappresentano nuclidi stabili, per i quali sono indicate le abbondanze isotopiche relative; le caselle color giallo corrispondono a radionuclidi, dei quali sono indicate le emivite. Le linee isobare, ciascuna avente numero di massa A costante, hanno la stessa pendenza della linea tracciata per $A = 198$.



L'equazione 43.3 non si applica bene ai nuclei ad *alone*, nuclidi ad elevato eccesso neutronico generati in laboratorio per la prima volta negli anni '80. Questi nuclidi sono più grandi del normale perché alcuni dei neutroni formano un *alone* attorno al nocciolo sferico costituito dai protoni e dai rimanenti neutroni. Gli isotopi del litio ne danno un esempio. Aggiungendo un neutrone al ^8Li e formando così ^9Li (nessuno dei due è un nucleo ad *alone*), il raggio efficace aumenta del 4 % circa. Aggiungendo però al ^9Li altri due neutroni a formare l'isotopo fortemente neutronico ^{11}Li (il maggiore del litio), questi non vanno ad unirsi agli altri nucleoni, ma rimangono in una regione più esterna, detta appunto *alone*, ciò che incrementa il raggio efficace di circa il 30 %. Sembra che la configurazione di questo *alone* richieda meno energia di un nocciolo compatto contenente tutti gli 11 nucleoni. In questo capitolo assumeremo tuttavia che l'equazione 43.3 sia sempre valida.

Massa nucleare

Le masse dei nuclei possono essere misurate con grande precisione. Dal paragrafo 1.6 ricordiamo che l'unità di misura cui si ricorre per queste masse è l'unità di massa atomica u , scelta in modo che la massa atomica (non la massa nucleare) di ^{12}C valga esattamente 12 u . Il rapporto approssimato tra questa unità e l'unità di massa del SI è

$$1u = 1.661 \cdot 10^{-27} \text{ kg.} \tag{43.4}$$

Il numero di massa A che identifica un nuclide è così chiamato perché è uguale al valore della massa atomica del nuclide, espresso in unità di massa atomica e arrotondato all'intero più vicino. Così ad esempio la massa atomica del nuclide ^{197}Au è 196.966573 u , che si arrotonda a 197.

Nelle reazioni nucleari la ben nota relazione (eq. 38.47) fra massa ed energia, $Q = \Delta m c^2$, è un indispensabile strumento di lavoro da tenere sempre a portata di mano. Come abbiamo visto nel paragrafo 38.12, Q in questa relazione è l'energia ceduta o assorbita quando la massa di un sistema chiuso di particelle che interagisce varia della quantità Δm .

Abbiamo anche visto, dalla relazione einsteiniana $E = mc^2$ (par. 38.12), che l'equivalente in energia di 1 unità di massa atomica è pari a circa 931.5 MeV. Ciò significa che, in base alla (38.43),

$$c^2 = 931.5 \text{ MeV/u,} \tag{43.5}$$

ciò che ci permette di trovare rapidamente l'energia equivalente (in MeV) di una massa o di una differenza di massa (in u), e viceversa.

Energia di legame del nucleo

La massa M di un nucleo è *minore* della somma delle masse $\sum m$ dei suoi costituenti. Di conseguenza l'energia di massa Mc^2 di un nucleo è *minore* della somma delle energie di massa $\sum (mc^2)$ dei suoi elementi costituenti. La differenza tra queste due energie è chiamata **energia di legame** del nucleo:

$$\Delta E = \sum (mc^2) - Mc^2 \quad (\text{energia di legame}). \quad (43.6)$$

Attenzione: l'energia di legame non è un'energia che risiede nel nucleo. È una *differenza* tra le energie di massa del nucleo e dei suoi componenti. Se dovessimo dividere un nucleo separando tutti i suoi nucleoni costituenti, saremmo costretti a fornire durante il procedimento un'energia complessiva ΔE ai suoi nucleoni. Anche se non abbiamo modo di smembrare un nucleo in questa maniera, la sua energia di legame ci dà una misura conveniente di quanto il nucleo sia legato strettamente. Un'altra misura ancor più utile è l'**energia di legame per nucleone** ΔE_n , che rappresenta il rapporto tra l'energia di legame ΔE di un nucleo e il numero A dei nucleoni che lo formano:

$$\Delta E_n = \frac{\Delta E}{A} \quad (\text{energia di legame per nucleone}). \quad (43.7)$$

Possiamo pensare all'energia di legame per nucleone come all'energia media occorrente per separare un nucleone dal nucleo.

La figura 43.6 riporta per molti nuclei un diagramma dell'energia di legame per nucleone ΔE_n in funzione del numero di massa A . In questo grafico i nuclei di massa intermedia presentano una maggior energia di legame per nucleone e quindi richiedono un'elevata quantità di energia per poterli separare. I nuclei più leggeri e quelli più pesanti sono caratterizzati da un'energia di legame per nucleone più bassa e quindi l'energia richiesta per spezzarli è relativamente minore.

Questa semplice considerazione che abbiamo esposto sull'andamento della curva di energia di legame ha conseguenze profonde. Per esempio i nucleoni di un nucleo che sta a destra nel grafico si troverebbero più intensamente legati se il nucleo si spezzasse in due nuclei di massa minore, che stanno sul grafico in corrispondenza del picco di energia. Questo processo, chiamato **fissione**, avviene in natura per i nuclei pesanti (elevato numero di massa A) come l'uranio, il quale può subire fissione anche spontaneamente (vale a dire senza l'intervento di cause esterne). È il processo che avviene negli ordigni nucleari, in cui si provoca la fissione di molti nuclei di uranio o plutonio simultaneamente creando un'esplosione.

I nucleoni di due nuclei che viceversa giacciono nella parte sinistra del grafico si troverebbero anch'essi più intensamente legati se si unissero a formare un nucleo che sta nella parte centrale del grafico. Questo processo prende il nome di **fusione** (nucleare) e

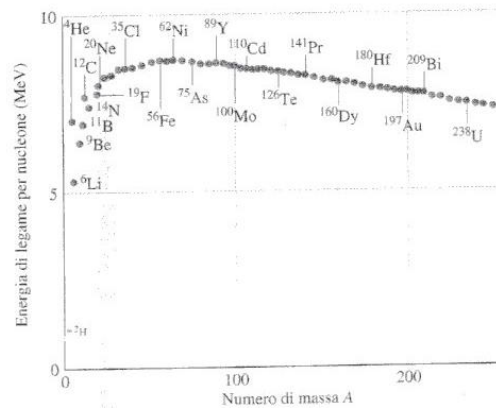


Figura 43.6 Energia di legame per nucleone di alcuni dei nuclidi più significativi. Il nuclide ^{62}Ni possiede l'energia di legame per nucleone (8.79460 ± 0.00003 MeV/nucleone) maggiore di tutti gli altri nuclidi stabili conosciuti. La fissione può aver luogo per i nuclei più pesanti, e la fusione per i più leggeri. Si noti che la particella α (^4He) è situata nettamente al disopra della curva dell'energia di legame, ed è perciò particolarmente stabile.

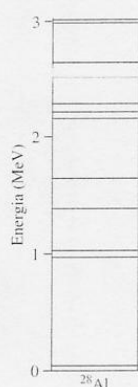


Figura 43.7 Livelli di energia per il nuclide ^{28}Al , dedotti da prove di reazioni nucleari.

nelle stelle avviene naturalmente. Se così non fosse il sole non splenderebbe e noi non conosceremmo la vita.

Livelli di energia del nucleo

Al pari degli atomi, anche i nuclei sono governati dalle leggi della fisica quantistica e possono esistere soltanto in certi distinti stati quantici di energia ben definita. La figura 43.7 rappresenta questi livelli di energia per un tipico nuclide leggero, ^{28}Al . Si noti che la scala delle energie è in milioni di elettronvolt, invece che in elettronvolt come per gli atomi. Perciò, quando un nucleo effettua una transizione da un livello a un altro livello di minore energia, il fotone emesso è tipicamente nella regione dei raggi gamma dello spettro elettromagnetico.

Spin e magnetismo nucleare

I nuclei, al pari degli atomi, possiedono un *momento angolare nucleare* intrinseco, o spin nucleare, e un *momento magnetico nucleare* intrinseco, associato al primo. Mentre i valori dei momenti angolari dei nuclei sono dello stesso ordine di grandezza di quelli degli elettroni atomici, i momenti magnetici dei nuclei sono circa 1000 volte più piccoli di quelli degli atomi.

Forza nucleare

La forza che controlla i movimenti degli elettroni dell'atomo è la ben nota forza elettromagnetica. Per tenere insieme il nucleo deve però esistere un'intensa forza di attrazione, di un tipo assolutamente nuovo, che deve essere tanto intensa da riuscire a vincere la forza repulsiva di Coulomb che agisce fra i protoni (di carica positiva), e da costringere neutroni e protoni a coabitare nel microscopico volume del nucleo. Questa forza nucleare deve inoltre avere un raggio d'azione cortissimo, visto che la sua influenza non si estende molto al di là della «superficie» del nucleo.

Attualmente si ritiene che la forza nucleare, che lega assieme neutroni e protoni, non sia una delle forze fondamentali della natura, ma sia un effetto secondario dell'interazione **forte** che lega fra loro i quark per formare neutroni e protoni. In modo analogo, certe molecole elettricamente neutre sono legate insieme a formare solidi da un effetto secondario della forza elettrostatica che agisce all'interno delle singole molecole.

Problema svolto 43.2

Possiamo concepire tutti i nuclidi come costituiti da un ammasso di protoni e neutroni, che chiamiamo *materia nucleare*. Qual è la sua massa volumica approssimativa?

SOLUZIONE: La *idea chiave* consiste nel calcolare la massa volumica (media) ρ di un nucleo dividendo la sua massa per il suo volume. Sia m la massa di un nucleone (neutrone o protone non importa, perché hanno masse quasi uguali). La massa di un nucleo contenente A nucleoni è dunque Am . Supponiamo poi che il nucleo sia sferico di raggio r . Il suo volume sarà quindi $\frac{4}{3}\pi r^3$ e la massa volumica sarà

$$\rho = \frac{Am}{\frac{4}{3}\pi r^3}.$$

È una seconda *idea chiave* calcolare il raggio del nucleo con l'equazione 43.3, ponendo $r_0 = 1.2$ fm. Si ottiene dunque

$$\rho = \frac{Am}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A}.$$

Si noti che A scompare; il che rende questa relazione utile per qualunque nucleo di forma sferica il cui raggio sia dato dalla (43.3). Introducendo la massa m del nucleone si giunge a

$$\rho = \frac{1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{\frac{4}{3}\pi (1.2 \cdot 10^{-15} \text{ m})^3} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3.$$

Ciò equivale a $2 \cdot 10^{14}$ volte la massa volumica dell'acqua.

