

Andrea Vitturi

RADIAZIONI



Dipartimento di Fisica "G.Galilei", Università di Padova
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova

A Lucia

Sommario

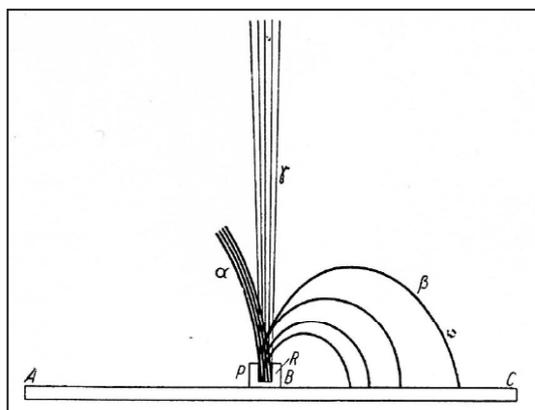
Capitolo 1. Introduzione	pag. 4
Capitolo 2. Radiazioni e decadimenti radioattivi	pag. 7
Capitolo 3. La legge dei decadimenti radioattivi	pag. 13
Capitolo 4. I decadimenti più diffusi e le associate radiazioni	pag. 19
4.1 Decadimento alfa	pag. 19
4.2 Decadimenti β e i processi di cattura elettronica	pag. 24
4.3 Raggi X	pag. 29
4.4 Raggi gamma	pag. 33
4.5 Radiazione neutronica	pag. 35
Capitolo 5. Interazione delle radiazioni con la materia	pag. 36
5.1 Assorbimento di particelle cariche pesanti (particelle α o ioni pesanti)	pag. 37
5.2 Assorbimento di elettroni	pag. 40
5.3 Assorbimento di radiazione elettromagnetica	pag. 42
5.4 Assorbimento di neutroni	pag. 48
Capitolo 6. Dosimetria	pag. 49

Capitolo 1. Introduzione

Con il termine radioattività intendiamo la disintegrazione o il riassetto spontanei di nuclei atomici con emissione di particelle e/o onde elettromagnetiche. Il fenomeno fu messo per la prima volta in evidenza nel lontano 1896 da Antoine-Henri Becquerel, che notò come sali di uranio emettessero radiazioni capaci di impressionare una lastra fotografica, anche se protetta da uno schermo in grado, invece, di fermare i raggi luminosi. Furono Marie e Pierre Curie a continuare gli studi, sviluppando camere a ionizzazione per evidenziare e misurare le radiazioni. In questo modo trovarono che alcuni minerali di uranio (famosa a questo proposito una varietà denominata pechblenda) erano molto più radioattivi dei sali usati da Becquerel e che anche altri minerali presentavano fenomeni simili. In questo modo scoprirono nuovi elementi radioattivi, come il polonio, il radio e il torio.

Fu subito chiara una delle proprietà fondamentali di queste radiazioni: lo sviluppo e il trasporto di energia. I Curie riuscirono a misurare questa energia prodotta, stabilendo ad esempio che un solo grammo di radio era in grado di produrre circa 400 Joule di energia all'ora, e che questo effetto perdurava nel tempo. La situazione era diversa da quella di un fenomeno simile, anch'esso in grado di produrre ionizzazione, basato su speciali radiazioni (raggi X) ottenute da Roentgen con particolari tubi a vuoto. In quel caso, infatti, il processo si interrompe allo spegnere la tensione acceleratrice del tubo.

Si scoprì anche che vi sono almeno due componenti nelle radiazioni radioattive: le particelle α , in grado di penetrare solo poche decine di micrometri in un materiale come l'alluminio, e le particelle β , caratterizzate da un potere penetrante 100 volte maggiore.



1.1 “Storica” figura (tratta dalla tesi di Marie Curie, ACIC – Archives Curie and Joliot-Curie) che evidenzia la diversità delle radiazioni α , β e γ in base al loro diverso comportamento in un campo magnetico. La radiazione γ prosegue indisturbata, quelle α e β vengono deviate in direzioni diverse evidenziando cariche opposte. Le diverse traiettorie nel caso delle radiazioni β mostrano inoltre come in questo caso le particelle di uno stesso fascio abbiano velocità (e quindi energia) diversa.

Esperimenti successivi, in cui la radiazione venne sottoposta a campi elettrici e magnetici, rivelarono la presenza di una terza componente ad alta energia, catalogata come raggi γ . In un campo elettrico le particelle β vengono fortemente deflesse verso il polo positivo, quelle α sono deflesse in misura minore verso il polo negativo, mentre la traiettoria dei raggi γ non risente dell'effetto del campo. Ne deriva che le particelle β sono dotate di carica negativa, le particelle α trasportano cariche positive

(e hanno massa molto maggiore delle particelle β) e i raggi γ sono elettricamente neutri. Misure quantitative di deflessioni di radiazioni cariche in campi elettromagnetici (vedi figura 1.1) consentirono infine di stabilire che le particelle α erano costituite da atomi di elio ionizzati (ossia privati dei due elettroni), mentre le particelle β erano elettroni. Da ultimo, le radiazioni γ si caratterizzarono come onde di tipo elettromagnetico (fotoni), qualitativamente perciò simili a radiazioni luminose o raggi X, ma con frequenza (e di conseguenza energia) molto superiore.

L'origine di queste radiazioni (α, β e γ) non è di tipo atomico, come avviene ad esempio nelle radiazioni luminose. Nel nostro caso sono associate a trasformazioni (decadimenti) che coinvolgono i nuclei atomici, non solo con transizioni da un livello energetico ad un altro ad energia minore all'interno dello stesso nucleo, ma in generale con un riarrangiamento dei costituenti dello stesso nucleo. Il nucleo finale prodotto dal decadimento può perciò corrispondere ad un elemento (numero atomico) diverso da quello iniziale. Le forze nucleari determinano le differenze di energia tra le configurazioni iniziale e finale, e la radiazione rappresenta per il sistema il modo in cui liberarsi dell'energia in eccesso. Le caratteristiche degli stati iniziale e finale determinano altresì i tempi e le intensità con cui avviene il processo di decadimento.

Una possibile classificazione delle radiazioni le divide in *naturali* e *artificiali*. A differenza di altri fenomeni (tipo onde luminose o sonore), non abbiamo sviluppato sensi o capacità che possano rivelare le radiazioni e, escludendo casi di quantità abnormi di radiazione, le conseguenze (anche dannose) del loro assorbimento non sono rilevabili in tempi brevi. Esse sono perciò per noi, a prima vista, del tutto invisibili e possono essere individuate solo con particolari rivelatori. Questo ci impedisce di notare che sorgenti radioattive naturali sono invece tutto attorno a noi, sul terreno dove camminiamo, nell'aria che respiriamo nelle nostre case e persino nei cibi che utilizziamo.

Alcuni elementi radioattivi con probabilità di decadimento molto bassa (e perciò con tempi molto lunghi) sono sopravvissuti fino a noi dal tempo della formazione della nostra galassia. In genere questi elementi sono molto pesanti, come alcuni isotopi dell'uranio o del torio, che decadono emettendo particelle α . A questo gruppo appartiene il radon, che esiste in forma gassosa e perciò riesce ad uscire dalle rocce, si diffonde nell'aria e viene inspirato, dopo di che decade all'interno dei polmoni. Il radon costituisce, come vedremo, la principale sorgente di radiazioni naturali. Tra gli elementi di origine primordiale ricordiamo anche il potassio-40, a vita lunghissima, importante perchè entra nella nostra catena alimentare, reperibile sotto forma di piccole tracce accanto all'isotopo stabile potassio-39, vitale per la nostra esistenza biologica.

Altri elementi radioattivi hanno invece tempi di decadimento molto più brevi rispetto alla vita della terra. La loro presenza attuale è in questo caso dovuta alla loro continua produzione a seguito delle interazioni che si generano all'interno dell'atmosfera quando particelle ad alta energia (i raggi cosmici) bombardano dallo spazio la Terra. A questa categoria appartengono il trizio (l'isotopo superpesante con numero di massa tre dell'idrogeno), il berillio-7 e il carbonio-14. Sono tutti elementi che entrano nel nostro metabolismo e vengono ingeriti dal nostro organismo, sviluppando la loro radioattività al nostro interno.

Oltre alle sorgenti naturali di radiazioni dobbiamo considerare quelle *artificiali*. I processi di fissione nucleare (utilizzati in modo dirompente nell'esplosione di bombe atomiche a Hiroshima e Nagasaki e in successivi test nucleari al suolo, così come, in modo controllato, nelle centrali nucleari per produzione di energia) consistono essenzialmente in un processo in cui un nucleo pesante si frantuma in almeno due frammenti con produzione di energia. Parte dei prodotti della fissione sono a loro volta instabili e producono radiazioni, tipico il caso dello iodio-131 e del cesio-137. Nel caso di processi radioattivi con tempi di decadimento molto lunghi, parte di queste scorie nucleari provenienti dalle esplosioni nucleari o da eventi incontrollati in centrali nucleari (tipo l'incidente di Chernobyl) possono continuare a contribuire alla radioattività nucleare ambientale. A queste sorgenti radioattive vanno aggiunte quelle prodotte per scopi sanitari (sia diagnostici che terapeutici). In questo caso i nuclei radioattivi vengono prodotti tramite reazioni nucleari con acceleratori di particelle, mantenendo sotto controllo i rischi ambientali.

Per i nostri fini un'ultima classificazione delle radiazioni deriva infine dai meccanismi di interazione con la materia, in particolare con quella biologica. Le radiazioni cariche (tipo α o β) interagiscono con la materia principalmente per interazione elettromagnetica. Se la loro energia è sufficiente, la cedono inducendo processi di ionizzazione atomica (espulsione di un elettrone dall'atomo), che implicano variazioni della struttura atomica o molecolare e possono perciò essere responsabili di alterazioni a livello cellulare. I danni biologici sono pertanto in qualche modo correlati alla quantità dei processi di ionizzazione. Questo tipo di radiazioni, la cui energia deve essere superiore all'energia minima di ionizzazione (tipico valore qualche decina di elettronVolt (eV)), vengono definite *radiazioni ionizzanti*. Radiazioni di energia inferiore (ad esempio la radiazione luminosa) sono dette *non-ionizzanti*, e cedono la propria energia alla materia in modo termico, con conseguenze minori a livello biologico. Altre radiazioni (ad esempio quelle X o γ), pur essendo energeticamente elevate, vengono assorbite dai materiali tramite meccanismi che non coinvolgono direttamente processi di ionizzazione. Risultato del loro assorbimento è comunque la creazione di particelle che a loro volta vengono assorbite cedendo energia per ionizzazione. Questo tipo di ionizzazione indiretta dà perciò a questo tipo di radiazioni l'etichetta di *radiazioni indirettamente ionizzanti*.

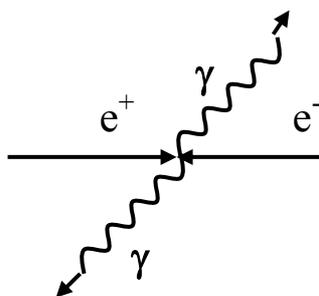
Capitolo 2. Radiazioni e decadimenti radioattivi

Come accennato nell'introduzione un'emissione radioattiva è una conseguenza diretta dei processi di trasformazione che avvengono a livello atomico o nucleare. Ogni stato, anche a livello microscopico, è caratterizzato da determinati valori dell'energia, quantità di moto e momento angolare. Mentre nei sistemi macroscopici queste quantità possono assumere valori continui, la meccanica quantistica impone che nei sistemi atomici o subatomici tali quantità assumano solo determinati valori discreti (legge di quantizzazione). Le forze in gioco (le forze puramente elettromagnetiche nel caso atomico, le forze forti nel caso nucleare e anche le cosiddette forze deboli in particolari processi) consentono però al sistema di passare da un determinato stato quantico ad uno stato diverso. Questi processi consentono un riarrangiamento del sistema e, come vedremo, consentono ad un determinato sistema di variare non solo l'energia, ma anche la massa o la carica. Tuttavia globalmente tutte queste trasformazioni devono rigorosamente rispettare tutta una serie di leggi di conservazione totale: in particolare l'energia totale, la quantità di moto totale, il momento angolare totale, la carica totale non possono variare. Pertanto, se un particolare sistema subisce una variazione della propria energia o carica, questa dovrà ritrovarsi in altri sistemi o essere emessa sotto forma di radiazioni.