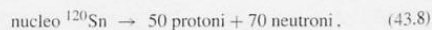
Problema svolto 43.3

(a) Quanto vale l'energia di legame per nucleone del nuclide ^{120}Sn ?

SOLUZIONE: Ci occorrono due *idee chiave*.

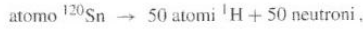
1. L'energia di legame per nucleone ΔE_n si può trovare conoscendo prima l'energia di legame del nucleo ΔE e dividendola poi per il numero A dei suoi componenti (eq. 43.7).
2. Si può conoscere ΔE per differenza tra l'energia di massa Mc^2 del nucleo e la somma delle energie di massa $\sum(mc^2)$ dei suoi costituenti (eq. 43.6).

Nella tabella 43.1 osserviamo che il nucleo di ^{120}Sn consiste di 50 protoni ($Z = 50$) e 70 neutroni ($N = A - Z = 120 - 50 = 70$). Immaginiamo quindi una «reazione» di separazione dei nucleoni di ^{120}Sn :



ove i protoni e i neutroni si intendono tutti divisi uno dall'altro. Calcoliamo a questo punto la variazione di energia di massa in questa reazione.

Per il calcolo ci serve conoscere le masse del nucleo di ^{120}Sn , del protone e del neutrone. Bisogna osservare però che, essendo molto più facile misurare le masse degli atomi interi (nucleo + elettroni) piuttosto che dei soli nuclei, di solito le valutazioni sulle energie di legame si fanno in base alle masse atomiche. Modifichiamo quindi leggermente la (43.8) in modo da avere nel termine di sinistra un atomo di ^{120}Sn . Per compensare questa modifica aggiungiamo anche a destra 50 elettroni (pari all'incremento della massa del nucleo ^{120}Sn operata a sinistra). Possiamo unirli ai 50 protoni (uno per uno) per formare così 50 atomi d'idrogeno. Abbiamo dunque



ove anche qui sia gli atomi d'idrogeno sia i neutroni devono considerarsi separati. Nella tabella 43.1 troviamo le masse M_{Sn} di ^{120}Sn e M_{H} di ^1H ; la massa m_n del neutrone è 1.008665 u. Dalla (43.6) abbiamo dunque

$$\begin{aligned} \Delta E &= \sum (mc^2) - Mc^2 = \\ &= 50(m_{\text{H}}c^2) + 70(m_n c^2) - M_{\text{Sn}}c^2 = \\ &= 50(1.007825 \text{ u})c^2 + 70(1.008665 \text{ u})c^2 + \\ &\quad - (119.902199 \text{ u})c^2 = (1.095601 \text{ u})c^2 = \\ &= (1.095601 \text{ u})(931.5 \text{ MeV/u}) = 1020.6 \text{ MeV}, \end{aligned}$$

dove abbiamo utilizzato la conversione di unità data dalla (43.5). Si noti che l'impiego delle masse atomiche al posto di quelle nucleari non influisce sul risultato perché la massa dei 50 elettroni contenuti nell'atomo di ^{120}Sn equivale alla massa degli elettroni contenuti nei 50 atomi di ^1H . L'equazione 43.7 ci permette ora di trovare l'energia di legame per nucleone:

$$\Delta E_n = \frac{\Delta E}{A} = \frac{1020.6 \text{ MeV}}{120} = 8.51 \text{ MeV/nucleone}.$$

43.3 Decadimento radioattivo

Come risulta dalla figura 43.4, la maggior parte dei nuclidi finora individuati sono radioattivi. Ciò significa che essi possono emettere spontaneamente una particella, trasformandosi in tal modo in un altro nuclide che occupa una diversa casella della tavola dei nuclidi.

Il decadimento radioattivo ha fornito la prima prova del fatto che le leggi che dominano il mondo subatomico sono di natura statistica. Consideriamo, ad esempio, un campione di uranio metallico avente massa di 1 mg. Contiene $2.5 \cdot 10^{18}$ atomi dell'isotopo ^{238}U , un radionuclide di vita molto lunga. Molti nuclei di questi atomi sono sopravvissuti, senza decadimenti, da quando sono stati creati nel corso dell'esplosione di una supernova, ben prima della formazione del nostro sistema solare. Durante ogni secondo circa 12 dei nuclei di questo nostro campione sono destinati a decadere, emettendo una particella α e trasformandosi così in nuclei di ^{234}Th . Tuttavia si può affermare:

► Non esiste assolutamente alcun modo di prevedere se un determinato nucleo nel campione sarà compreso nel piccolo numero di nuclei che decadranno nel prossimo secondo. Tutti i nuclei presenti hanno la stessa probabilità di decadere.

Sebbene non possiamo prevedere quali saranno i nuclei a decadere, possiamo esprimere la natura statistica del decadimento affermando che, se un campione contiene N nuclei radioattivi, la *frequenza dei decadimenti* ($= -dN/dt$), cioè il numero degli eventi nell'unità di tempo, è proporzionale a N :

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (43.10)$$

ove λ , la **costante di decadimento**, ha un valore caratteristico differente per ogni radionuclide. La sua unità SI è l'inverso del secondo (s^{-1}). Possiamo riscrivere l'equazione 43.10 così:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (43.11)$$

e poi, integrando:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_{t_0}^t dt,$$

che, risolta, dà

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda(t - t_0). \quad (43.12)$$

In questa espressione N_0 rappresenta il numero di nuclei radioattivi del campione in unistante iniziale arbitrario t_0 . Ponendo $t_0 = 0$ dalla (43.12) si ottiene

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t. \quad (43.13)$$

Passando agli antilogaritmi di entrambi i termini (ricordate che la funzione esponenziale è l'inverso della funzione logaritmica) si ha

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t},$$

ossia

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{decadimento radioattivo}), \quad (43.14)$$

ove N_0 è il numero dei nuclei radioattivi nel campione all'istante $t = 0$ e N è il numero residuo dopo un certo tempo t . Osserviamo che in altri casi, come ad esempio per le lampadine elettriche, non è valida una legge esponenziale di decadimento. Se eseguiamo una prova di durata su 1000 lampadine, troveremo che esse «decadono», cioè si interrompono i loro filamenti, tutte all'incirca nello stesso tempo. Il decadimento dei radionuclidi segue invece una legge ben diversa.

Siamo spesso più interessati a conoscere la frequenza di decadimento $R (= -dN/dt)$ del campione, che non il numero N dei nuclei radioattivi in esso contenuti. Derivando l'equazione 43.14 rispetto al tempo si ottiene

$$R = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t},$$

ossia

$$R = R_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{decadimento radioattivo}), \quad (43.15)$$

una forma alternativa della legge del decadimento radioattivo (eq. 43.14). Qui $R_0 (= \lambda N_0)$ rappresenta la frequenza di decadimento al tempo $t = 0$ e R rappresenta questa frequenza in qualsiasi istante successivo. Possiamo ora riscrivere l'equazione 43.10 in termini di frequenza di decadimento R del campione in esame:

$$R = \lambda N, \quad (43.16)$$

ove R e il numero di nuclei radioattivi N non ancora decaduti vanno valutati allo stesso istante.

La frequenza R di decadimento per un certo campione di uno o più radionuclidi prende il nome di **attività** di quel campione. La sua unità di misura SI è il **becquerel** (Bq), in onore di Henri Becquerel che scoprì la radioattività:

$$1 \text{ becquerel} = 1 \text{ Bq} = 1 \text{ decadimento al secondo.}$$

Un'altra unità ancora in uso, per quanto non più prevista dalla normativa, è il **curie** (Ci):

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

Un esempio di come si usano queste unità è illustrato dalla seguente frase: "L'attività della barra esaurita di combustibile nucleare N° 5658 il 15 gennaio 2002 era di $3.5 \cdot 10^{15}$ Bq ($= 9.5 \cdot 10^4$ Ci)". Quel giorno insomma nella barra citata decadevano $3.5 \cdot 10^{15}$ nuclei radioattivi ogni secondo. In questa misura di attività non si fa alcun riferimento al tipo di radionuclidi in quella barra, alla loro costante di decadimento λ , né al tipo di radiazione emessa.

Spesso un campione radioattivo è posto vicino a un rivelatore, che, per ragioni di geometria e di inefficienza propria del rivelatore, non registra tutti gli eventi di decadimento che avvengono nel campione. In questo caso il valore misurato dal rivelatore sarà proporzionale all'attività reale del campione ma minore di quest'ultima; essa non viene indicata in becquerel, ma in conteggi nell'unità di tempo.

Vi sono due modi per esprimere quanto tempo è destinato a durare il fenomeno di radioattività di un certo radionuclide. Una misura è il *tempo di dimezzamento* o *emivita* $T_{1/2}$ del radionuclide, che equivale al tempo necessario perché sia N sia R si riducano alla metà del loro valore iniziale. L'altra misura è la *vita media* τ , uguale all'intervallo di tempo necessario acciocché sia R sia N si riducano di un fattore pari a e^{-1} del loro valore iniziale. Per trovare la correlazione tra $T_{1/2}$ e la costante di decadimento λ poniamo $R = \frac{1}{2} R_0$ e $t = T_{1/2}$ nell'equazione 43.15:

$$\frac{1}{2} R_0 = R_0 e^{-\lambda T_{1/2}};$$

operando i logaritmi e risolvendo rispetto a $T_{1/2}$ si ricava

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

Analogamente la relazione tra la vita media τ e la costante di decadimento λ si trova nell'equazione 43.15 ponendo $R = e^{-1}R_0$ e $t = T_{1/2}$:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

Si possono combinare questi risultati scrivendo

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2. \quad (43.17)$$

✓ VERIFICA 2: Il nuclide ^{131}I è radioattivo, con emivita di 8.04 giorni. A mezzogiorno del primo gennaio l'attività di un certo campione è 600 Bq. In base al concetto di emivita, senza calcoli, dire se l'attività il 24 gennaio sarà un poco meno di 200 Bq, un poco più di 200 Bq, un poco meno di 75 Bq o un poco più di 75 Bq.

Problema svolto 43.4

La tabella seguente fornisce alcuni valori della frequenza di decadimento misurati su un campione di ^{128}I , un radionuclide normalmente usato in medicina come tracciante per valutare il grado di assorbimento dello iodio da parte della tiroide.

Tempo (min)	R (conteggi/s)	Tempo (min)	R (conteggi/s)
4	392.2	132	10.9
36	161.4	164	4.56
68	65.5	196	1.86
100	26.8	218	1.00

Ricavate da questi dati la costante di disintegrazione λ e il tempo di dimezzamento $T_{1/2}$ di questo radionuclide.

SOLUZIONE: Idea chiave è considerare che la costante di decadimento λ determina come la frequenza di decadimento R diminuisce col tempo t (comportamento espresso dall'equazione 43.15). Dovremmo quindi essere in grado di ricavare λ tracciando il grafico di R in funzione di t .

La lettura del valore di λ sul grafico però può risultare difficile perché R diminuisce esponenzialmente col tempo t , come si deduce dalla (43.15). Con una seconda idea chiave trasformiamo perciò la (43.15) in una funzione lineare di t , in modo da consentire una determinazione più precisa di λ . A questo scopo prendiamo i logaritmi naturali dei due termini dell'equazione 43.15, ottenendo

$$\ln R = \ln(R_0 e^{-\lambda t}) = \ln R_0 + \ln(e^{-\lambda t}) = \ln R_0 - \lambda t. \quad (43.18)$$

La (43.18) è della forma $y = mx + b$, con b e m costanti, ed è quindi l'equazione di una linea retta che esprime la funzione $\ln R$ in rapporto a t . Tracciando quindi il diagramma di $\ln R$, invece di quello di R , in funzione di t , otteniamo una linea retta. La sua pendenza è uguale a $-\lambda$.

Il relativo grafico è riportato nella figura 43.8, ove sono segnate le misure date. La pendenza m della miglior retta rappresentativa dei

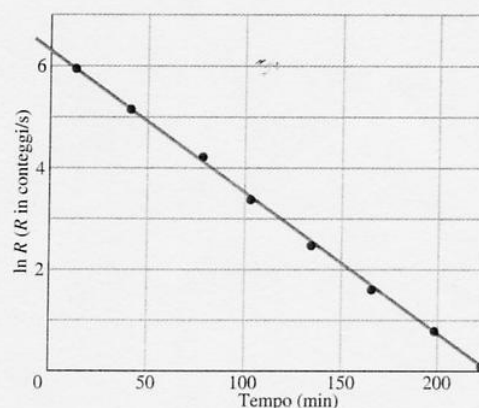


Figura 43.8 Problema svolto 43.4. Il grafico semilogaritmico del decadimento di un campione di ^{128}I , costruito sui dati della tabella.

punti dati è

$$m = \frac{0 - 6.2}{225 \text{ min} - 0} = -0.0275 \text{ min}^{-1}.$$

Pertanto

$$-\lambda = -0.0275 \text{ min}^{-1},$$

ossia

$$\lambda = 0.0275 \text{ min}^{-1} \approx 1.7 \text{ h}^{-1}.$$

Per trovare l'emivita del radionuclide ricorriamo a questa idea chiave: il tempo $T_{1/2}$ per dimezzare la frequenza di decadimento è legato alla costante λ dall'equazione 43.17 da cui otteniamo

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{0.0275 \text{ min}^{-1}} \approx 25 \text{ min}.$$

Problema svolto 43.5

Un campione avente massa 2,71 g di KCl puro, prelevato dal magazzino dei prodotti chimici, risulta radioattivo, con una attività costante di 4490 Bq. Il decadimento è imputabile all'elemento potassio e in particolare al suo isotopo ^{40}K , che costituisce lo 1,17 % del potassio naturale. Calcolate l'emivita di questo nuclide.

SOLUZIONE: Partiamo con questa *idea chiave*. Visto che la frequenza di decadimento è apparentemente costante, non è possibile calcolare λ col metodo grafico utilizzato nel precedente problema svolto 43.4 (ne risulterebbe una retta orizzontale). Dobbiamo invece ricorrere a queste due ulteriori *idee chiave*.

1. Il tempo di dimezzamento $T_{1/2}$ è legato alla costante di decadimento λ dall'equazione 43.17.
2. La costante di decadimento λ è a sua volta legata alla frequenza di disintegrazione R , che qui coincide con l'attività del campione di 4490 Bq, tramite l'equazione 43.16, $R = \lambda N$, ove N rappresenta il numero di nuclei (e quindi di atomi) di ^{40}K contenuti nel campione.

Combinando la (43.16) con la (43.17) si ottiene

$$T_{1/2} = \frac{N \ln 2}{R} \quad (43.19)$$

Sappiamo che N è lo 1,17 % di N_{K} , ossia il numero totale di atomi di potassio contenuti nel campione. Sappiamo inoltre che N_{K} deve eguagliare N_{KCl} , il numero totale di molecole del campione. Quest'ultimo si può ricavare dalla massa molare M_{KCl} di KCl (massa di 1 mole di KCl) e dalla massa M_{cam} del campione (2,71 g) combinando le equa-

$$N_{\text{KCl}} = n N_{\text{A}} = \frac{M_{\text{cam}}}{M_{\text{KCl}}} N_{\text{A}} \quad (43.20)$$

ove N_{A} è il numero di Avogadro ($6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$). Nell'appendice F troviamo la massa molare del potassio (39,102 g/mol) e la massa molare del cloro (35,453 g/mol), da cui ricaviamo la massa molare di KCl: 74,555 g/mol. Dall'equazione 43.20 otteniamo dunque

$$N_{\text{KCl}} = \frac{(6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1})(2,71 \text{ g})}{74,555 \text{ g/mol}} = 2,188 \cdot 10^{22}$$

che rappresenta il numero di molecole di KCl contenuto nel campione. Il numero totale N_{K} di atomi di potassio è uguale a N_{KCl} e quindi il numero di nuclei ^{40}K contenuti è

$$N = (0,0117)N_{\text{K}} = (0,0117)(2,188 \cdot 10^{22}) = 2,560 \cdot 10^{20}$$

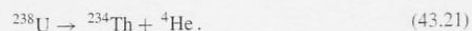
Introducendo questo valore di N e l'attività $R = 4490 \text{ s}^{-1}$, si giunge a

$$T_{1/2} = \frac{(2,560 \cdot 10^{20}) \ln 2}{4490 \text{ s}^{-1}} = 3,95 \cdot 10^{16} \text{ s} = 1,25 \cdot 10^9 \text{ a.}$$

L'emivita di ^{40}K è dell'ordine di grandezza dell'età dell'universo! Il campione nel magazzino è decaduto *molto* lentamente, troppo lentamente per consentirci di rilevare la diminuzione di frequenza in pochi giorni o anche in una vita intera. È interessante osservare che anche il potassio nel nostro corpo ha la sua normale frazione dell'isotopo ^{40}K : siamo tutti leggermente radioattivi!

43.4 Decadimento alfa

Un nucleo che subisce **decadimento alfa** si trasforma in un nuclide diverso emettendo una particella α (nucleo di elio, ^4He). Per esempio, ^{238}U subisce decadimento alfa e si trasforma in un nucleo di torio, precisamente ^{234}Th . Possiamo esprimere questo processo scrivendo la reazione



Il decadimento del ^{238}U può avvenire spontaneamente (senza sorgenti esterne di energia) perché la massa totale dei prodotti di decadimento ^{234}Th e ^4He è minore della massa del nucleo originario ^{238}U . Secondo la definizione data dall'equazione 38.47, la differenza tra l'energia di massa iniziale e l'energia di massa complessiva finale è chiamata *energia di reazione* Q .

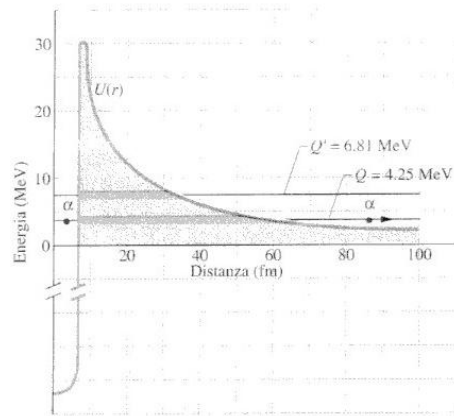
Nel caso di decadimenti, l'energia di reazione Q prende il nome di *energia di disintegrazione*. Per la reazione di decadimento data dalla (43.21) essa vale 4,25 MeV. Si può dire che è la quantità di energia liberata dal decadimento alfa del ^{238}U . L'energia viene trasferita dall'energia di massa del nucleo originario all'energia cinetica dei prodotti di decadimento.

L'emivita di ^{238}U per questo processo di decadimento è $4,5 \cdot 10^9$ a. Perché così lungo? Perché i nuclei di ^{238}U non decadono subito tutti insieme? Per rispondere a questa domanda, dobbiamo studiare il meccanismo del decadimento alfa.

Sceglieremo un modello nel quale immaginiamo che la particella α , prima di sfuggire dal nucleo, si sia già formata nel suo interno. La figura 43.9 mostra l'andamento della curva $U(r)$ dell'energia potenziale di particella α e nucleo residuo ^{234}Th in funzione della distanza r che li separa. Si tratta della combinazione di (1) l'energia potenziale associata con l'intensa forza (di attrazione) nucleare che agisce all'interno del nucleo, con (2) un potenziale coulombiano associato alla forza elettrostatica (repulsiva) che agisce fra le due particelle prima e dopo il decadimento.

La linea nera orizzontale per $Q = 4,25$ MeV rappresenta l'energia di disintegrazione per questo processo. Se ammettiamo che questa sia l'energia totale della particella α

Figura 43.9 Andamento dell'energia potenziale per l'emissione di una particella α da parte di un nucleo ^{238}U . La linea orizzontale marcata con $Q = 4.25$ MeV corrisponde all'energia di decadimento alfa di questo processo. I tratti verdi ingrossati di questa linea corrispondono a valori della distanza r proibite alle particelle α secondo la meccanica classica. La particella α è rappresentata da un puntino rosso, sia all'interno della barriera (a sinistra) sia all'esterno (a destra), dopo che è passata per effetto tunnel. La linea nera orizzontale marcata $Q' = 6.81$ MeV indica l'energia di disintegrazione per il decadimento alfa del ^{228}U . I due isotopi, avendo la stessa carica nucleare, presentano la stessa curva dell'energia potenziale.



durante il processo di decadimento, vediamo che la parte della curva $U(r)$ al di sopra di questa linea costituisce una barriera di energia potenziale simile a quella della figura 39.12, che non può essere superata. Se la particella α fosse capace di portarsi a una distanza r all'interno di questa barriera, la sua energia potenziale U sarebbe maggiore della sua energia totale E . Ciò significherebbe, in termini di fisica classica, che la sua energia cinetica K (che è uguale a $E - U$) sarebbe negativa, ciò che è assurdo.