Qualora lo stato finale del sistema si trovi ad un livello energetico inferiore a quello iniziale, il processo potrà avvenire in modo spontaneo, ossia il sistema non avrà necessità di un'azione da parte di un agente esterno. Parleremo in questo caso di un *decadimento spontaneo*. Trasformazioni che implicino un aumento dell'energia, invece, potranno avvenire solo se forniremo in qualche modo dall'esterno la quantità di energia necessaria. In questo caso si tratterà perciò di una *trasformazione indotta*. Dobbiamo inoltre osservare che, anche nel caso di transizioni energeticamente consentite, non è detto che queste possano o debbano avvenire. L'energia è solo uno dei parametri in gioco ed è possibile che le proprietà quantiche degli stati iniziale e finale rendano impossibili alcune transizioni, che saranno perciò *transizioni proibite*. Anche le transizioni concesse, infine, non avverranno in modo istantaneo, bensì in modo statistico con determinate particolari probabilità fissate dalle particolarità della specifica transizione. Nel caso di un insieme di sistemi identici, perciò, questi subiranno il decadimento in modo indipendente, a tempi in generale diversi (vedi prossimo capitolo).

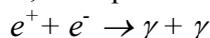
Una transizione tipica è quella di tipo atomico, con passaggio da una configurazione elettronica eccitata ad un'altra con energia inferiore: in questo caso sappiamo che l'energia ΔE guadagnata nel processo elettronico di decadimento viene emessa sotto forma di un fotone con frequenza ν tale che $\Delta E = h \cdot \nu$, dove h indica la costante di Planck ($h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ J-s). Decadimenti di questo tipo avvengono all'interno dello stesso sistema, senza variare massa o carica. A livello nucleare è invece possibile che la transizione cambi la massa e/o la carica del sistema, trasformandolo perciò da un nucleo ad un altro. Questo aumento o diminuzione della massa totale non è previsto dalla meccanica classica Newtoniana e viola la famosa regola chimica di Lavoisier secondo cui nulla si crea o si distrugge. Ma è invece prevista dalla meccanica relativistica, che associa alla pura esistenza di una massa m un'energia in base alla famosa relazione di Einstein $E = mc^2$. Un aumento (o una diminuzione) Δm della massa è perciò possibile a patto che venga fornito (o sottratto) al sistema la corrispondente energia $\Delta E = \Delta m c^2$.

Esempio: i processi di annichilazione e^+e^- e i processi di produzione di coppie e^+e^- .
 Questi processi forniscono due esempi della relazione di Einstein. Nel primo caso un positrone (l'antiparticella¹ dell'elettrone, con stessa massa e carica opposta) e un elettrone interagiscono tra di loro e l'interazione ha come effetto la loro distruzione. Dal punto di vista energetico, oltre alla possibile energia cinetica, alle due particelle iniziali è comunque associata un'energia pari alla loro massa, ossia $E_0=2m_e c^2$, con $m_e=m_{e^+}=m_{e^-}$ (la massa dell'elettrone è pari a $9.11 \cdot 10^{-31}$ Kg, e la corrispondente energia $2 m_e c^2$ è pari a 0.511 MeV). Questa energia viene emessa sotto forma di



2.1. Rappresentazione schematica del processo di annichilazione tra un positrone (e^+) e un elettrone (e^-), visto nel sistema del centro di massa, con produzione di due raggi γ .

energia associata ad un'onda elettromagnetica. La conservazione della quantità di moto³ non consente che l'energia venga emessa con un solo fotone γ , ma impone l'emissione di due fotoni γ di uguale energia emessi in direzione opposta. Il processo di annichilazione sarà perciò, come schematizzato in figura 2.1, del tipo



e ciascun fotone γ acquista un'energia E_γ pari a metà dell'energia totale a disposizione. Nell'ipotesi che il processo avvenga tra elettrone e positrone praticamente a riposo (perciò con energia cinetica trascurabile) sarà $E_\gamma = 0.511$ MeV. Un processo in qualche modo

¹ Il processo di annichilazione e il successivo processo di produzione di coppie evidenzia una delle idee più rivoluzionarie della fisica del XX secolo: il numero di particelle nel mondo non è fissato, ma queste possono essere create o distrutte. Era questa una conseguenza della confluenza della teoria della relatività ristretta con la meccanica quantistica, operazione portata avanti inizialmente da Paul Dirac. Questa ha anche un'altra conseguenza: l'esistenza delle antiparticelle. La teoria di Dirac prevede che per ogni tipo di particelle vi sia un'antiparticella corrispondente con la stessa massa. Se la particella ha una carica positiva, l'antiparticella ha una carica opposta, ma anche particelle neutre come i neutroni hanno antiparticelle. L'antiparticella per l'elettrone, chiamato il positrone, fu scoperta nel 1932 da Carl Anderson.

² La relazione di Einstein tra massa e energia fa sì che le masse delle particelle vengano abitualmente espresse in unità MeV/c^2 , per rendere più immediato il calcolo della corrispondente energia.

³ Nella meccanica classica ad un corpo di massa m e velocità v si associa una quantità di moto $p=mv$. La quantità di moto sarebbe perciò nulla per oggetti come i fotoni che sono privi di massa. In realtà, in meccanica relativistica l'espressione per la quantità di moto è diversa, e assegna un valore finito anche a particelle a massa nulla (che sono le sole a potersi muovere a velocità pari a quella della luce). Nel caso di un fotone di frequenza ν e di corrispondente energia $E=h\nu$, la quantità di moto vale $h\nu/c$.

simmetrico avviene nel caso dell'assorbimento (scomparsa) di un fotone γ con produzione di una coppia positrone-elettrone

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

Il processo, che per conservazione della quantità di moto può avvenire solo nelle vicinanze di un nucleo, sarà possibile solo se il fotone ha una frequenza tale che la sua energia $E_\gamma = h\nu$ sia almeno uguale all'energia di massa delle due particelle create, perciò se $E_\gamma > 2m_e c^2$ (ovvero $E_\gamma > 1.02 \text{ MeV}$). Solo la quantità di energia in eccesso oltre all'energia di massa si trasformerà in energia cinetica della coppia elettrone-positrone.

La relazione massa-energia è decisiva già a livello della stabilità dei costituenti elementari dei nuclei, ossia i protoni e i neutroni. Protone e neutrone hanno masse simili ma non eguali. I valori delle masse sono infatti $1.6726 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$ ($938.272 \text{ MeV}/c^2$) per il protone e $1.6749 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$ ($939.566 \text{ MeV}/c^2$) per il neutrone. Il neutrone può trasformarsi in un protone, con la contemporanea emissione di un elettrone e di un antineutrino (processo β^- , vedi prossimo capitolo). Trascurando la possibile massa del neutrino, la somma delle masse del protone e dell'elettrone è minore di quella del neutrone, perciò il processo di decadimento del neutrone è energeticamente possibile in modo spontaneo. Questo è di fatto ciò che avviene in natura, con il neutrone libero che decade con un tempo medio di circa quattordici minuti. Il processo simmetrico, ossia protone libero che decade in un neutrone, un positrone e un neutrino (processo β^+ , vedi prossimo capitolo), è invece energeticamente proibito, dato che porterebbe ad una situazione di energia maggiore di quella iniziale. Di conseguenza il protone libero, a differenza del neutrone libero, è una particella stabile. Questo tipo di trasformazione potrà invece avvenire, come vedremo, all'interno del nucleo.

La relazione massa-energia gioca lo stesso ruolo fondamentale nella formazione, nella struttura e nella stabilità (o meno) dei nuclei composti. Trascurando l'ulteriore struttura interna dei nucleoni, un nucleo può essere visto come un insieme di Z protoni e N neutroni (con numero totale di massa $A=N+Z$) tenuti assieme dalle forze nucleari⁴. Queste sono forze di tipo attrattivo di intensità molto maggiore di quelle di tipo Coulombiano o gravitazionale e sono perciò associate ad energie molto maggiori di quelle in gioco nei sistemi atomici, che sono dominati dall'interazione elettromagnetica. Il tipico ordine di grandezza per le energie in gioco a livello nucleare è il MeV (Megaelettronvolt= 10^6 eV) a fronte di energie dell'ordine dell'eV o KeV (Kiloelettronvolt= 10^3 eV) nel caso atomico.

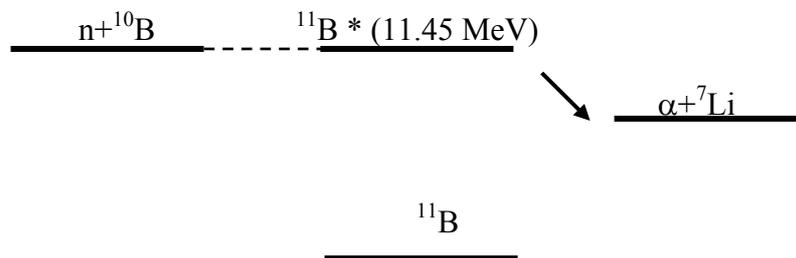
Il più semplice nucleo composto è costituito dal deutone (^2H), l'isotopo di massa due dell'idrogeno, formato dall'unione di un neutrone e di un protone. La massa del deutone vale $3.3436 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$ ($1875.613 \text{ MeV}/c^2$). La massa totale è perciò minore della somma di quelle dei costituenti per una quantità Δm pari a $2.22 \text{ MeV}/c^2$. Questa quantità (e in generale la differenza fra la somma delle masse dei costituenti Z protoni

⁴ Un nucleo è indicato dal simbolo chimico del suo elemento, accompagnato da un numero che sta a significare la somma del numero di protoni e neutroni che esso contiene. Quindi, ad esempio, ^{12}C (si legge carbonio 12) è un nucleo con 6 protoni (fatto che caratterizza l'elemento carbonio) e 6 neutroni, mentre l'isotopo ^{14}C contiene anch'esso 6 protoni e due neutroni in più. Il numero totale A dei nucleoni è conosciuto come il numero di massa atomica, o semplicemente numero di massa.

e N neutroni e la massa del nucleo considerato) viene chiamata *difetto di massa*. L'energia corrispondente $\Delta m c^2$ rappresenta l'*energia di legame*⁵ del sistema, dovuta alle forze nucleari. Nel caso del deutone, ad esempio, l'energia di legame corrispondente al difetto di massa è pari a 2.22 MeV. Questo significa che il deutone è stabile e che viceversa è necessario fornire una energia di 2.22 MeV per spezzare il deutone nei suoi due costituenti.

Naturalmente non tutti i sistemi legati sono stabili. Un nucleo, pur non potendo energeticamente spezzarsi in tutti i suoi costituenti, potrebbe trovare infatti più conveniente da un punto di vista energetico dividersi in due particolari sottosistemi. Un esempio è fornito dal nucleo ⁸Be, costituito dall'unione di 4 protoni e 4 neutroni, un nucleo le cui proprietà hanno giocato un ruolo fondamentale nella nucleosintesi, ossia nel processo di produzione degli elementi seguito al Big Bang. Il nucleo ⁸Be ha un difetto di massa ed un'energia di legame pari a 56.500 MeV, ed è perciò un sistema legato. Ma dal punto di vista energetico due particelle alfa (che hanno ciascuna un'energia di legame pari a 28.2957 MeV, con un'energia totale di 56.591 MeV) costituiscono un sistema più legato, sia pur di poco, rispetto al ⁸Be. Se prodotti, pertanto, i nuclei di ⁸Be decadono immediatamente rompendosi in due particelle alfa, con un guadagno energetico pari a $\Delta E = (56.591 - 56.500) \text{ MeV} = 92 \text{ keV}$, che va in energia cinetica dei due frammenti.

Consideriamo un altro esempio, quello dell'isotopo con massa 11 del boro (¹¹B). È l'isotopo più abbondante del boro, con abbondanza isotopica di circa 80%, rispetto al 20% dell'altro isotopo stabile ¹⁰B. Il nucleo ¹¹B è stabile, e la suddivisione energeticamente più favorevole (¹¹B \rightarrow α + ⁷Li) si trova questa volta ad una energia superiore di 8.664 MeV. Questo significa che in questo caso è necessario fornire al sistema l'energia di 8.664 MeV perchè il nucleo si possa rompere nei due frammenti. Una tecnica usata è quella di bombardare nuclei di ¹⁰B con fasci di neutroni a bassa energia e far catturare il neutrone trasformando il ¹⁰B in ¹¹B. Le masse in gioco fanno sì che il ¹¹B non sia formato allo stato fondamentale, ma in uno stato eccitato ¹¹B* con energia 11.454 MeV, superiore perciò alla soglia di produzione dei due frammenti⁶. La reazione è perciò schematizzabile nella forma $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{B}^* \rightarrow \alpha + ^7\text{Li}$ (vedi figura 2.2), con i due frammenti che si dividono tra loro l'energia residua di $(11.454 - 8.664) \text{ MeV} = 2.790 \text{ MeV}$ sotto forma di energia cinetica. Le considerazioni appena



2.2. Schema che illustra le energie in gioco nel processo di cattura neutronica da parte del ¹⁰B. Nella scala verticale c'è l'energia e le varie righe individuano livelli energetici.

⁵ L'energia di legame per un sistema legato viene convenzionalmente assunta come positiva.

⁶ Un asterisco sta convenzionalmente ad indicare che il particolare sistema non si trova al suo stato fondamentale con minore energia, ma in uno stato eccitato.

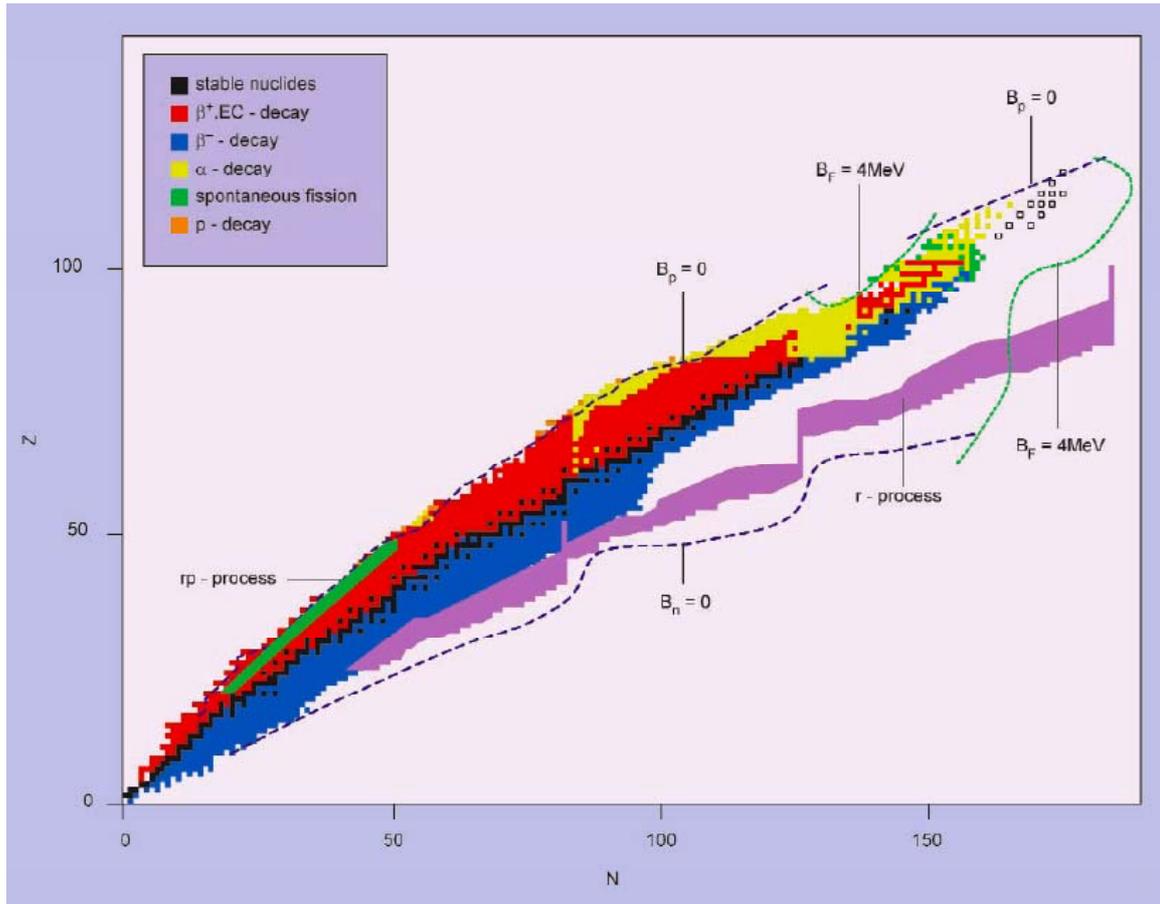
esposte stanno alla base della tecnica BNCT (Boron Neutron Capture Therapy), recentemente proposta per la cura di tumori. L'idea di base è di far assorbire in modo selettivo quantità di ^{10}B da parte dei tessuti malati, bombardare la parte con fasci intensi di neutroni, e sfruttare il fatto che i due frammenti α e ^7Li emessi dalla reazione vengono immediatamente assorbiti già all'interno della cellula, cui cedono l'energia causandone la necrosi.

I valori delle masse (e i conseguenti difetti di massa ed energie di legame) regolano pertanto la stabilità o la instabilità dei diversi sistemi nucleari. L'instabilità produce un processo di decadimento con una trasformazione verso un sistema più stabile con un guadagno di energia. Come vedremo discutendo i particolari processi di decadimento, l'energia guadagnata viene trasformata in energia cinetica dei frammenti o emessa come energia associata ad una radiazione fotonica elettromagnetica. In entrambi i casi, il processo di decadimento produce l'emissione di radiazioni (corpuscolari o elettromagnetiche) che trasportano energia.

Un modo di visualizzare la situazione relativa ai vari nuclei è fornita dalla carta dei nuclidi o carta di Segrè (vedi figura 2.3). È un piano cartesiano bidimensionale, sui cui assi sono riportati in ascissa il numero di neutroni N e in ordinata il numero di protoni Z ⁷. Dato che sia N che Z sono numeri naturali interi, il piano è diviso in caselle, ciascuna delle quali rappresenta un determinato nuclide ($Z, N, A=N+Z$). I vari isotopi di un elemento (stesso Z , diversi N) occupano righe orizzontali, gli isobari (diverso Z , stesso N) colonne verticali. Nuclei con stesso valore del numero di massa A si trovano su linee diagonali. Queste ultime linee sono particolarmente interessanti perchè, come vedremo nel prossimo paragrafo, grazie alle forze deboli i nuclei possono variare il numero di protoni e neutroni mantenendo però costante la loro somma (processi di decadimento β). Lungo ciascuna delle linee ad A costante, pertanto, i nuclei si trasformeranno fino a trovare il sistema stabile corrispondente alla minima energia, ovvero alla massima energia di legame. Questi sistemi stabili giacciono in quella che viene chiamata la valle di stabilità. Dato che le forze nucleari favoriscono un numero eguale di protoni e neutroni, questa valle di stabilità inizia per nuclei leggeri lungo la bisettrice del piano N - Z . Per valori maggiori della massa, le crescenti forze repulsive coulombiane agenti tra i neutroni, tendono ad essere equilibrate da un numero di neutroni maggiore di quello dei protoni, e la valle di stabilità si piega verso valori maggiori di N . La valle di stabilità è chiaramente visibile nella carta dei nuclidi, dove i nuclei stabili sono tradizionalmente rappresentati come caselle nere, così come i rimanenti nuclei (instabili) sono rappresentati in colori diversi secondo il tipo di decadimento cui sono soggetti.

La valle d'energia riesce a rispondere ad alcune domande su quali siano i nuclei esistenti; per esempio, ci spiega il motivo per cui non ci siano isotopi come ^{40}C o ^{150}Pb : sarebbero troppo lontani dal fondo della valle d'energia. L'esistenza di un nucleo contenente una particolare combinazione di protoni e neutroni dipende infatti dall'energia della combinazione. Alcune combinazioni generano nuclei che vivono per sempre, altri sono soggetti al decadimento radioattivo. In generale, più un nucleo è distante dal bacino della valle, e più breve sarà in media la sua vita. Se si è troppo

⁷ L'originaria carta sviluppata da Emilio Segrè (e pubblicata per la prima volta a Los Alamos nel 1945, senza alcuni dati relativi a nuclei che erano allora protetti da segreto militare) presentava gli assi dei protoni e neutroni tra loro invertiti.



2.3. Carta dei nuclidi (o di Segrè). In ascissa il numero di neutroni, in ordinata il numero di protoni (numero atomico). Ogni quadratino rappresenta un particolare nuclide e vengono riportati i nuclei esistenti in natura o che siano stati prodotti artificialmente. I diversi colori indicano la stabilità o meno del nucleo, indicando anche nel secondo caso il tipo di processo con cui il sistema decade.

lontani dal fondo della valle, si raggiunge infine una situazione in cui un qualsiasi neutrone o protone aggiunto ad un nucleo tende a scivolare subito fuori. Queste curve (tratteggiate in figura) sono chiamate linee di scivolamento (drip line in inglese) e demarcano perciò i limiti della regione in cui i nuclei sono legati.

La figura mostra anche come, oltre l'elemento $Z=82$ (piombo), pochi siano gli elementi "stabili". Già l'elemento successivo (bismuto, $Z=83$) è centinaia di volte più raro del piombo sulla crosta terrestre. In realtà tutti gli elementi sopra il Bismuto sono radioattivi per decadimento alfa o per fissione, e la carta dei nuclidi perciò si interrompe (vedi linea verde in figura, che dà il limite massimo previsto). Alcuni isotopi del torio ($Z=90$) o dell'uranio ($Z=92$), pur essendo instabili, come vedremo per decadimento alfa, vivono così a lungo rispetto non solo alla nostra vita, ma rispetto all'età totale della terra, da essere indicati come stabili (quadratini neri) in figura.

Capitolo 3. La legge dei decadimenti radioattivi

I sistemi che obbediscono alla meccanica classica si evolvono in base a precise leggi di tipo deterministico. Date determinate condizioni iniziali di un sistema, e note le forze che agiscono sul sistema, questo deve evolvere nel tempo in base alla legge di Newton, senza alcun'altra possibilità. Per dare un semplice esempio, una palla lasciata cadere da ferma in aria deve necessariamente cadere verso il basso. Il moto sarà più o meno complicato per la presenza dell'attrito dell'aria, ma deve comunque ubbidire ad una legge temporale che dipende in modo deterministico dalla forza di gravità e dalla natura dell'attrito.

Lo stesso non accade per i sistemi molecolari, atomici e nucleari, che obbediscono alle leggi della meccanica quantistica. In questo caso i sistemi possono in generale evolversi in modo diverso, con determinate probabilità che sono definite dalle particolari forze in gioco. Nel caso di un decadimento radioattivo, per esempio, ogni sistema, istante per istante, ha una certa probabilità di subire il processo di decadimento, in modo completamente indipendente da ciò che accade agli altri sistemi. Come risultato, i vari elementi finiranno per decadere a tempi tra loro diversi, ma con una distribuzione di probabilità stabilito dalle particolarità dello specifico processo di decadimento. In particolare ogni processo di decadimento è caratterizzato da una costante di decadimento λ , che rappresenta la probabilità che quel particolare processo di decadimento abbia luogo nell'unità di tempo (la costante λ è perciò caratterizzata da dimensioni $[T^{-1}]$ e unità di misura s^{-1}). Il valore più o meno grande di λ è legato alle specifiche proprietà degli stati iniziali e finali della transizione radioattiva e al tipo della transizione stessa.

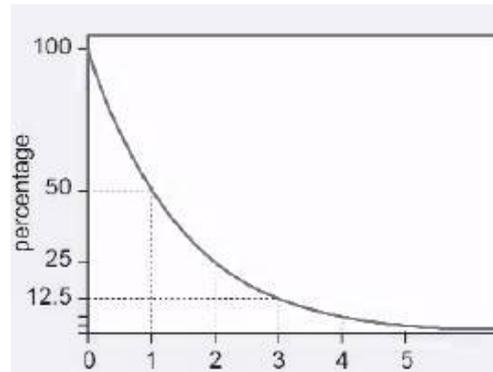
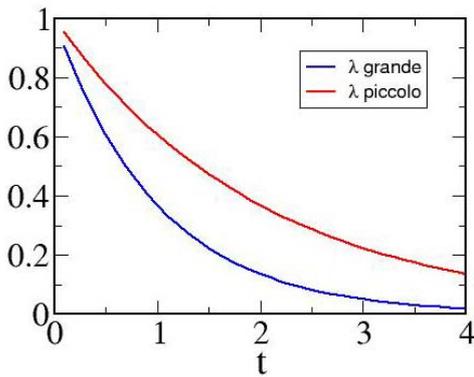
Nel caso che ci siano N nuclei che possono subire il processo di decadimento, poichè l'evoluzione di ogni sistema è completamente statistica e indipendente dagli altri, non sarà possibile prevedere esattamente quali saranno i nuclei a decadere e quando. Nell'ipotesi di grandi valori di N è possibile però ritenere che il numero di sistemi che decadranno nell'intervallo Δt (supposto sufficientemente piccolo da non modificare in modo apprezzabile il numero di elementi) sarà pari a $\lambda N \Delta t$ (ossia il prodotto della probabilità di decadere di ogni singolo sistema moltiplicato per il numero di sistemi). Se definiamo come $N(t)$ il numero di sistemi al tempo t che non hanno ancora subito il decadimento, possiamo scrivere per la variazione ΔN del numero N nell'intervallo di tempo Δt la legge

$$\Delta N(t) = -\lambda N(t) \Delta t$$

Questa legge porta ad una dipendenza temporale del numero di sistemi che devono ancora decadere di tipo esponenziale decrescente

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

con N_0 dato dal numero di sistemi al tempo iniziale. Questo significa che, dato il carattere probabilistico del processo di decadimento, solo a tempo infinito tutti i sistemi avranno subito il decadimento. La riduzione del numero di elementi instabili sarà però tanto più rapida quanto più grande è la costante λ (vedi figura 3.1).