Ora comprendiamo per quale ragione la particella α non può essere immediatamente emessa dal nucleo di ^{238}U ! Esso è infatti circondato da un'imponente barriera di potenziale, che occupa, immaginando di vederla nelle sue tre dimensioni, il volume compreso fra due gusci sferici aventi raggi di circa 8 e 60 fm. Questo argomento è tanto convincente da farci addirittura capovolgere il senso della nostra domanda: "Essendo le particelle apparentemente intrappolate dalla barriera, come potrà mai un nucleo di ^{238}U , riuscire a emettere una particella α ?" La risposta è che, come sappiamo dal paragrafo 39.9, nella meccanica quantistica c'è sempre una probabilità finita che una particella possa penetrare, per effetto tunnel, attraverso una barriera che appare insormontabile secondo la fisica classica. E, infatti, il decadimento alfa avviene proprio per effetto tunnel.

Visto che l'emivita del nuclide ^{238}U è tanto lunga, la barriera non è, in realtà, così facilmente «penetrabile». Risulta infatti che la particella α all'interno del nucleo, che si presume vaghi nei dintorni della barriera, deve urtarvi contro qualcosa come 10^{38} volte prima di riuscire a trapassarla. Ciò corrisponde a 10^{21} volte al secondo per circa $4 \cdot 10^9$ a (l'età della Terra)! Noi, naturalmente, stiamo a osservare dai fuori, registrando soltanto le particelle α che riescono a evadere.

Possiamo verificare questa spiegazione del decadimento alfa per effetto tunnel osservando altri emettitori alfa. Andremo all'estremo opposto, a considerare il decadimento alfa di un altro isotopo dell'uranio, ^{228}U , con energia di disintegrazione $Q' = 6.81$ MeV, superiore circa del 60 % rispetto a quella di ^{238}U . Il valore di Q' è anch'esso rappresentato da una linea orizzontale nera nella figura 43.9. Dal paragrafo 39.9 abbiamo imparato che il coefficiente di trasmissione di una barriera è molto sensibile a piccole variazioni dell'energia totale di una particella che tenti di perforarla: dobbiamo quindi aspettarci che il decadimento alfa avvenga molto più facilmente per questo isotopo che non per il nuclide ^{238}U . Ed è proprio così. Come è messo in evidenza nella tabella 43.2, il tempo di dimezzamento di ^{228}U è soltanto di 9.1 min! Vediamo infatti che aumentando soltanto di 1.6 volte l'energia di disintegrazione Q si registra una riduzione dell'emivita (cioè dell'efficacia protettiva della barriera contro l'effetto tunnel) di $3 \cdot 10^{14}$ volte. È proprio una dimostrazione di quanto sia elevata la sensibilità.

TABELLA 43.2 Confronto fra due emettitori alfa

Radionuclide	Q	Emivita
^{238}U	4.25 MeV	$4.5 \cdot 10^9$ a
^{228}U	6.81 MeV	9.1 min

Problema svolto 43.6

Sono date le seguenti masse atomiche:

^{238}U	238.05079 u	^4He	4.00260 u
^{234}Th	234.04363 u	^1H	1.00783 u
^{237}Pa	237.05121 u.		

Pa è il simbolo del protoattinio ($Z = 91$).

(a) Trovare l'energia liberata durante il decadimento alfa del nuclide ^{238}U , secondo il processo:



Osserviamo, incidentalmente, come la carica nucleare si conservi in questa equazione: la somma dei numeri atomici del torio (90) e dell'elio (2) è uguale a 92, numero atomico dell'uranio; anche il numero totale dei nucleoni rimane invariato: $238 = 234 + 4$.

SOLUZIONE: Questa è la *idea chiave*: l'energia liberata nel decadimento è l'energia di disintegrazione Q , che si può calcolare a partire dalla variazione di massa ΔM dovuta al processo di decadimento del ^{238}U . Utilizziamo l'equazione 38.47,

$$Q = M_i c^2 - M_f c^2,$$

dove la massa iniziale M_i è quella del ^{238}U e la massa finale M_f è la somma delle masse del ^{234}Th e del ^4He . Come nel problema svolto 43.3 condurremo questo calcolo coi valori delle masse atomiche anzi-

ché nucleari. Introducendo quindi i valori dati dal problema la (43.22) diventa

$$\begin{aligned} Q &= (238.05079 \text{ u})c^2 - (234.04363 \text{ u}) + 4.00260 \text{ u})c^2 = \\ &= (0.00456 \text{ u})c^2 = (0.00456 \text{ u})(931.5 \text{ MeV/u}) = \\ &= 4.25 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Notiamo che l'uso delle masse atomiche invece di quelle nucleari non influisce sul risultato perché la massa totale degli elettroni nei prodotti di decadimento eguaglia la massa degli elettroni nel ^{238}U .

(b) Dimostrare che il nuclide ^{238}U non può emettere spontaneamente un protone.

SOLUZIONE: Affinché ciò possa accadere, il processo di decadimento dovrebbe essere



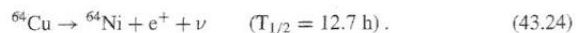
Verifichiamo che in questo processo si conservano sia la carica nucleare sia il numero dei nucleoni. Partendo dalla stessa *idea chiave* della parte (a) e seguendo lo stesso procedimento, troveremo che la massa dei prodotti di decadimento ($237.05121 \text{ u} + 1.00783 \text{ u}$) verrebbe a *superare* quella del nuclide ^{238}U di $\Delta m = 0.00825 \text{ u}$, e l'energia di disintegrazione risulterebbe $Q = -7.69 \text{ MeV}$. Il segno negativo significa che dovremmo *aggiungere* un'energia di 7.68 MeV al nucleo di ^{238}U perché possa emettere un protone. Non è certo un processo spontaneo.

43.5 Decadimento beta

Un nucleo che decade spontaneamente emettendo un elettrone o un positrone (una particella carica positivamente avente la massa di un elettrone) subisce il cosiddetto **decadimento beta**. Questo, come il decadimento alfa, è un processo spontaneo con valori ben definiti dell'energia di decadimento e dell'emivita. E ancora, al pari del decadimento alfa, il decadimento beta è un processo statistico, governato dalle equazioni 43.14 e 43.15. Nel decadimento *beta meno* (β^-) il nucleo emette un elettrone, come nel seguente esempio:



Nel decadimento *beta più* (β^+) è un positrone che viene emesso dal nucleo, come nella reazione



Il simbolo ν rappresenta il **neutrino**, la particella priva di massa ed elettricamente neutra emessa dal nucleo insieme all'elettrone o al positrone durante il processo di decadimento. I neutrini interagiscono soltanto molto debolmente con la materia, e sono perciò tanto difficili da rivelare che per molti anni la loro presenza passò inosservata.¹

In questi due processi si conserva la carica e il numero totale dei nucleoni. Nel decadimento dell'equazione 43.23, ad esempio, possiamo scrivere per la conservazione della carica

$$(+15e) = (+16e) + (-e) + (0),$$

¹ Si include nel decadimento beta anche la *cattura elettronica*, caso in cui un nucleo decade assorbendo uno dei suoi elettroni orbitali e contemporaneamente emette un neutrino. Questo tipo di processo non rientra fra quelli considerati in questo capitolo. Notiamo soltanto che la particella neutra emessa nel processo di decadimento dell'equazione 43.23 è in realtà un *antineutrino*, distinzione questa sulla quale non intendiamo insistere in questo accenno introduttivo all'argomento.

perché ^{32}P ha 15 protoni, ^{32}S ha 16 protoni e il neutrino (ν) ha carica zero. Analogamente, per la conservazione del numero di nucleoni,

$$(32) = (32) + (0) + (0),$$

sapendo che ^{32}P e ^{32}S hanno 32 nucleoni ciascuno e che l'elettrone e il neutrino non sono nucleoni.

Visto che abbiamo affermato che i nuclei sono formati soltanto da protoni e neutroni, può apparire strano che possano emettere elettroni, positroni e neutrini. Ma, come abbiamo già visto, gli atomi emettono fotoni, e non si può certo affermare che essi «contengano» fotoni: diciamo infatti che i fotoni «sono creati» durante il processo di emissione.

Così accade anche per gli elettroni, i positroni e i neutrini emessi dai nuclei nel decadimento beta. Sono tutti creati durante il processo di emissione. Nel decadimento β^- all'interno del nucleo un neutrone si trasforma in un protone secondo la relazione



Nel decadimento β^+ un protone si trasforma in un neutrone:



Entrambi questi processi di decadimento beta forniscono prova che neutroni e protoni non sono particelle veramente fondamentali, come già avevamo puntualizzato. Si noti che il numero di massa A del nuclide non varia nel corso del decadimento beta: cambia soltanto il tipo di uno dei nucleoni che lo costituiscono, secondo una delle reazioni 43.25 o 43.26, ma il numero dei nucleoni rimane invariato.

In qualsiasi processo di decadimento, alfa o beta che sia, in ogni evento è liberata la stessa quantità di energia. Nel processo di decadimento alfa di uno specifico radionuclide ogni particella α emessa possiede rigorosamente la stessa energia cinetica. Nel decadimento β^- dell'equazione 43.25, invece, l'energia di disintegrazione Q si ripartisce, secondo proporzioni variabili, fra l'elettrone e il neutrino. A volte l'elettrone si prende quasi tutta l'energia, altre volte invece essa tocca al neutrino. La somma delle energie dell'elettrone e del neutrino è comunque uguale a un valore costante Q . E questa ripartizione casuale dell'energia, ma con somma sempre uguale a Q , si verifica anche per il decadimento β^+ dell'equazione 43.26.

Gli elettroni o i positroni emessi presentano infatti uno spettro continuo di valori dell'energia, da zero fino a un massimo K_{\max} , come illustrato nella figura 43.10 per i positroni emessi, secondo l'equazione 43.24, nel decadimento beta di ^{64}Cu . La massima energia K_{\max} del positrone dev'essere uguale all'energia di disintegrazione Q , perché, se il positrone porta via l'energia K_{\max} , per il neutrino non rimane più alcuna energia residua. Si ha dunque

$$Q = K_{\max}. \quad (43.27)$$

Il neutrino

Nel 1930 Wolfgang Pauli per primo formulò l'ipotesi dell'esistenza dei neutrini, che non soltanto consentiva un'interpretazione della distribuzione dell'energia dell'elettrone o del positrone nel decadimento beta, ma risolveva anche un altro enigma che si presentava all'inizio dello studio del decadimento beta, quello del momento angolare «mancante».