Multipli di tempi di dimezzamento

3.1. La figura a sinistra rappresenta due situazioni con due diverse costanti di decadimento (il caso con costante di decadimento maggiore porta ad una più veloce riduzione del numero di elementi). La figura a destra illustra come, in un esponenziale, ad ogni ulteriore periodo di dimezzamento la funzione si riduca ancora della metà.

È consuetudine caratterizzare ogni specifico processo di decadimento definendo un tempo $t_{1/2}$ (tempo di dimezzamento) corrispondente al tempo in cui metà di un certo numero di sistemi subisce il decadimento. Dalla legge esponenziale per $N(t)$ si ricava che, imponendo $N(t_{1/2})=1/2N_0$, il tempo di dimezzamento dipende in modo inversamente proporzionale dalla costante di decadimento nella forma

$$t_{1/2} = \log_e(2)/\lambda$$

Il tempo di dimezzamento non rappresenta perciò per un singolo nucleo il tempo necessario a decadere. È una misura statistica del tempo dopo il quale, presumibilmente, metà degli iniziali campioni hanno subito il decadimento.

Dato il carattere probabilistico del processo di decadimento, dopo un tempo pari a due tempi di dimezzamento il numero di sistemi si sarà ridotto ad un quarto del valore iniziale, dopo tre tempi di dimezzamento ad un ottavo del valor iniziale e così via, avvicinandosi al valore nullo (esaurimento della sorgente di decadimento) tanto più velocemente quanto più grande è la costante λ e più piccolo il tempo di dimezzamento.

I tempi di dimezzamento variano moltissimo da elemento ad elemento. In generale gli elementi radioattivi presenti naturalmente in natura sono caratterizzati da tempi di decadimento molto lunghi, mentre tempi più brevi (misurati anche fino a tempi dell'ordine di 10^{-20} s) caratterizzano elementi radioattivi prodotti artificialmente. Il possibile uso di elementi radioattivi anche artificiali è ovviamente limitato a casi in cui il tempo di dimezzamento sia sufficiente a permettere l'effettivo utilizzo dei radioisotopi, sia in campo diagnostico che terapeutico.

Si definisce attività A di una sorgente radioattiva il numero di decadimenti che la sorgente produce nell'unità di tempo. Si ricava immediatamente dalle espressioni precedenti che l'attività è data da

$$A(t) = \lambda N(t)$$

Ne segue perciò che l'attività di una sorgente diminuisce nel tempo seguendo una legge esponenziale analoga a quella del numero di elementi

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

Notare che la definizione di attività è legata esclusivamente al numero di decadimenti, ma non dipende né dal tipo di processo coinvolto né dall'energia rilasciata nel processo di decadimento. Di conseguenza l'attività non è una diretta misura dell'energia emessa e di conseguenza della eventuale pericolosità di una sorgente.

L'attività si misura in decadimenti al secondo. L'unità di misura è il Becquerel (Bq) corrispondente ad un decadimento al secondo. Tradizionalmente viene anche usata come unità di misura il Curie (Ci), corrispondente all'attività di un grammo di radio ^{226}Ra , elemento che decade per decadimento alfa con tempo di dimezzamento pari a 1620 anni.

Esempi:

1. Determinare la relazione esistente tra le unità di misura Bq e Ci

Un grammo di ^{226}Ra corrisponde a $1/226$ moli. Il numero N di nuclei di ^{226}Ra in un campione di un grammo è perciò dato da $N = (1/226)N_A$, dove N_A è il numero di Avogadro pari a circa $6.02 \cdot 10^{23}$. La costante di decadimento relativa al ^{226}Ra si ricava dal tempo di dimezzamento, ottenendo $\lambda = \log(2)/t_{1/2} = 1.4 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$. L'attività di un grammo di ^{226}Ra è perciò data dal prodotto di λ e N , ovvero $A = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Si ha pertanto che 1Ci corrisponde a $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq.

2. Determinare l'attività di una sorgente costituita da un campione di un milligrammo di $^{99\text{m}}\text{Tc}$ al tempo iniziale, dopo un secondo e dopo 24 ore.

L'isotopo metastabile $^{99\text{m}}\text{Tc}$ del tecnezio è un prodotto di decadimento del molibdeno ^{99}Mo e decade (emettendo principalmente fotoni γ da 140 KeV) con un tempo di dimezzamento di 6 ore.

L'attività A_0 al tempo iniziale sarà il prodotto del numero di elementi iniziali per la costante di decadimento. Quest'ultima è legata al tempo di dimezzamento ed è pari a $\lambda = \log(2)/t_{1/2} = 0.693/(6 \times 60 \times 60) = 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Il numero N_0 di elementi iniziale è pari a $(0.001/99)N = 6.08 \cdot 10^{18}$. L'attività iniziale sarà pertanto pari a $A_0 = \lambda N_0 = 1.9 \cdot 10^{14} \text{ Bq} = 5.13 \cdot 10^3 \text{ Ci}$. Nel tempo l'attività diminuirà secondo la legge $A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$. Al tempo $t=1 \text{ s}$, estremamente piccolo rispetto al tempo di dimezzamento, l'esponente è praticamente zero e il valore dell'esponenziale è perciò pari ad uno. Di conseguenza, dopo un tempo trascurabile rispetto al tempo di dimezzamento, l'attività sarà praticamente pari all'attività iniziale A_0 . Al contrario ci aspettiamo che l'attività sia notevolmente diminuita dopo le 24 ore. Il valore potrà essere ottenuto calcolando il relativo valore dell'esponenziale. Tale valore può essere facilmente calcolato a mano osservando che 24 ore corrispondono a 4 tempi di dimezzamento. L'attività si sarà perciò ridotta di un fattore $2 \times 2 \times 2 \times 2 = 2^4 = 16$. Avremo perciò $A(t=24 \text{ ore}) = (1/16)A_0$.

L'unità di misura Ci corrisponde ad un'attività piuttosto elevata. Attività che si incontrano abitualmente in laboratorio sono molto minori, e molto usate sono perciò sottomultipli del Ci, come il mCi (millicurie) e il μCi (microcurie).

Accanto all'attività si definisce anche un'attività specifica, che rappresenta una misura della concentrazione di radioattività. Questa è normalmente espressa come attività per unità di massa, ed è perciò misurata in Becquerel per grammo (Bq/g) o in Curie per grammo (Ci/g). Nel caso di campioni radioattivi liquidi, è anche espressa come attività per unità di volume, e perciò spesso misurata in Becquerel per litro (Bq/l) o Curie per litro (Ci/l).

Per avere un'idea degli ordini di grandezza dell'attività, diamo alcuni esempi. Le sorgenti α di Americio-241 usate nei rivelatori per fumo hanno un'attività dell'ordine dei 30 kBq. La stessa attività è prodotta, a causa del Radon, dall'aria presente in una nostra casa di circa 100 mq. Per una PET è necessario iniettare nel paziente materiale radioattivo con un'attività dell'ordine di 25mCi, pari a circa 10^9 Bq. Una sorgente di radioisotopi per terapia tumorale ha tipicamente un'attività di 10^{14} Bq. Anche il nostro corpo, a causa delle piccole impurità isotopiche radioattive presenti, ha una sua attività, stimata dell'ordine di 100 Bq per chilogrammo.

Sulla dipendenza temporale dell'attività di una sostanza radioattiva è basato il metodo di datazione del ^{14}C . Il ^{14}C è un isotopo instabile del carbonio, presente in piccola percentuale rispetto agli isotopi stabili ^{12}C e ^{13}C . I nuclei di ^{14}C decadono β^- , trasformandosi in ^{14}N , con un tempo di dimezzamento pari a 5730 anni. Questo tempo è breve rispetto alla vita dell'Universo. Ci si potrebbe perciò aspettare che tutto il ^{14}C formato all'inizio sia ormai completamente scomparso. Il decadimento del ^{14}C è invece compensato dalla sua produzione dovuta all'interazione di raggi cosmici con l'atmosfera. La percentuale isotopica esistente rappresenta la situazione di equilibrio in cui il numero di nuclei che decadono è esattamente compensato da quelli originati dai raggi cosmici. Il risultato è che la percentuale isotopica del ^{14}C (ossia la percentuale di un dato isotopo rispetto alla miscela naturale) può essere assunta in prima approssimazione costante nel tempo per i sistemi in grado di interagire con l'atmosfera. Il valore di questa percentuale isotopica è pari a $1.2 \cdot 10^{-10} \%$, a fronte di percentuali isotopiche 98.89% e 1.11% per gli isotopi stabili ^{12}C e ^{13}C . La situazione è diversa per i sistemi che interrompano lo scambio con l'ambiente esterno, ad esempio per un sistema biologico che cessa di vivere. In questo caso, per i processi di decadimento, la percentuale di ^{14}C presente nel campione diminuirà esponenzialmente col tempo, senza che il sistema abbia la possibilità di ricostituire il numero originale. Perciò una misura della percentuale isotopica presente in un dato sistema, confrontata con quella attesa per un sistema vivente, consentirà di determinare il periodo trascorso dalla morte biologica di quel dato sistema.

Esempio: supponiamo che un campione di osso presenti un'attività dovuta al decadimento del ^{14}C pari a 6 mBq. Per poter determinare il periodo trascorso dalla morte biologica del campione è necessario confrontare questa attività con quella relativa ad un simile campione vivo. È necessario conoscere la massa del campione (supponiamo 1g), la percentuale di carbonio nel campione (supponiamo 10% in massa) e la percentuale isotopica del ^{14}C ($1.2 \cdot 10^{-10} \%$). Il numero di ^{14}C nell'elemento vivo sarebbe pari al numero di moli di carbonio (massa per percentuale di carbonio diviso per il numero di massa) per la percentuale isotopica per il numero di Avogadro. L'attività è data dal numero di ^{14}C per la costante di decadimento ($\lambda = \ln(2)/t_{1/2}$). Numericamente

$$n^{\circ}\text{moli} = 1 \times 0.1 \times 1.2 \cdot 10^{-12} / 12 = 10^{-14} \quad ; \quad N(^{14}\text{C}) = n^{\circ}\text{moli} \times N_A = 10^{-14} \times 6 \cdot 10^{23} = 6 \cdot 10^9$$

$$\lambda = 0.69 / (5730 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60) = 4 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1} ; \quad A = \lambda \times N(^{14}\text{C}) = 4 \cdot 10^{-12} \times 6 \cdot 10^9 = 0.024 \text{ Bq}$$

Questa attività va confrontata con quella effettivamente misurata nel campione (0.006 Bq). Si vede che nel nostro caso l'attività misurata è un quarto di quella che stimiamo essere stata l'attività alla morte del campione. Ne consegue che da questa devono essere passati due tempi di dimezzamento. L'età stimata della morte del campione è perciò di 11460 anni.

Abbiamo finora considerato sistemi che decadono in base ad un preciso processo, caratterizzato da una probabilità legata ad una costante di decadimento λ . In realtà spesso i sistemi nucleari instabili possono decadere secondo più canali di decadimento. Alcuni esempi sono forniti da nuclei dispari-dispari (ossia con un numero dispari di neutroni e di protoni) vicino alla valle di stabilità. Tra questi il nucleo ^{40}K ($Z=19$, $N=21$) può decadere sia con un processo β^- al nucleo ^{40}Ca che con un processo di cattura elettronica dando origine al nucleo figlio ^{40}Ar , con probabilità relative del 89 e 11 per cento circa. Altri esempi sono dati da processo alfa o beta che, oltre a popolare lo stato fondamentale del nucleo figlio, vanno a popolare possibili stati eccitati dello stesso nucleo. Ciascuno di questi possibili canali di decadimento è caratterizzato da una costante di decadimento $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$, legata alla probabilità che questo processo avvenga nell'unità di tempo. Il carattere probabilistico del processo di decadimento fa sì che l'occorrenza di ciascun processo sia completamente indipendente dagli altri. Il risultato è che il sistema globalmente subirà il decadimento con una probabilità totale legata alla costante λ pari alla somma delle diverse costanti di decadimento, ossia $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots$

Quando decade, il nucleo di un radioisotopo si trasforma spesso nell'isotopo di un diverso elemento, che a sua volta può essere instabile. Possono nascere così catene di decadimenti (*serie radioattive*) che finiscono quando si forma un isotopo stabile. Esempi di catene radioattive di elementi pesanti legati principalmente da decadimenti α verranno dati nel prossimo capitolo. L'appartenenza ad una catena radioattiva giustifica l'esistenza in natura di alcuni radioisotopi naturali a vita breve. Anche se decadono in tempi brevi, nuovi elementi vengono comunque continuamente creati da progenitori caratterizzati invece da tempi di decadimento lunghissimi. Se consideriamo il caso di un insieme di nuclidi padri N_1 che decadono con costante di decadimento λ_1 trasformandosi in nuclidi N_2 che decadono a loro volta con costante λ_2 , è possibile ricavare che la popolazione dei due tipi di nuclidi soddisfa le leggi temporali

$$N_1(t) = N_1(t=0) e^{-\lambda_1 t} \quad ; \quad N_2(t) = \lambda_1 N_1(t=0) \left[e^{-\lambda_1 t} / (\lambda_2 - \lambda_1) + e^{-\lambda_2 t} / (\lambda_1 - \lambda_2) \right]$$

Ora, nel caso particolare che $\lambda_2 \gg \lambda_1$ (ossia il tempo di decadimento del padre è molto maggiore di quello del figlio), dopo un certo tempo si ha che

$$N_2(t) = (\lambda_1 / \lambda_2) N_1(t=0) e^{-\lambda_1 t} = (\lambda_1 / \lambda_2) N_1(t)$$

ossia il numero dei nuclei figli è una frazione fissa di quello del padre. Se i nuclei padri vivono così a lungo che il numero possa essere considerato costante, possiamo considerare come costante anche il numero di nuclei figli (e questo nonostante che questi decadano in tempi brevi). Le corrispondenti attività si ottengono moltiplicando il numero di elementi per la corrispondente costante di decadimento. In questo caso otteniamo che le attività del padre e del figlio sono eguali. Perciò il numero di elementi del nucleo figlio creati nell'unità di tempo corrisponde esattamente al numero di elementi figli che decadono. Questa situazione è normalmente definita

come un equilibrio secolare.

Oltre alle catene α , un altro esempio di decadimento successivo è dato, come vedremo nel prossimo capitolo, da decadimenti β seguiti da un decadimento gamma (decadimenti β, γ). Anche in questi casi il decadimento γ è molto più veloce di quello iniziale β , perciò la dipendenza temporale dell'attività γ sarà completamente determinata dalla costante di decadimento del primo processo.

Da ultimo è importante osservare che nei sistemi biologici, accanto al tempo di dimezzamento fisico dovuto al decadimento, esiste un tempo di dimezzamento biologico $t_{1/2}(\text{biol})$, definito come il tempo necessario ad un organismo per eliminare metà di una sostanza attraverso un meccanismo prettamente biologico (urina, traspirazione, materia fecale, etc). Questo tempo biologico può riferirsi ad un determinato organo o a tutto il corpo, e varia secondo le condizioni e l'età dell'individuo. Analogamente alla costante di decadimento fisica si definisce una costante di decadimento biologica $\lambda(\text{biol}) = \ln(2)/t_{1/2}(\text{biol})$, e una costante totale di decadimento effettiva $\lambda(\text{tot}) = \lambda + \lambda(\text{biol})$. Allo stesso modo il tempo di dimezzamento totale effettivo $t_{1/2}(\text{tot})$ si potrà esprimere in funzione dei tempi di dimezzamento fisico $t_{1/2}$ e biologico $t_{1/2}(\text{biol})$. Data la dipendenza inversa tra costante di decadimento e tempo di dimezzamento, la relazione non sarà lineare (in altre parole si sommano non i tempi ma i loro inversi). Si ottiene

$$t_{1/2}(\text{tot}) = t_{1/2} t_{1/2}(\text{biol}) / (t_{1/2} + t_{1/2}(\text{biol}))$$

dando un valore totale che è sempre minore dei valori singoli fisico e biologico (più possibilità di decadere portano inevitabilmente ad un più breve tempo di sopravvivenza).

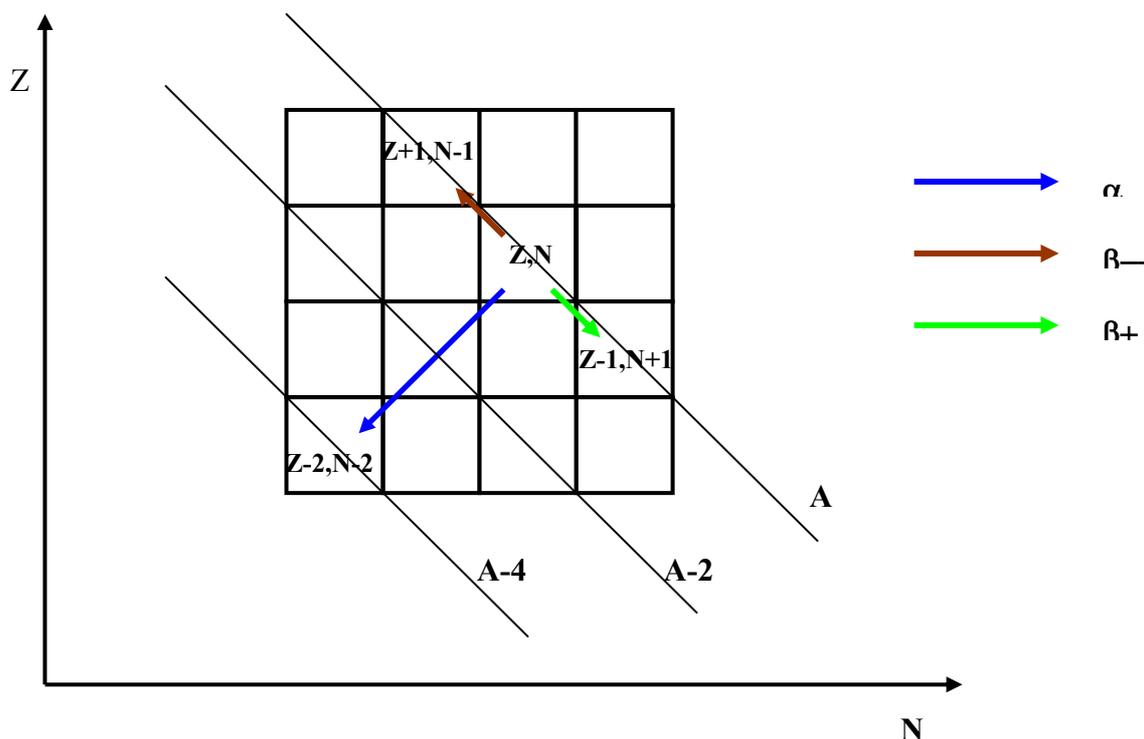
Va notato che isotopi di uno stesso elemento hanno le stesse proprietà chimiche e pertanto presentano la stessa costante di decadimento (e tempo di dimezzamento) biologica. Ad esempio, i due isotopi radioattivi dello iodio (^{125}I e ^{131}I), che hanno tempi di decadimento fisici diversi (59.4 e 8 giorni) hanno entrambi lo stesso tempo di decadimento biologico (circa 138 giorni), portando a tempi di dimezzamento totali di 41.8 e 7.6 giorni, rispettivamente.

Capitolo 4. I decadimenti più diffusi e le associate radiazioni

Come illustrato fin qui, il denominatore comune dei decadimenti radioattivi è una trasformazione che porta il sistema ad uno stato con energia minore, con conseguente rilascio dell'energia guadagnata sotto forma di una qualche radiazione. Questo non significa tuttavia che tutti i processi di decadimento siano riconducibili ad uno stesso meccanismo. Anche se comunque sono le forze nucleari forti che determinano le differenze di energia, diverse possono essere le forze che danno luogo a questi processi. In particolare, considerando i più diffusi processi di decadimento, le interazioni forti, deboli e elettromagnetiche sono responsabili, rispettivamente, dei processi che vanno sotto il nome di decadimenti α , β e γ . Questi processi si distinguono per il tipo di radiazione emessa, ossia per il meccanismo e le modalità con cui viene liberata l'energia. Nei primi due casi, come già accennato, abbiamo una radiazione di tipo corpuscolare con particelle dotate di carica positiva e negativa, rispettivamente, mentre nel terzo caso abbiamo una radiazione di tipo elettromagnetico.

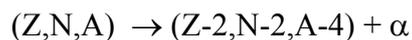
4.1 Decadimento alfa

Il decadimento α è un processo interamente dovuto alle interazioni forti in cui un nucleo acquista una configurazione ad energia inferiore emettendo un nucleo di ${}^4\text{He}$, quella che viene abitualmente indicata come particella α . Poiché nel decadimento devono

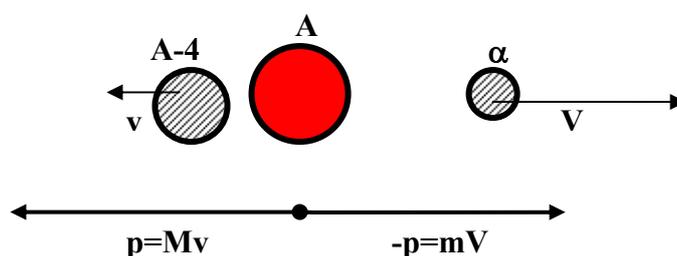


4.1. Porzione della tabella dei nuclidi in cui viene evidenziato lo spostamento del nucleo che decade a seguito di decadimenti α e β . Sono anche tracciate le linee con numero di massa A costante, lungo le quali si muovono i nuclidi per effetto di decadimenti β .

conservarsi sia la carica totale che il numero di massa totale, il processo è schematizzabile come



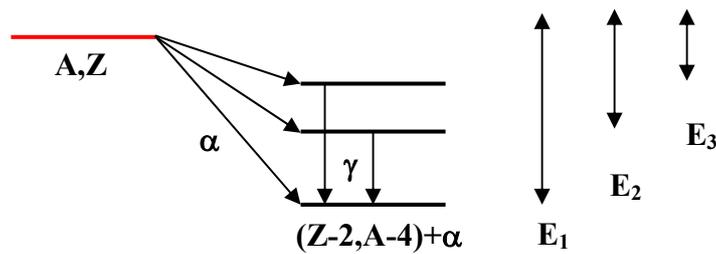
Il nucleo residuo è perciò un elemento diverso da quello iniziale (con numero atomico che diminuisce di due unità) con numero di massa che diminuisce di quattro unità. Nella carta dei nuclidi, perciò, il processo corrisponde ad un salto di due caselle in diagonale (vedi figura 4.1). Un esempio tipico è il decadimento dell'uranio-238, che porta al residuo torio-234 più una particella α . Questo processo è possibile da un punto di vista energetico, ed avviene in modo spontaneo, perchè la somma delle massa dei due residui ($m(^{234}\text{Th})+m(\alpha)$) è minore della massa iniziale $m(^{238}\text{U})$, e il processo libera perciò un'energia Q pari a $(\Delta m)c^2$. Nel caso specifico Q vale 4.274 MeV. Questo è il valore dell'energia cinetica totale acquistata dai due frammenti. La conservazione della quantità di moto (vedi figura 4.2) impone che l'energia non possa essere divisa in modo



4.2. Rappresentazione schematica del processo di decadimento del nucleo di massa A , che si frammenta in una particella α più un nucleo residuo di massa $(A-4)$. La diversa massa dei frammenti e la conservazione della quantità di moto porta a velocità (e perciò energie cinetiche) diverse per i due frammenti.

arbitrario tra i due frammenti, ma in modo inversamente proporzionale alle loro masse. L'energia che va alla particella α è perciò $E_\alpha = ((A-4)/A) \cdot Q$, nel caso in esame pari a 4.20 MeV, mentre l'energia cinetica del residuo è molto minore, praticamente nulla nel limite di grandi A . Sarà perciò eventualmente la particella α ad uscire come radiazione dal materiale radioattivo.

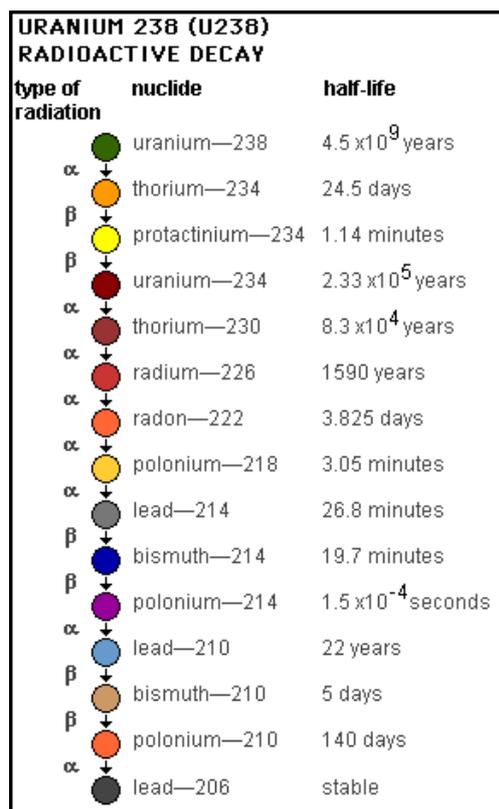
Lo spettro energetico della particella α non è tuttavia in generale costituito da un solo valore (o riga). È infatti spesso possibile che il decadimento α , invece di popolare direttamente lo stato fondamentale del nucleo residuo, ne vada a popolare stati eccitati, che poi immediatamente decadono emettendo radiazione elettromagnetica. Il processo viene perciò in questo caso espresso come (α, γ) , e il relativo spettro energetico sarà sempre discreto, ma caratterizzato da più righe (E_1, E_2, E_3, \dots). Il processo è schematicamente illustrato in figura 4.3.