Il neutrino è una particella veramente sfuggente: si è calcolato che il cammino medio in acqua di un neutrino ad alta energia non sia minore di parecchie migliaia di anni luce! E al tempo stesso troviamo che i neutrini residui del *big bang* che ha presumibilmente generato la creazione dell'universo sono le particelle più abbondanti della fisica. Ogni secondo ne passano miliardi attraverso il nostro corpo senza lasciar tracce.

Nonostante questa loro indole sfuggente, si è riusciti a identificare i neutrini in laboratorio. I primi, scoperti nel 1953 da F. Reines e C. L. Cowan, sono stati generati in un reattore nucleare di grande potenza. (Nel 1995 Reines, il solo dei due sopravvissuto, ricevette il premio Nobel per questo lavoro.) Nonostante le difficoltà di rivelazione dei neutrini, oggi la ricerca di laboratorio sul neutrino è una componente importante della fisica sperimentale, praticata da appassionati cultori in parecchi laboratori di tutto il mondo.

Il Sole emette neutrini in grande quantità dalla fornace nucleare che occupa il suo nucleo centrale: durante la notte questi messaggeri provenienti dal centro del Sole ci investono emergendo dalle viscere della Terra, che per essi è quasi del tutto trasparente. Nel

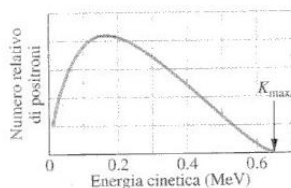
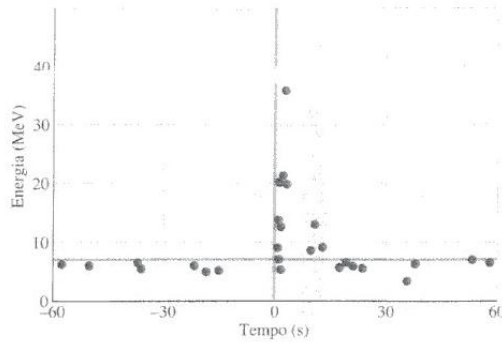


Figura 43.10 Distribuzione secondo l'energia cinetica dei positroni emessi nel decadimento beta del ^{64}Cu . La massima energia cinetica misurata (K_{\max}) vale 0,653 MeV. In tutti gli eventi di decadimento beta del ^{64}Cu questa energia è divisa, in varie proporzioni, fra il positrone e il neutrino. L'energia più probabile per il positrone è di circa 0,15 MeV.

Figura 43.11 Il passaggio, registrato al tempo (relativo) zero, di uno sciame di neutrini generato dall'esplosione della supernova *SN 1987A* spicca nettamente rispetto all'andamento normale. (Per i neutrini, una decina è «uno sciame»!) Sono stati captati da un sensore molto raffinato, collocato in fondo a una miniera in Giappone. La supernova era visibile soltanto nell'emisfero australe: i neutrini hanno quindi attraversato indisturbati tutta la Terra (una barriera ridicola, per loro!) prima di incappare in quel sensibilissimo rivelatore.



febbraio del 1987 giunse sulla Terra, dopo un viaggio durato 170 000 anni, la luce dell'esplosione di una stella situata nella Grande Nebulosa di Magellano (una galassia vicina). In questa esplosione si generarono enormi quantità di neutrini, e circa una decina di essi furono catturati in Giappone da un sensibilissimo strumento rivelatore: la figura 43.11 riporta la registrazione del loro passaggio.

La radioattività e la mappa dei nuclidi

Possiamo arricchire le informazioni fornite dalla mappa dei nuclidi di figura 43.4 costruendo un grafico tridimensionale in cui riportiamo l'**eccesso di massa** di ciascun nuclide su un asse perpendicolare al piano (N, Z) . L'eccesso di massa di un nuclide esprime (malgrado il suo nome) un'energia che approssima l'energia *totale* di legame del nuclide. Viene definito come $(m - A)c^2$, dove m è la massa atomica e A è il numero di massa, entrambi espressi in unità di massa atomica, e c^2 vale 931.5 MeV/u.

La superficie così costruita da un'idea grafica della stabilità nucleare. Come si vede nella figura 43.12, limitata ai nuclidi leggeri, la superficie descrive una «valle dei nuclidi», lungo il cui fondo corre la zona di stabilità della figura 43.4. Quelli sul versante della valle

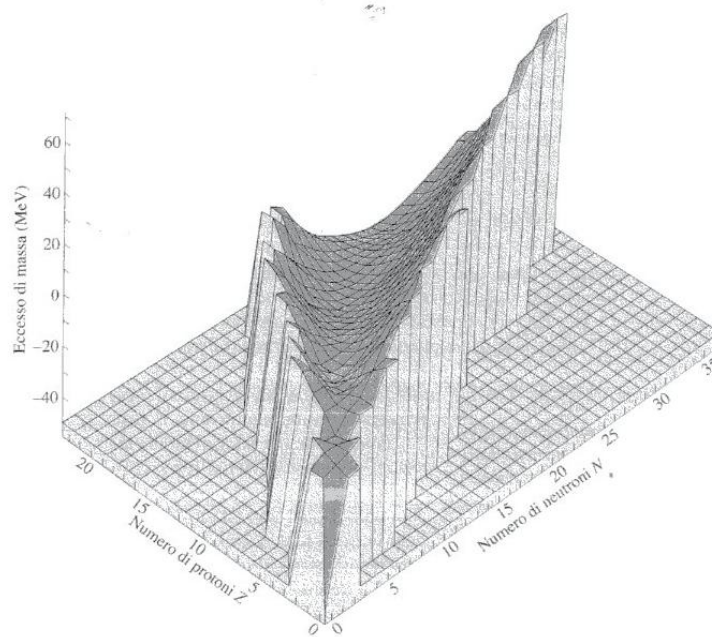


Figura 43.12 Vista parziale, in prospettiva, della *valle dei nuclidi*, limitata ai nuclidi più leggeri. Il deuterio, il tritio e l'elio giacciono all'estremità più vicina del grafico, con l'elio nel punto più alto. La valle si estende allontanandosi dall'osservatore, ma qui il grafico si interrompe a $Z = 22$ e $N = 35$. I nuclidi con valori di A maggiori, che dovrebbero essere disegnati ben oltre la valle qui visibile, possono decadere nella valle per successive emissioni alfa e per fissione (spaccatura di un nuclide).

più ricco in protoni vi decadono beta con emissione di positroni, e quelli sul versante più ricco in neutroni decadono sul «fondo valle» con emissione di elettroni.

✓ VERIFICA 3: ^{238}U decade in ^{234}Th con emissione di una particella alfa. Segue una catena di successivi decadimenti, sia di tipo alfa sia di tipo beta. Alla fine si ottiene un nuclide stabile e non è più possibile alcun decadimento radioattivo. Quale dei seguenti nuclidi stabili costituisce il prodotto finale della catena di decadimento del ^{238}U : ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb o ^{209}Pb ? (*Suggerimento:* lo si capisce considerando le variazioni del numero di massa A nei due tipi di decadimento.)

Problema svolto 43.7

Calcolate l'energia di disintegrazione Q nel decadimento beta di ^{32}P , come descritto dall'equazione 43.23. Le masse atomiche occorrenti sono 31.97391 u per ^{32}P e 31.97207 u per ^{32}S .

SOLUZIONE: *Idea chiave* è ricordare che l'energia di disintegrazione Q corrisponde alla variazione di energia di massa nel decadimento ed è data dalla (38.47). La presenza dell'elettrone emesso (quindi non un elettrone legato) ci deve però rendere molto attenti a distinguere fra massa atomica (nota) e massa nucleare (ignota). Useremo i simboli in grassetto \mathbf{m}_P e \mathbf{m}_S per le masse nucleari di ^{32}P e ^{32}S , riservando i simboli in corsivo m_P e m_S alle loro rispettive masse atomiche. Scriveremo dunque la variazione di energia di massa (eq. 43.23) come

$$\Delta m = (\mathbf{m}_S + m_e) - \mathbf{m}_P,$$

ove m_e è la massa dell'elettrone. Se sommiamo e sottraiamo $15 m_e$ al secondo membro, troviamo

$$\Delta m = (\mathbf{m}_S + 16 m_e) - (\mathbf{m}_P + 15 m_e).$$

Le quantità fra parentesi sono le masse atomiche di ^{32}P e ^{32}S . Ricaviamo così:

$$\Delta m = m_S - m_P.$$

Sottraendo in questo modo le masse atomiche, si tiene automaticamente conto della massa dell'elettrone emesso. (Ciò non vale, però, per l'emissione di positroni.)

L'energia di disintegrazione per il decadimento di ^{32}P è dunque

$$\begin{aligned} Q &= -\Delta m c^2 = \\ &= -(31.97207 \text{ u} - 31.97391 \text{ u})(931.5 \text{ MeV/u}) = \\ &= 1.71 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Questo valore calcolato corrisponde al valore misurato di K_{\max} , la massima energia degli elettroni emessi. Si può verificare tuttavia che, sebbene vengano liberati 1.71 MeV ogni volta che un nucleo ^{32}P decade, nella maggior parte degli eventi l'energia asportata dall'elettrone è inferiore. È il neutrino che, quasi sempre invisibile, assume il resto e se lo porta via, fuori dal laboratorio.

43.6 Metodi radioattivi di datazione

Conoscendo l'emivita di un certo radionuclide, è teoricamente possibile usare il suo decadimento come orologio per misurare un intervallo di tempo. Il decadimento di nuclidi a vita molto lunga, ad esempio, può servire a misurare l'età delle rocce, ossia il tempo trascorso dalla loro formazione. Le rocce terrestri, rocce lunari e meteoriti analizzati con questi metodi sembra abbiano la stessa età, intorno a $4.5 \cdot 10^9$ anni, comunemente accettata come età del sistema solare.