4.3. Schema dei processi di decadimento α e (α,γ) . In ordinata è riportata l'energia, e sono indicati lo stato fondamentale e possibili livelli eccitati del nucleo residuo.

I decadimenti α sono caratteristici degli elementi pesanti oltre il Piombo. In questa regione, in generale, i nuclei figli (residui) del decadimento sono a loro volta soggetti ad un nuovo decadimento. Si creano così le cosiddette catene radioattive. In natura si conoscono tre principali catene di decadimento, dette catene del torio, del radio e dell'attinio: iniziano rispettivamente dal torio-232, dall'uranio-238 e dall'uranio-235, e finiscono tutte con isotopi stabili del piombo. Poiché nei decadimenti α il numero di massa varia di 4 unità (mentre nei possibili decadimenti β della catena il numero di massa non varia), ne consegue che in ciascuna catena i numeri di massa possibili differiscono tra loro per multipli di 4 unità. Nelle tre catene citate, ad esempio, i numeri di massa soddisfano alle formule $A=4n$, $4n+2$ e $4n+3$ rispettivamente, che perciò individuano le tre catene. La quarta possibile catena, quella data dalla formula $A=4n+1$, detta del Neptunio e originata dal ^{237}Np , è praticamente scomparsa dato il tempo di dimezzamento relativamente breve del ^{237}Np (2 milioni di anni) e dei suoi nuclei figli, in confronto all'età della terra. Esistono anche catene radioattive artificiali, tra le quali la più importante è quella del plutonio, prodotto in grandi quantità nei reattori nucleari.

La catena naturale originata dal ^{238}U è illustrata nella figura 4.4, con l'indicazione per ciascun processo del tempo di dimezzamento. A questa catena appartiene il radon-222 cui è dovuta gran parte della dose naturale assorbita dall'ambiente. A differenza infatti dei suoi predecessori e figli, tutti solidi, il radon è un gas nobile, che riesce pertanto a uscire dal suolo ed entrare nell'atmosfera. Essendo un gas pesante, tende ad essere presente nei piani bassi, in particolare negli ambienti interrati. In presenza di scarsa ventilazione, perciò, tende ad accumularsi nelle aree chiuse. Privo di colore ed odore, può essere in parte dissolto in acqua ed essere perciò ingerito col cibo o l'acqua, ma principalmente viene inalato, attaccato a polveri o aerosoli che vengono in parte trattenuti nei polmoni. Decadendo secondo processi di tipo α , tenderà perciò principalmente a danneggiare i tessuti polmonari.



4.4 Illustrazione della catena radioattiva del radio, che ha come capostipite il ^{238}U . Per ogni decadimento sono illustrati la natura (α o β -) e il tempo di dimezzamento.

Già agli albori della fisica nucleare Geiger e Nuttall notarono una correlazione tra l'energia della particella α emessa e la probabilità che il decadimento avvenga. Esempi di decadimenti α con relative energie di decadimento e tempi di dimezzamento sono elencati nella tabella.

Isotopo	$E_{\alpha}(\text{MeV})$	$t_{1/2}$
^{232}Th	4.01	1.4×10^{10} y
^{238}U	4.19	4.5×10^9 y
^{230}Th	4.69	8.0×10^4 y
^{241}Am	5.64	433 y
^{230}U	5.89	20.8 d
^{210}Rn	6.16	2.4 h
^{220}Rn	6.29	56 s
^{222}Ac	7.01	5 s
^{215}Po	7.53	1.8 ms
^{218}Th	9.85	0.11 μs

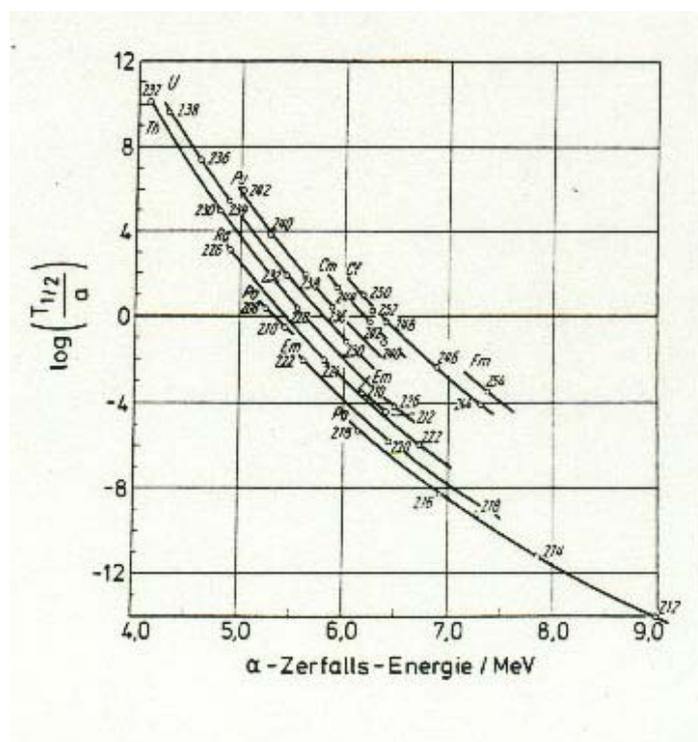
Tab. 1. Energia E_{α} delle particelle α e tempi di dimezzamento per decadimenti α da diversi nuclei (y:anno, d:giorno, h:ora, m:minuto; s:secondo).

Come abbiamo visto, la probabilità del decadimento è inversamente proporzionale al tempo di dimezzamento. Ora è chiaro dai dati che ad una minore energia di decadimento corrisponde un tempo di dimezzamento più lungo, ma è notevole che questo tempo di dimezzamento vari di più di 20 ordini di grandezza al solo raddoppiare dell'energia. L'analisi dei dati spinse Geiger e Nuttal (1912) a proporre una legge empirica che lega il logaritmo del tempo di dimezzamento all'inverso della radice dell'energia E_α della particella

$$\ln(t_{1/2}) = k/\sqrt{E_\alpha}$$

La figura 4.5 originale mostra l'ottimo accordo tra i dati allora disponibili (punti) e la legge empirica (linee). La legge di Geiger e Nuttal troverà la sua spiegazione con Gamow che interpreterà il processo di decadimento come il passaggio di una particella α

attraverso la barriera di potenziale Coulombiana, processo proibito dalla meccanica classica ma consentito dalla meccanica quantistica (effetto tunnel). I valori in ordinata (notare che è riportato non il tempo di dimezzamento ma il suo logaritmo) spiegano anche perchè nella figura non vengano riportati dati con energie per le particelle



4.5. Tempi di dimezzamento ed energie delle particelle α . Ogni punto rappresenta un particolare nucleo che decade α . In ordinata è riportato il logaritmo del tempo di dimezzamento (espresso in anni), mentre in ascissa c'è l'energia della particella α (in MeV). Le curve sono le predizioni del modello di Geiger e Nuttal.

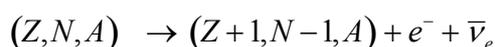
α minori di 4 MeV. In quei casi il tempo di dimezzamento è talmente grande che la probabilità di un evento è praticamente nulla e rende praticamente impossibile ogni rilevazione.

4.2 Decadimenti β e i processi di cattura elettronica

I processi di decadimento β sono di natura diversa rispetto a quelli di tipo α . In questo caso responsabile del decadimento è l'azione di una forza particolare che agisce tra le particelle elementary. Per la sua ridotta intensità rispetto alla forza nucleare forte è tradizionalmente classificata come forza debole. L'effetto di questa forza è la possibile trasformazione, all'interno di un nucleo, di un neutrone in un protone o di un protone in un neutrone, mantenendo costante il numero totale di massa A . Un esempio del primo tipo è il decadimento del nucleo ^{14}C , isotopo con $Z=6$ e $N=8$, che si trasforma nel sistema con $Z=7$ e $N=7$, ossia nel nucleo ^{14}N . Un esempio del secondo tipo è dato da un altro isotopo del carbonio, il ^{11}C , con $Z=6$ e $N=5$, che si trasforma nel sistema con un protone in meno, $Z=5$, e un neutrone in più, $N=6$, ossia in ^{11}B .

Come al solito, questi processi avverranno spontaneamente se favorevoli da un punto di vista energetico. Nella carta dei nuclidi questo tipo di processi favorirà lo spostamento dei sistemi nucleari verso la valle di stabilità (vedi figura 2.3). Nuclei ricchi di neutroni tenderanno a decadere secondo la prima modalità, quelli ricchi di protoni secondo la seconda. Per la conservazione della carica totale il primo processo sarà accompagnato dall'emissione di un elettrone, carico negativamente. Questo processo viene indicato come un decadimento β^- . Nel secondo caso verrà emesso un positrone, e il processo sarà indicato come β^+ . Elettroni e positroni sono spesso indicati come particelle β e particelle β^+ .

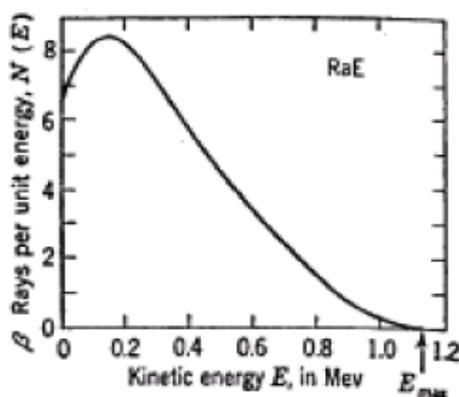
Il primo processo (β^-) è schematizzabile come



La presenza dell'ultima particella, o meglio antiparticella $\bar{\nu}_e$ (antineutrino elettronico), è in grado di spiegare lo spettro energetico delle particelle β uscenti ⁸. Se

⁸ Senza i neutrini gli elettroni nel decadimento β sembrano violare il principio di conservazione dell'energia. Sappiamo che la legge della conservazione dell'energia è uno dei punti fermi della fisica e perciò Wolfgang Pauli, nel 1930, propose che una seconda particella (non rilevata) venisse emessa contemporaneamente all'elettrone. Questa nuova particella priva di massa, apparentemente così difficile da individuare, venne chiamata neutrino (ovvero, piccola entità neutra), e poteva spartire l'energia con l'elettrone. In questo modo, l'energia totale poteva essere conservata. L'idea di Pauli era radicale, ma divenne una parte importante nella teoria del decadimento β proposto da Enrico Fermi nel 1934. I neutrini sono eccezionalmente difficili da scoprire. Milioni di neutrini attraversano senza interagire il nostro corpo ogni secondo, e anche un corpo grande quanto la Terra riesce raramente a fermare un neutrino. Non è quindi sorprendente che non fosse prima del 1956 (molto dopo le teorie di Pauli e Fermi) che Reines e Cowan potessero annunciare di aver rivelato i neutrini. Oggi i neutrini svolgono un ruolo importante nell'astronomia e nella cosmologia, oltre che nella fisica nucleare. Recenti evidenze sia da misure di radiazione da supernove sia da esperimenti nei laboratori sotterranei indicano la possibilità che anche il neutrino possa essere dotato di un massa, ancorché estremamente piccola (minore di $30 \text{ eV}/c^2$)

il processo coinvolgesse il solo elettrone nello stato finale, questo dividerebbe come nel caso del decadimento α l'energia guadagnata nella trasformazione in parti ben precise. Nel caso di una sorgente costituita da tanti nuclei, perciò, tutti gli elettroni uscirebbero con la stessa energia cinetica, e lo spettro energetico sarebbe perciò monocromatico (o al più con poche righe discrete). L'evidenza sperimentale, al contrario, è di uno spettro energetico continuo (vedi in figura 4.6 lo spettro originato dal decadimento del ^{137}Cs). Lo spettro continuo implica uno stato finale a tre particelle. In ogni singolo decadimento, elettrone e antineutrino si dividono in modo diverso l'energia a disposizione (al nucleo residuo, che ha massa molto maggiore, non va praticamente alcuna energia cinetica) e alla fine avremo un insieme di elettroni con energie variabili. L'energia minima sarà zero (nel caso in cui l'antineutrino prende tutta l'energia), all'altro estremo l'energia massima sarà pari all'energia a disposizione. Data la massa nulla (o molto piccola) dell'antineutrino, l'energia media dell'elettrone è circa pari ad un terzo di quella massima. Informazione, questa, importante dal punto di vista dosimetrico per l'assorbimento delle radiazioni: dato che il neutrino ha probabilità praticamente nulla di



4.6. Spettro energetico degli elettroni emessi dal decadimento β del ^{137}Cs . In ordinata il numero di elettroni (per unità di energia) con una certa energia cinetica E_β . La freccia evidenzia il valore massimo, corrispondente al caso in cui l'elettrone acquista tutta l'energia a disposizione.

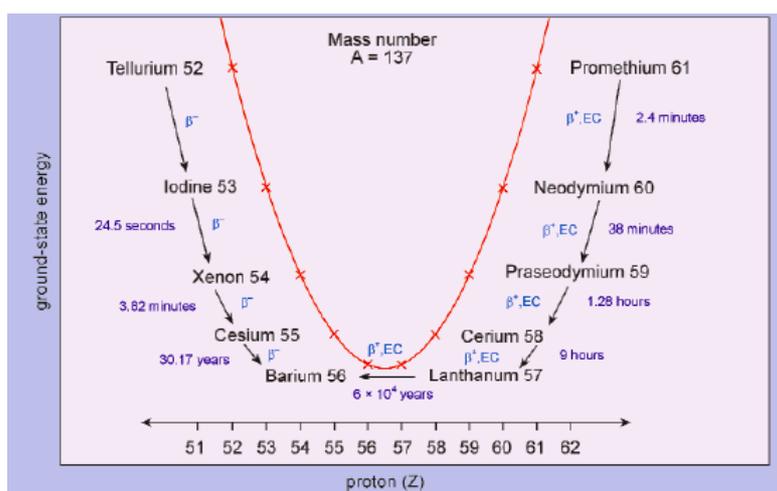
essere assorbito da un possibile materiale che circondi la sorgente radioattiva, è l'energia dell'elettrone quella rilevante per l'assorbimento.

Esempi di decadimenti β^- sono elencati nella tabella, che riporta nucleo iniziale, nucleo residuo, guadagno in energia e tempo di dimezzamento. L'elemento più leggero a decadere secondo un processo β^- , dopo il caso del neutrone libero che abbiamo già discusso, è il trizio, l'isotopo dell'idrogeno con due neutroni (^3H), tradizionalmente indicato dal simbolo t. La massa del t è maggiore della somma della massa dell' ^3He e di un elettrone, e il nucleo di trizio può perciò decadere nell'elio ^3He , liberando 18.6 keV, con un tempo di dimezzamento di 12.3 anni.

Nucleo iniziale	Nucleo residuo	Tipo di decadimento	Energia	$t_{1/2}$
^3H	^3He	β^-	18.6 keV	12.3 y
^{11}C	^{11}B	β^+ , EC	1.98 MeV	20 m
^{14}C	^{14}N	β^-	156 keV	5730 y
^{18}F	^{18}O	β^+ , EC	1.66 MeV	109 m
^{40}K	^{40}Ca , ^{40}Ar	β^- , β^+ , EC	1.311 MeV 1.50 MeV	$1.3 \cdot 10^9$ y
^{60}Co	^{60}Ni	β^-	2.82 MeV	3.27 y
^{123}I	^{123}Te	β^+ , EC	1.23 MeV	13.2 h
^{131}I	^{131}Xe	β^-	970 keV	8.0 d
^{137}Cs	^{137}Ba	β^-	1.17 MeV	30 y
^{169}Yb	^{169}Tm	EC	909 keV	32 d
^{192}Ir	^{192}Pt	β^-	1.46 MeV	73.8 d

Tab. 2. Decadimenti β . Per ogni decadimento viene indicato il nucleo iniziale, il nucleo residuo, il tipo di decadimento, l'energia liberata e il tempo di dimezzamento (y:anno, d:giorno, h:ora, m:minuto; s:secondo).

A differenza del decadimento α , non sembra esserci relazione tra energia di decadimento β e probabilità di decadimento. La probabilità che un processo β - (energeticamente possibile) avvenga, è principalmente legato alla natura degli stati nucleari iniziale e finale, in particolare ai loro spin, e in generale alla vicinanza o meno alla valle di stabilità. A parità di altre condizioni in generale la probabilità che il processo avvenga è tanto maggiore quanto il sistema si allontana dalla stabilità. Come esempio, si veda la figura 4.7, in cui si riportano (con i tempi di dimezzamento) i vari processi β che coinvolgono gli elementi con numero di massa $A=137$. I



4.7. Serie di nuclei con stesso numero di massa ($A=137$). La curva (di andamento parabolico) con le energie di massa dei diversi nuclei individua il nucleo stabile con energia minima (^{137}Ba , $Z=56$). Gli altri nuclei decadono β^- o β^+ verso il nucleo più stabile. Per ogni decadimento è riportato il tempo di dimezzamento, che cresce all'allontanarsi dal fondo della valle di stabilità.

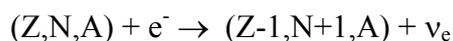
processi di decadimento β^- (parte sinistra della figura) fanno decadere in modo successivo i vari nuclei verso il nucleo stabile, in questo caso il ^{137}Ba (l'elemento bario ha 56 protoni). Dall'altra parte, sono indicati i sistemi con un eccesso di protoni, che decadono con processi di tipo simmetrico anch'essi verso il nucleo stabile.

Questo processo di decadimento speculare al decadimento β^- è il processo di decadimento β^+ . In questo caso, sempre per l'azione delle forze deboli, un protone all'interno di un nucleo si trasforma in un neutrone, con l'emissione di un positrone e di un neutrino. Come nel caso del decadimento β^- con l'emissione dell'elettrone, non si tratta dell'emissione di particelle già esistenti all'interno del nucleo, ma della loro creazione ex-novo. Il processo è schematizzabile nella forma



Anche in questo caso, la presenza di tre corpi nello stato finale dà origine ad uno spettro energetico continuo per l'energia del positrone, con energia massima quella corrispondente al guadagno energetico del nucleo residuo. Esempi di decadimenti β^+ sono anch'essi elencati nella tabella. Si tratta di nuclei che si trovano nella parte ricca di protoni rispetto alla valle di stabilità (zona rossa nella figura 2.3 della carta dei nuclidi). Tra essi vediamo il già citato ^{11}C (che decade al nucleo ^{11}B con tempo di dimezzamento di circa 20 minuti) e l'isotopo ^{18}F (che decade a ^{18}O con tempo di circa 110 minuti). In entrambi i casi si tratta di elementi a vita relativamente breve, per questo utilizzati in campo medico all'interno di un organismo, ma che proprio per lo stesso motivo non sono più presenti in natura, e devono pertanto essere prodotti in un laboratorio nucleare per mezzo di reazioni nucleari.

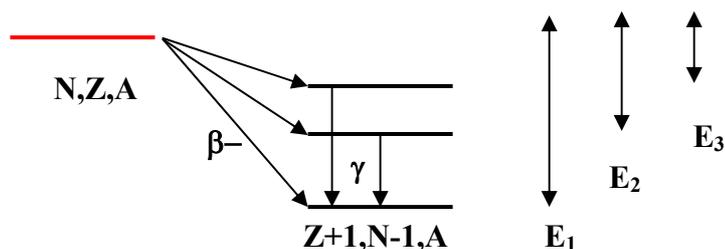
Un processo di natura diversa che porta, dal punto di vista del nucleo, allo stesso residuo e che perciò compete normalmente con il processo β^+ è il processo di cattura elettronica (EC). Il processo consiste nella cattura da parte di un nucleo di uno dei suoi elettroni orbitali, con l'emissione di un neutrino, e con il risultato netto di trasformare un protone in un neutrone. Il processo è perciò schematizzabile nella forma



Normalmente sono gli elettroni dell'orbita più interna ad essere catturati (tipicamente dall'orbitale K), e il processo è anche chiamato cattura-K. In generale questo processo compete con quello β^+ ed è perciò normalmente specificata separatamente la probabilità di decadere secondo i due meccanismi. Il processo EC ha regole di selezione e dipendenza dall'energia diverse da quello β^+ , per cui in alcuni casi prevale l'uno, in altri l'altro. Va notato, comunque, che da un punto di vista di bilancio energetico i due processi sono diversi. Nel caso del decadimento β^+ va creato un positrone, e la sua energia di massa si porta via una parte dell'energia guadagnata nel decadimento (va ricordato che $m_e=0.511 \text{ MeV}/c^2$). Nel caso della cattura elettronica avviene l'inverso, dato che scompare un elettrone e la sua energia di massa viene messa a disposizione del sistema. In altre parole il decadimento β^+ è energeticamente più costoso. Ora, se l'energia del decadimento è di parecchi MeV la differenza non è sostanziale, ma può accadere che un nucleo possa decadere per cattura elettronica mentre non abbia la possibilità energetica di decadere β^+ . È questo

il caso dell'isotopo del berillio ${}^7\text{Be}$, che si trasforma in litio ${}^7\text{Li}$ solo per cattura elettronica (secondo la reazione ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$).

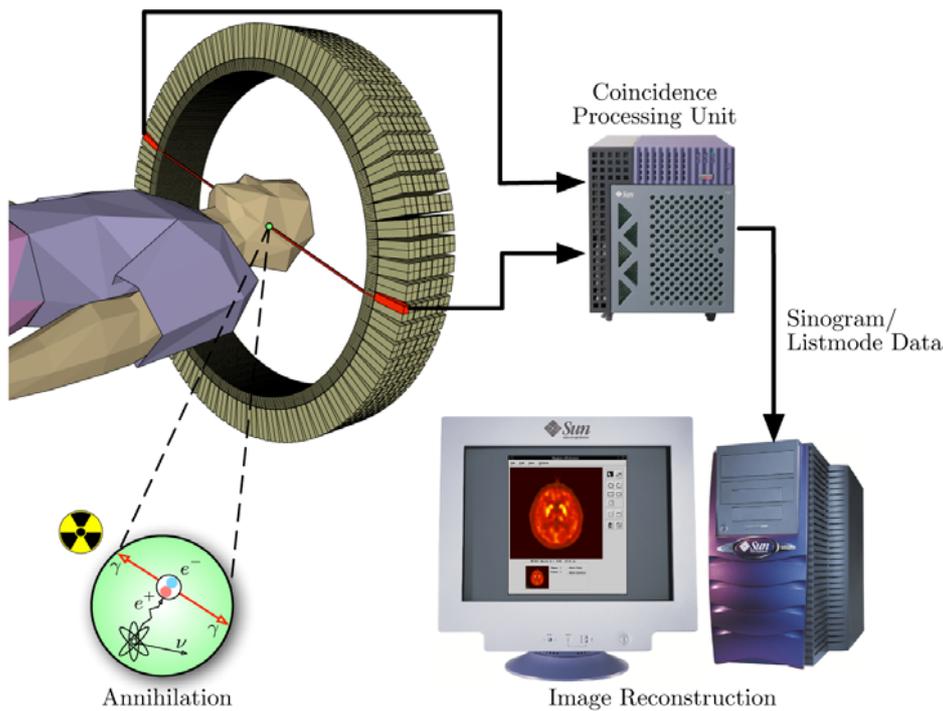
Come nel caso del decadimento alfa, i processi di decadimento beta (sia di un tipo che dell'altro) possono essere accompagnati da un successivo decadimento di tipo elettromagnetico (processi (β, γ)). Anche in questo caso questi processi si spiegano con transizioni beta che non popolano direttamente lo stato fondamentale del nucleo figlio, ma i suoi stati eccitati. Il processo è schematicamente rappresentato in figura 4.8 nel caso di decadimenti (β^-, γ) .



4.8. Schema dei processi di decadimento β e (β, γ) . In ordinata è riportata l'energia, e sono indicati lo stato fondamentale e possibili livelli eccitati del nucleo residuo.

Nel caso del processo di cattura elettronica, la lacuna lasciata dall'elettrone catturato dal nucleo viene colmata da un elettrone proveniente dagli orbitali superiori, ed il processo è perciò in generale accompagnato dall'emissione di un raggio X.