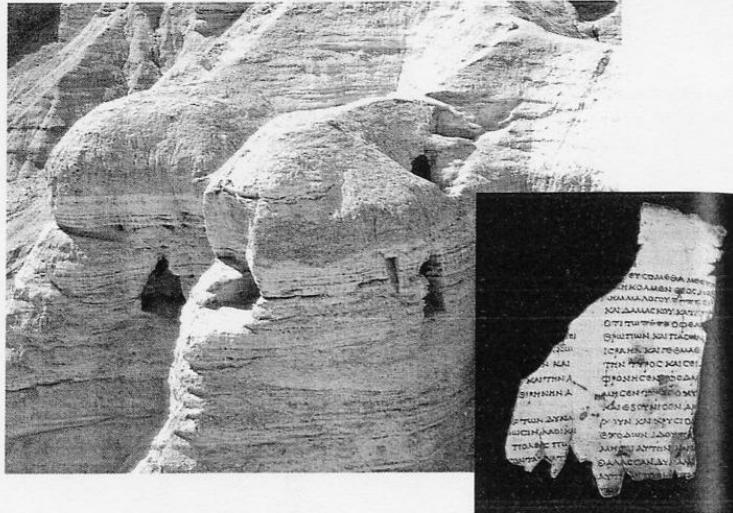
Il radionuclide ^{40}K , per esempio, decade in un isotopo stabile ^{40}Ar del gas nobile argon. Il tempo di dimezzamento relativo a questo decadimento vale $1.25 \cdot 10^9$ a. Misurando il rapporto tra le concentrazioni relative di ^{40}K e ^{40}Ar nel campione della roccia in esame, si può calcolarne l'età. Altri decadimenti di lunga vita, come quello da ^{235}U in ^{207}Pb , che implica un certo numero di passaggi intermedi, possono costituire un utile strumento di convalida per quelle misure.

Per la misura di tempi più brevi, riferiti a eventi di interesse storico, la datazione con il radiocarbonio si è rivelata preziosa. L'isotopo radioattivo ^{14}C , avente $T_{1/2} = 5730$ a, si genera a un ritmo costante nell'alta atmosfera per bombardamento dell'azoto atmosferico da parte dei raggi cosmici. Questo radiocarbonio si mescola in continuazione con il carbonio presente, sotto forma di CO_2 , nell'atmosfera, dove mantiene un rapporto costante di circa 1 atomo di ^{14}C , radioattivo, su 10^{13} atomi del carbonio normale ^{12}C , stabile. Il carbonio atmosferico, a sua volta, si ricicla, attraverso i meccanismi biologici della fotosintesi e della respirazione, con il carbonio presente in tutti gli organismi viventi sulla Terra (comprende alberi, pomodori, conigli e uomini) che contengono quindi una piccolissima frazione costante di ^{14}C .

Questo continuo scambio con l'atmosfera dura finché permangono le funzioni biologiche e quindi finché l'organismo è in vita, arrestandosi all'atto in cui muore. Il ^{14}C che è

presente nel suo corpo al momento della morte, rimasto isolato, comincia a decadere con $T_{1/2} = 5730$ a. Misurando il contenuto di ^{14}C per grammo di materia organica possiamo valutare il tempo trascorso dalla morte dell'organismo. I residui di carbone da focolari preistorici, i rotoli di papiro del Mar Morto e molti antichissimi utensili sono stati datati con questo metodo. L'età dei papiri è stata determinata datando un campione di stoffa usata per tappare i vasi che li contenevano.

Uno dei papiri del Mar Morto, e le grotte dove sono stati recuperati.



Problema svolto 43.8

L'analisi allo spettrometro di massa degli atomi di potassio e di argon in un campione di roccia lunare indica che il rapporto numerico fra gli atomi di ^{40}Ar (stabile) e di ^{40}K (radioattivo) è 10.3. Ammettendo che tutti gli atomi di argon derivino dal decadimento di atomi di potassio, con emivita $1.25 \cdot 10^9$ a, qual è l'età della roccia?

SOLUZIONE: Questa è la *idea chiave*: se al momento in cui la roccia si è formata per solidificazione del magma erano presenti N_0 atomi di potassio, il numero residuo al momento dell'analisi, dato dall'equazione 43.14, è

$$N_K = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (43.28)$$

ove t è l'età della roccia. Ogni atomo di potassio che decade genera un atomo di argon, il cui numero, sempre al momento dell'analisi, è

$$N_{\text{Ar}} = N_0 - N_K. \quad (43.29)$$

Non essendo in grado di misurare N_0 , lo eliminiamo fra le equazioni 43.28 e 43.29, e ricaviamo, con qualche passaggio,

$$\lambda t = \ln \left(1 + \frac{N_{\text{Ar}}}{N_K} \right), \quad (43.30)$$

nella quale il valore del rapporto N_{Ar}/N_K si può ricavare da misure di laboratorio. Risolvendo rispetto a t e sostituendo a λ l'espressione $(\ln 2)/T_{1/2}$ troviamo

$$\begin{aligned} t &= \frac{T_{1/2} \ln(1 + N_{\text{Ar}}/N_K)}{\ln 2} = \\ &= \frac{(1.25 \cdot 10^9 \text{ a}) [\ln(1 + 10.3)]}{\ln 2} = 4.37 \cdot 10^9 \text{ a}. \end{aligned}$$

Per altre rocce terrestri o lunari è possibile trovare età minori, ma in nessun caso sono state misurate età sensibilmente maggiori. Si può pertanto ritenere che, con buona approssimazione, il sistema solare sia vecchio di 4 miliardi di anni.

43.7 Misura delle dosi di radiazioni ionizzanti

Gli effetti delle radiazioni ionizzanti (cosiddette perché in grado di ionizzare la materia) come i raggi gamma, gli elettroni o le particelle alfa sui tessuti viventi (e in particolare, sui nostri tessuti biologici!), sono diventati un argomento di pubblico interesse. Tali radiazioni provengono in natura dai raggi cosmici, e anche da elementi radioattivi della crosta terrestre. Alla ionizzazione contribuiscono anche radiazioni prodotte artificialmente, come i raggi X per scopi diagnostici e terapeutici, e le radiazioni emesse da radionuclidi impiegati nell'industria e in medicina.

Non ci proponiamo qui di esaminare le diverse sorgenti di radiazioni ionizzanti, ma semplicemente di descrivere le unità di misura per mezzo delle quali si definiscono le proprietà e gli effetti di queste radiazioni. Abbiamo già parlato dell'**attività** di una sorgente radioattiva. Vi sono altre due grandezze di interesse.

1. Dose assorbita Questa è una misura di dose (energia per unità di massa) di radiazione assorbita effettivamente da un oggetto specifico. La sua unità SI è il **gray** (Gy). Una precedente unità ora non più ammessa ma ancora in uso è il rad (dall'inglese radiation absorbed dose). Sono definite come segue:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rad.} \quad (43.31)$$

Una tipica affermazione che usa correttamente questa unità è: "Una dose di raggi gamma di 3 Gy per l'intero corpo causerebbe la morte del 50 % della popolazione colpita". Per vostra tranquillità, sappiate che l'attuale esposizione media complessiva a radiazioni sia da sorgenti naturali sia artificiali è intorno a 2 mGy per anno.

2. Dose equivalente. Tiene conto del fatto che, anche se differenti tipi di radiazioni (diciamo, raggi gamma e neutroni) possono far assorbire la stessa energia per unità di massa del corpo, non hanno gli stessi effetti biologici. La dose equivalente permette di esprimere gli effetti biologici moltiplicando la dose assorbita (in Gy o rad) per un *fattore di qualità* FQ, che si trova in tabelle di riferimento apposite. Per raggi X ed elettroni, FQ = 1. Per neutroni lenti, FQ = 5, per particelle alfa, FQ = 10, e così via. Strumenti di controllo individuale personalizzati, quali rivelatori con pellicole sensibili alle radiazioni, detti *dosimetri*, sono tarati in modo da registrare le dosi equivalenti.

L'unità SI di dose equivalente è il **sievert** (Sv). Una precedente unità, il rem, è ancora in uso. La loro definizione è

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ Gy} \cdot \text{FQ} = 100 \text{ rem.} \quad (43.32)$$

Un esempio di uso corretto del sievert è: "Il Consiglio Nazionale per la protezione contro le radiazioni raccomanda che nessuna persona esposta (salvo che per motivi professionali) a radiazioni (al di là di quelle naturali) riceva una dose equivalente superiore a 1 mSv nell'arco di un anno." Ciò comprende radiazioni ionizzanti di tutti i tipi, con l'applicazione degli appropriati fattori di qualità.

Problema svolto 43.9

Una dose di 3 Gy è mortale per il 50 % della popolazione che la riceve. Se una equivalente quantità di energia fosse assorbita direttamente sotto forma di calore, che aumento di temperatura potrebbe provocare?

SOLUZIONE: Una prima *idea chiave* consiste nel mettere in relazione l'energia assorbita Q con il relativo incremento di temperatura ΔT attraverso l'equazione 19.14 ($Q = cm\Delta T$). Qui m rappresenta la massa del corpo e c è il suo calore specifico. Seconda *idea chiave*: una dose assorbita di 3 Gy corrisponde a un'energia assorbita per unità di massa di 3 J/kg. Ammettendo che c , il calore specifico del corpo umano, sia

uguale a quello dell'acqua, ossia 4180 J/(kg · K), troviamo che

$$\Delta T = \frac{Q/m}{c} = \frac{3 \text{ J/kg}}{4180 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}} = 7.2 \cdot 10^{-4} \text{ K} \approx 700 \mu\text{K}.$$

L'insignificante entità dell'aumento di temperatura così calcolato prova che il danno provocato dalle radiazioni ionizzanti non ha niente a che fare con l'effetto termico. Gli effetti dannosi derivano dal fatto che le radiazioni riescono a rompere i legami biomolecolari, interferendo così con le normali funzioni del tessuto nel quale sono state assorbite.

43.8 Modelli nucleari

I nuclei sono più complicati degli atomi. Per gli atomi la legge che governa la forza fondamentale (legge di Coulomb) è di forma semplice; inoltre esiste un centro naturale delle forze, il nucleo. Per i nuclei la legge che ne governa le forze è complessa e non si può scrivere, in pratica, esplicitamente evidenziandone tutti i dettagli. Per di più il nucleo, una mescolanza di protoni e neutroni, non presenta un centro geometrico cui si applicano le forze, che possa semplificare i calcoli.

In mancanza di una *teoria generale* della struttura nucleare, tentiamo invece di costruire dei *modelli nucleari*. Un modello nucleare è soltanto un modo di osservare il nucleo cercando di ottenerne una visione semplificata atta a consentire lo studio delle sue proprietà fisiche. L'utilità di un modello consiste essenzialmente nella sua capacità di fornire previsioni che possano essere verificate sperimentalmente.

Due modelli di nucleo si sono rivelati utili in tal senso. Pur partendo da presupposti che sembrano inconciliabili, poiché interpretano la struttura del nucleo da punti di vista totalmente opposti, mostreremo come questi due modelli, che descriviamo dapprima separatamente, possano essere combinati per creare un singolo modello unificato del nucleo.

Il modello collettivo

Nel modello *collettivo*, detto anche *a goccia*, formulato da Niels Bohr, immaginiamo che i nucleoni interagiscano energeticamente fra loro, come le molecole di un liquido all'interno di una goccia. Ogni nucleone urta frequentemente contro altri nucleoni contenuti nel nucleo, e il suo cammino libero medio è assai minore del raggio del nucleo.

Questo modello ci consente di stabilire molte correlazioni fra le masse nucleari e le energie di legame, ed è particolarmente utile, come vedremo più avanti, per l'interpretazione della fissione nucleare. Si presta inoltre ottimamente a spiegare un'ampia categoria di reazioni nucleari.

Consideriamo, ad esempio, una generica reazione così formulata:



Immaginiamo che il proiettile a penetri nel nucleo bersaglio X , formando il **nucleo composto** C al quale conferisce una certa dose di energia di eccitazione. Il proiettile, che può essere un neutrone, va immediatamente a confondersi nel moto casuale caratteristico dell'interno del nucleo. Perde così di colpo, per così dire, la propria identità, e la sua energia di eccitazione è rapidamente spartita fra tutti i nucleoni presenti in C .

Questo stato di quasi-stabilità del nucleo composto C dell'equazione 43.33 può esistere per un tempo fino a 10^{-16} s prima di decadere in Y e b , una durata molto lunga rispetto a quelle usuali delle reazioni nucleari, dell'ordine di un milione di volte più grande, ad esempio, del tempo impiegato da un nucleone avente un'energia di pochi MeV per attraversare il nucleo.

Caratteristica essenziale di questa ipotesi del nucleo composto è che la formazione di questo nucleo e il suo successivo decadimento sono eventi totalmente indipendenti, come se, dopo la spartizione dell'energia di eccitazione, il nucleo composto avesse «dimenticato» come è stato formato, per decadere semplicemente secondo una logica statistica indipendente dalla modalità di formazione. A titolo di esempio, la figura 43.13 rappresenta un caso particolare, nel quale un nucleo composto ^{20}Ne può formarsi attraverso una qualsiasi di tre possibili reazioni, e decadere in uno qualsiasi di tre modi diversi.

Il modello a particella indipendente

Nel modello collettivo si suppone che i nucleoni circolino in modo casuale e si urtino fra loro frequentemente. Il modello a *particella indipendente*, invece, suppone che ogni nucleone circoli in un ben definito stato quantico all'interno del nucleo e che ben difficilmente entri in collisione con gli altri! Il nucleo, a differenza dell'atomo, non ha un centro fisso di carica, e in questo modello si suppone che ogni nucleone si muova entro una buca di potenziale determinata dall'involuppo della media dei movimenti di tutti gli altri nucleoni.

Un nucleone dentro un nucleo, come un elettrone in un atomo, ha una serie di numeri quantici che definiscono il suo stato di moto. Anche i nucleoni, sempre come gli elettroni, obbediscono al principio di esclusione di Pauli. Ossia, due nucleoni non possono occupare uno stesso stato allo stesso tempo. Nel considerare gli stati dei nucleoni, neutroni e protoni sono trattati separatamente, avendo ciascuno la propria serie di stati quantizzati disponibili.

Il fatto che i nucleoni obbediscano al principio di Pauli ci aiuta a comprendere la relativa stabilità degli stati dei nucleoni. Se due nucleoni devono venire a collisione all'interno

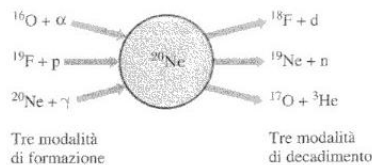


Figura 43.13 Alcuni dei molti processi possibili per la formazione e il decadimento del nucleo composto ^{20}Ne .

di un nucleo, l'energia di ciascuno di essi dopo la collisione deve corrispondere all'energia di uno stato stazionario *non occupato*. Se questi stati sono già occupati, la collisione, molto semplicemente, non può aver luogo. Ogni singolo nucleone saggerà la delusione di molti tentativi d'urto falliti e nel frattempo si manterrà nel suo stato di moto per un tempo sufficiente a dare un significato alla nozione di *uno stato nucleonico stazionario con un'energia quantizzata ben definita*.

Nel mondo degli atomi, la ripetitività delle proprietà fisiche e chimiche, che è l'essenza della tavola periodica degli elementi, è strettamente legata al fatto che gli elettroni periferici si sistemano in strati, o *gusci*, che godono di una spiccata stabilità quando sono completamente occupati. Possiamo considerare i numeri atomici dei gas nobili,

2, 10, 18, 36, 54, 86, ... ,

come *numeri magici elettronici* che segnano il completamento (ossia la chiusura) di questi gusci.

Anche i nuclei presentano simili effetti di saturazione dei gusci, associati con certi **numeri magici nucleonici**:

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126,

Ogni nuclide il cui numero di protoni Z o di neutroni N corrisponda a uno di questi valori risulta avere un certo grado di stabilità, che può essere messo in evidenza in molti modi.

Esempi di nuclidi «magici» sono ^{18}O ($Z = 8$), ^{40}Ca ($Z = 20$, $N = 20$), ^{92}Mo ($N = 50$), e ^{208}Pb ($Z = 82$, $N = 126$). Sia ^{40}Ca sia ^{208}Pb possono essere considerati «doppiamente magici» perché hanno gusci completi sia di protoni sia di neutroni.

Il numero magico «2» spicca per l'eccezionale stabilità della particella α (^4He), che, con $Z = N = 2$, è doppiamente magico. Per esempio, l'energia di legame per nucleone di questo nuclide si colloca ben al di sopra di quella dei suoi vicini, idrogeno, litio e berillio, sulla curva dell'energia di legame della figura 43.6. La particella α è infatti così strettamente legata che è impossibile aggiungere ad essa un ulteriore nucleone: non esiste un nucleo stabile con $A = 5$.

La validità del concetto di *guscio completo* è confermata dal fatto che una particella che si trova immediatamente al di fuori di un guscio completamente occupato può essere facilmente asportata, mentre per rimuoverne una che fa parte del guscio chiuso occorre un'energia molto superiore. L'atomo di sodio, ad esempio, ha un elettrone (di valenza) esterno a un guscio chiuso di elettroni. Per rimuovere dall'atomo di sodio questo elettrone di valenza sono sufficienti 5 eV; ma per rimuoverne un *secondo* (che deve essere strappato fuori da un guscio completo) occorrono 22 eV. Come analogo esempio per il nucleo consideriamo il nuclide ^{121}Sb ($Z = 51$), che contiene un protone «extra» oltre il guscio chiuso di 50 protoni. Per rimuoverlo occorrono 5.8 MeV, mentre per allontanare un *secondo* protone si richiede un'energia di 11 MeV. Anche nel caso dei nuclei possiamo raccogliere una nutrita documentazione sperimentale a favore della struttura a gusci del *nucleo*, e della spiccata stabilità legata allo stato di completezza dei gusci.

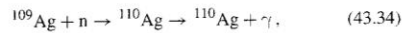
Abbiamo visto che la meccanica quantistica può dare una lampante spiegazione dei numeri magici elettronici, ossia delle categorie di valori quantici secondo cui possono raggrupparsi gli elettroni. Ma risulta anche, accettando alcune ragionevoli supposizioni, che la meccanica quantistica possa dare prove altrettanto lampanti dell'esistenza dei numeri magici nucleonici! Il premio Nobel del 1963 è stato infatti conferito a Maria Mayer e Hans Jensen «per le loro scoperte riguardanti la struttura a guscio dei nuclei».

Un modello combinato

Consideriamo un nucleo nel quale un piccolo numero di neutroni o di protoni sia presente all'esterno di un complesso di gusci chiusi che contenga un numero magico di nucleoni. I nucleoni «extra» occupano stati quantizzati, in una buca di potenziale determinata dalla parte centrale del nucleo, rispettando la configurazione peculiare del modello a particella indipendente. Questi nucleoni extra interagiscono peraltro anche con la parte centrale, deformandola e suscitando «onde di marea» di rotazione o di vibrazione all'interno di quest'ultima. Questi movimenti a «goccia di liquido» sono in accordo con il modello collettivo. Questo modello combinato di struttura nucleare nasce dunque a conciliare i due punti di vista, in apparenza incompatibili, della goccia e delle particelle indipendenti. Questo approccio teorico ha finora goduto di un discreto successo.

Problema svolto 43.10

Consideriamo la reazione di cattura neutronica



nella quale si forma un nucleo composto ^{110}Ag . La figura 43.14 rappresenta l'andamento della probabilità relativa che si verifichi questo tipo di evento in funzione dell'energia del neutrone incidente. Trovate la vita media di questo nucleo composto usando il principio di indeterminazione scritto nella forma:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar. \quad (43.35)$$

Qui ΔE rappresenta il grado di incertezza con il quale può essere definita l'energia dello stato. La quantità Δt si può interpretare come il tempo disponibile per fare la misurazione dell'energia dello stato; di fatto è uguale alla vita media del nucleo composto prima di decadere al suo stato fondamentale.

SOLUZIONE: Si vede che la curva presenta un picco molto marcato per un'energia del neutrone intorno ai 5.2 eV. Ciò induce a pensare che il nucleo composto ^{110}Ag possieda un solo livello eccitato. Quando l'energia disponibile (derivante dal neutrone incidente) è esattamente uguale all'energia di quel livello sopra lo stato fondamentale di ^{110}Ag , si ha «risonanza», e la reazione data dalla 43.34 «si innesca» con decisione.

Il picco di risonanza non è però definito in modo netto, ma presenta, intorno alla metà del valore massimo, una larghezza approssimata (indicata nella figura da ΔE) di 0.20 eV. La idea chiave sta nello spiegare questa larghezza del picco di risonanza dicendo che lo stato

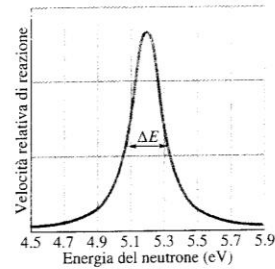


Figura 43.14 Problema svolto 43.10. Una curva tipica del numero relativo di eventi per una reazione del tipo descritto dall'equazione 43.34 in funzione dell'energia del neutrone incidente. La larghezza a metà altezza del picco di risonanza è $\Delta E \approx 0.20$ eV.

eccitato non ha un valore di energia ben definito, ma la sua energia ha un'incertezza $\Delta E = 0.20$ eV. L'equazione 43.35 diventa quindi

$$\Delta t = \bar{t} \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{4.14 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}}{2\pi(0.20 \text{ eV})} \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ s}.$$

Questo è un tempo centinaia di volte maggiore di quello che un neutrone di energia 0.20 eV impiega per attraversare un diametro del nucleo di ^{109}Ag . Il neutrone dunque trascorre il tempo di $3 \cdot 10^{-15}$ come *parte* del nucleo.

RIEPILOGO & SOMMARIO

I Nuclidi Sono circa 2000 i **nuclidi** (nuclei atomici) dei quali si conosce l'esistenza. Ciascuno è caratterizzato da un **numero atomico** Z (il numero dei protoni) e da un **numero di massa** A (il numero totale dei nucleoni, cioè protoni e neutroni). È dunque $A = Z + N$. I nuclidi che hanno uguale numero atomico ma numero di neutroni differente sono chiamati **isotopi**. I nuclei hanno un raggio medio r dato da

$$r = r_0 A^{1/3}, \quad (43.3)$$

ove $r_0 \approx 1.2$ fm.

Conversioni fra massa ed energia L'energia equivalente di un'unità di massa u è 931.5 MeV. La curva delle energie di legame mostra che i nuclidi di massa media sono i più stabili e che si può avere liberazione di energia sia dalla fissione di nuclei pesanti, sia dalla fusione di nuclei leggeri.

Forza nucleare I nuclei sono tenuti insieme da una forza di attrazione che agisce fra i nucleoni. Si ritiene che sia un effetto residuo della interazione **forte** che agisce fra i quark che formano i nucleoni. I nuclei possono esistere in un limitato numero di stati distinti, ciascuno dotato di un proprio intrinseco momento angolare e momento magnetico.

Decadimento radioattivo La maggior parte dei nuclidi noti sono radioattivi; essi decadono spontaneamente con una frequenza R ($= -dN/dt$) proporzionale al numero N degli atomi presenti, secondo la **costante di decadimento** λ . Ciò si traduce nella legge del decadimento esponenziale:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad R = \lambda N = R_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{decadimento radioattivo}) \quad (43.14, 43.15, 43.16)$$

L'**emivita** o **tempo di dimezzamento** $T_{1/2} = (\ln 2)/\lambda$ è l'intervallo di tempo dopo il quale l'attività R , (o il numero N) si è ridotto alla metà del suo valore iniziale.

Decadimento alfa Alcuni nuclidi decadono emettendo una particella α (nucleo di elio, ^4He). Questo tipo di decadimento è ostacolato da una barriera di potenziale, che non è penetrabile secondo le leggi della meccanica classica, ma nella meccanica ondulatoria è soggetto all'effetto tunnel. La penetrabilità della barriera, e quindi l'emivita per il decadimento α , sono molto sensibili a variazioni dell'energia della particella.

Decadimento beta Nel **decadimento beta** si ha emissione di un elettrone o di un positrone, insieme a un neutrino con il quale è condivisa l'energia di disintegrazione disponibile. Gli elettroni e i positroni emessi nel decadimento beta hanno uno spettro continuo di energie fino a un massimo $K_{\text{max}} = Q = -\Delta m c^2$.

Datazione radioattiva I nuclidi radioattivi che si trovano in natura forniscono un mezzo agevole per la stima delle date di eventi storici preistorici. Così, ad esempio, si può spesso trovare l'età di materiali organici misurandone il contenuto in ^{14}C , mentre per le rocce si ricorre al radionuclide ^{40}K .

Misura delle dosi di radiazioni ionizzanti Per descrivere l'esposizione a radiazioni ionizzanti sono state definite tre unità di misura. Il **becquerel** (1 Bq = 1 disintegrazione al secondo) misura l'**attività** di una sorgente radioattiva. Il **gray** (1 Gy = 1 J/kg) misura la **dose di radiazione assorbita** effettivamente da un oggetto specifico, in termini di energia ad esso trasferita. Il **sievert** (1 Sv = FQ · 1 Gy) misura l'

dose equivalente, ossia gli effetti biologici prodotti su un determinato organismo da una dose di 1 Gy effettivamente assorbita. Una dose equivalente di 1 Sv produce gli stessi effetti indipendentemente dal tipo di radiazione assorbita, caratterizzata dal *fattore di qualità* FQ.

Modelli del nucleo Il modello **collettivo** della struttura del nucleo suppone che i nucleoni interni al nucleo entrino continuamente in collisione fra loro, e che si formino dei **nuclei compositi** di vita relativamente lunga ogniqualvolta viene catturato un proiettile. La formazione di un nucleo composito e il suo successivo decadimento sono eventi totalmente indipendenti.

Il modello a **particella indipendente** della struttura del nucleo suppone che ciascun nucleone si muova, essenzialmente senza collisioni, in uno stato quantico all'interno del nucleo. Questo modello presuppone l'esistenza di livelli e di **numeri magici** per i nucleoni (2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126), associati a gusci chiusi di nucleoni; i nuclidi che possiedono un numero magico di neutroni o di protoni godono di una particolare stabilità.

Il **modello combinato**, nel quale alcuni nucleoni extra si muovono su stati quantici intorno a una zona centrale di gusci chiusi, descrive con molta efficacia un gran numero di proprietà del nucleo.

QUESITI

- Supponete di sostituire la particella alfa del problema svolto 43.1 con un protone di stessa energia cinetica iniziale e nelle stesse condizioni. La distanza dal centro del nucleo che provoca l'arresto del protone è maggiore, minore o uguale di quella della particella alfa?
- Nel vostro corpo, si trovano più neutroni che protoni? Più protoni che neutroni? O sono in ugual numero?
- L'eccesso di massa di una particella alfa (fig. 43.12) è maggiore o minore dell'energia di legame totale della particella (vedi figura 43.6)?
- Il radionuclide ^{196}Ir decade emettendo elettroni. (a) In che casella della figura 43.5 andrà a cadere? (b) Subirà ulteriori decadimenti?
- I radionuclidi decadono esponenzialmente, come si vede dall'equazione 43.15. Decadono anche le batterie, le stelle e perfino gli studenti, ove per «decadimento» si intende qui un semplice venir meno delle entità o delle loro funzioni. Anche loro decadono esponenzialmente?
- La figura 43.15 illustra l'attività in funzione del tempo di tre sorgenti radioattive. Ordinate le sorgenti secondo i valori decrescenti di (a) emivita e (b) costante di decadimento. (*Suggerimento*: per la risposta (a) misurate con un righello sul grafico.)
- Se si raddoppia la massa di un dato campione radioattivo, dire se (a) l'attività e (b) la costante di decadimento aumentano, diminuiscono o restano invariate.

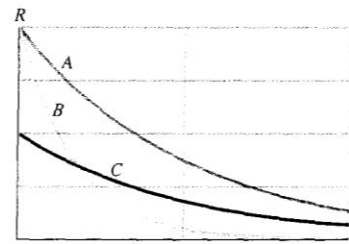


Figura 43.15 Quesito 6.

- I radionuclidi ^{209}At e ^{209}Po emettono particelle alfa con energie di 5.65 MeV e 4.88 MeV, rispettivamente. Quale nuclide ha vita più lunga?
- I numeri magici dei nuclei sono (par. 43.8) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. I nuclidi sono magici (cioè particolarmente stabili) quando (a) solo il numero di massa A, (b) solo il numero atomico Z, (c) solo in numero di neutroni N oppure (d) sia Z sia N è uguale a uno di questi numeri?
- (a) Quali dei seguenti nuclidi sono magici? ^{122}Sn , ^{132}Sn , ^{98}Cd , ^{198}Au , ^{208}Pb . Quali, se ve ne sono, hanno doppio numero magico?

ESERCIZI & PROBLEMI

PARAGRAFO 43.1 Alla scoperta del nucleo

- Supponendo che il raggio del nucleo dell'oro sia 6.23 fm, e il raggio di una particella α 1.8 fm, quale dev'essere l'energia di una particella α incidente per arrivare a «toccare» il nucleo di oro nel senso descritto nel problema svolto 43.1?
- Calcolate la distanza di massimo avvicinamento per un urto frontale fra una particella α di energia 5.30 MeV e il nucleo di un atomo di rame.
- Quando una particella α urta elasticamente un nucleo, questo rincula. Supponiamo che una particella α con energia di 5.00 MeV abbia una collisione elastica frontale con un nucleo di oro, inizialmente a riposo. Qual è l'energia cinetica (a) del nucleo che rincula e (b) della particella α che rimbalza?
- Il raggio di un nucleo sferico, misurato con metodi di diffusione elettronica, risulta di 3.6 fm. Qual è il numero di massa più probabile di quel nucleo?

5E. Rintracciate i nuclidi che appaiono nella tabella 43.1 sulla tavola dei nuclidi della figura 43.4. Quali di essi si trovano entro la zona di stabilità?

6E. Una stella di neutroni è un oggetto astronomico la cui massa volumica è prossima a quella della materia nucleare, come calcolata al problema svolto 43.2. Supponiamo che il Sole collassi in questa forma senza perdere nulla della sua attuale massa. Quale diventerebbe presumibilmente il suo raggio?

7E. Il nuclide ^{14}C (a) quanti protoni e (b) quanti neutroni contiene?

8E. Usando una tavola dei nuclidi scrivete i simboli (a) di tutti gli isotopi stabili aventi $Z = 60$, (b) di tutti i nuclidi radioattivi con $N = 60$ e (c) di tutti i nuclei isobari con $A = 60$.

9E. Sistemate i 25 nuclidi elencati qui di seguito nelle caselle di una porzione di mappa dei nuclidi analoga a quella della figura 43.5. Tracciate e denominate (a) tutte le linee isobare (A costante) e (b) tutte le linee di eccesso neutronico costante, definito come $N - Z$. Considerate i nuclidi $^{118-122}\text{Te}$, $^{117-121}\text{Sb}$, $^{116-120}\text{Sn}$, $^{115-119}\text{In}$ e $^{114-118}\text{Cd}$.