Un importante esempio di applicazione in medicina della disintegrazione di tipo β^+ è dato dalla Tomografia ad Emissione di Positroni (nota più comunemente come PET). Quando composti a basso contenuto di isotopi di breve durata come i nuclei ${}^{11}\text{C}$ o il ${}^{18}\text{F}$ vengono iniettati nel paziente, possono essere seguiti nel momento in cui si concentrano in particolari organi. Ciò è possibile perché decadono emettendo positroni e queste particelle incontrano molto velocemente le loro anti-particelle, gli elettroni. Quando ciò accade, sappiamo che le due particelle rapidamente si annichilano l'una con l'altra e vengono emessi due fotoni energetici in direzione opposta. Il paziente deve essere quindi circondato da rivelatori in grado di rivelare l'arrivo di questi fotoni γ (vedi figura 4.9). Quando due rivelatori segnalano l'arrivo di due fotoni nel giro di un tempo tra loro inferiore al microsecondo, possiamo assumere che i due fotoni provengano dallo stesso evento e siano pertanto i due fotoni risultanti dall'annichilazione. Il punto in cui sono decaduti il ${}^{11}\text{C}$ o il ${}^{13}\text{N}$ deve perciò stare lungo la congiungente i due punti dove sono stati rivelati i gamma. Individuando più coppie di fotoni, da opportuni incroci possiamo risalire al punto in cui si trovano gli elementi radioattivi. Seguendo i processi di decadimento per un certo periodo, si riesce ad avere una mappatura dei precisi cambiamenti nelle concentrazioni degli elementi chimico-biologici. Si apre così la strada per uno studio funzionale del cuore,



4.9. Schema di attrezzatura per PET

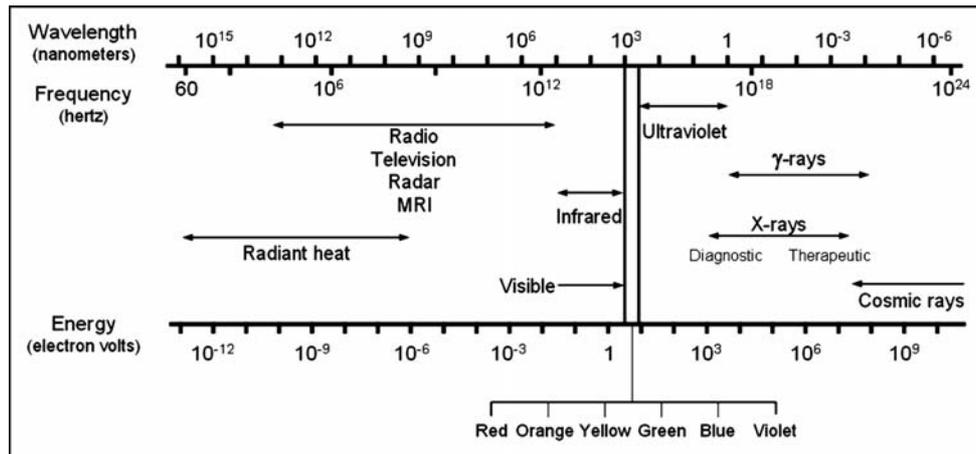
del cervello e di altri organi, con la possibilità di emettere diagnosi sulle loro affezioni. Si può, ad esempio, individuare con precisione il danno cerebrale subito in seguito ad un trauma.

4.3 Raggi X

Le radiazioni prodotte da decadimenti radioattivi non sono tutte di tipo corpuscolare, come nel caso delle particelle α e β . Un ruolo fondamentale è giocato anche dalle radiazioni di tipo elettromagnetico. Prima di discutere le radiazioni γ , che sono le specifiche radiazioni elettromagnetiche associate con le transizioni nei sistemi nucleari, discutiamo brevemente il caso dei raggi X. I raggi X, come i raggi γ , sono onde di tipo elettromagnetico, esattamente come le onde radio, le onde per la telefonia mobile, le onde dei forni a microonde e le radiazioni ottiche. Si differenziano tra loro solo per l'origine e la frequenza che le caratterizza. Ricordiamo che ogni tipo di onda (anche quelle meccaniche, come le onde sonore) corrisponde ad una variazione periodica, sia nello spazio che nel tempo, di una qualche quantità che può essere lo spostamento da una posizione di equilibrio nel caso di onde meccaniche o il valore del campo elettromagnetico nel caso di onde luminose. Ogni onda è così caratterizzata da un periodo (ciclo temporale) e da una lunghezza d'onda λ (distanza spaziale tra due fronti d'onda). Il numero di periodi per unità di tempo è la frequenza ν , misurata in Hertz ($\text{Hz}=\text{s}^{-1}$). Lunghezza d'onda e frequenza sono legate tra loro dalla velocità di propagazione V ($\lambda \cdot \nu = V$), che nel caso elettromagnetico nel vuoto è pari, per tutte le frequenze, alla velocità della luce c ($c=3 \cdot 10^8$ m/s). I valori della lunghezza d'onda delle onde elettromagnetiche variano da valori molto grandi, dell'ordine dei metri per

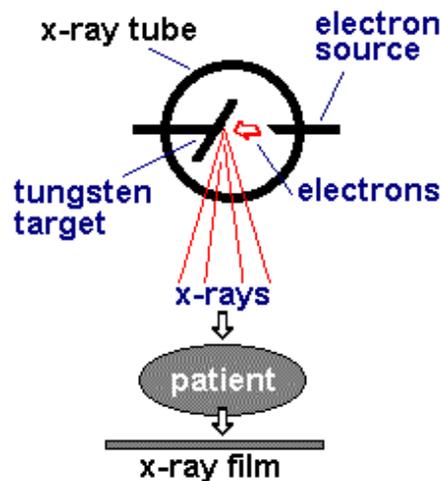
le onde radio, ai micron per le onde visibili, ai $10^{-9} - 10^{-13}$ m per raggi X e γ . L'intero spettro è schematicamente illustrato in figura 4.10.

Per frequenze ottiche o per lunghezze d'onda ancora minori (raggi X e γ) la radiazione elettromagnetica presenta tratti di tipo corpuscolare e l'energia si propaga per pacchetti (fotoni), ciascuno con energia $h\nu$. Raggi X e γ , come le altre radiazioni elettromagnetiche, sono indistinguibili, se non per la loro origine. I raggi γ originano dall'energia in eccesso emessa da un nucleo quando decade verso una configurazione più stabile, mentre i raggi X sono originati attraverso interazioni esterne al nucleo. In



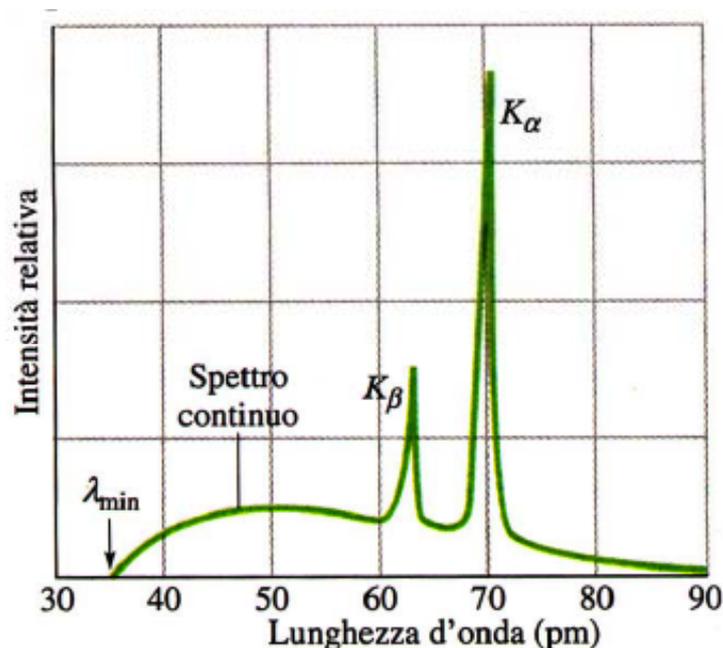
4.10. Rappresentazione schematica dello spettro delle onde elettromagnetiche, dalle onde termiche e radio alle onde luminose e i raggi X e γ . Sulle diverse scale (equivalenti) sono riportati i valori dell'energia, della frequenza e della lunghezza d'onda.

particolare raggi X possono essere ottenuti dalla conversione in radiazione elettromagnetica di parte dell'energia cinetica di elettroni accelerati tramite una differenza di potenziale. Questo è quello che viene ottenuto in un classico tubo a raggi-X (vedi figura 4.11).



4.11. Schema di tubo per produzione di raggi X

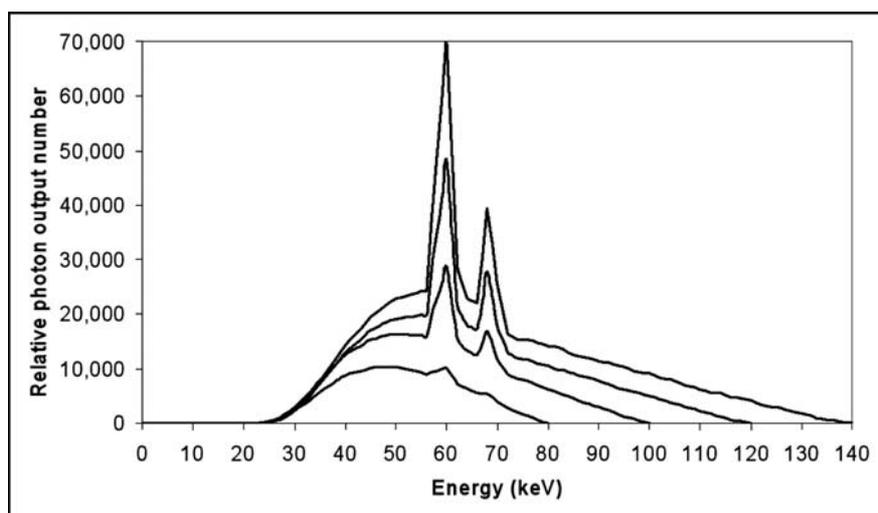
All'interno di un tubo in cui si sia fatto il vuoto, viene creata una differenza di potenziale (dell'ordine di 50-150 kV) tra anodo e catodo, situati ad una piccola distanza (1-2 cm). Il catodo è costituito da un filamento che viene riscaldato per effetto Joule (passaggio di corrente) ed emette elettroni per effetto termoionico. Questi elettroni vengono accelerati dalla differenza di potenziale e acquistano un'energia cinetica E_e pari al prodotto della carica per la tensione applicata (perciò dell'ordine di 50-150 keV). La corrente elettronica, perciò il flusso di elettroni, può essere regolato variando la temperatura del catodo e la conseguente emissione termoionica. Il fascio elettronico va a colpire l'anodo (tipicamente fatto in tungsteno) e gli elettroni penetrano nel materiale. L'interazione elettrica con le cariche all'interno del materiale fanno rallentare su distanze molto piccole gli elettroni e parte dell'energia cinetica perduta viene emessa come radiazione elettromagnetica (detta radiazione di "bremsstrahlung", che in tedesco significa frenamento).⁹



4.12. Spettro energetico dei raggi prodotti da un tubo per raggi X. Spettro continuo e picchi caratteristici sono indicati. La scala delle energie riporta i valori delle lunghezze d'onda λ (la lunghezza d'onda è inversamente proporzionale all'energia, perciò grandi valori di λ corrispondono a piccoli valori dell'energia). La freccia indica il minimo valore della lunghezza d'onda, legato al valore della tensione acceleratrice.

⁹ Una carica elettrica, comunque accelerata, emette sempre radiazione elettromagnetica. Una normale antenna radio o per telefonia mobile non è altro che una semplice asta di metallo in cui gli elettroni liberi vengono accelerati da una parte all'altra da una tensione alternata che dà luogo ad un moto periodico. La lunghezza d'onda della radiazione emessa è in qualche modo legata all'ampiezza e alla frequenza dell'oscillazione. Abbiamo perciò antenne macroscopiche per le onde radio e "antenne" microscopiche per la radiazione luminosa, gli X e i γ . Da notare che in tutti i casi l'onda (o il fotone) sono preferibilmente emessi perpendicolarmente alla direzione di vibrazione. Nel caso di un'antenna verticale, ad esempio come nel caso della telefonia mobile, a parità di distanza l'intensità del campo emesso è maggiore di fronte, alla stessa altezza, piuttosto che in un punto situato sotto l'antenna.

Il risultato è uno spettro continuo di energie, vedi figura 4.12, con valore massimo ν_{\max} della frequenza (e il corrispondente valore minimo λ_{\min} della lunghezza d'onda) che corrisponde ai rari casi in cui il fotone emesso ha un'energia pari a tutta l'energia cinetica iniziale dell'elettrone ($h\nu_{\max}=E_e$). Una variazione della tensione acceleratrice varia non tanto l'intensità (ossia il numero) dei raggi X, quanto il limite massimo di frequenza. Come esempio in figura 4.13 sono riportati spettri corrispondenti a tensioni di 80,100,120 e 140 kV, a parità di corrente elettronica. Nota che nella figura è riportato lo spettro in frequenza, perciò l'asse delle ascisse è in qualche modo invertito rispetto alla figura precedente in cui era riportato lo spettro in funzione della lunghezza d'onda. Un'altra possibile interazione degli elettroni incidenti con l'anodo è la rimozione di un elettrone dagli orbitali più interni, a partire da quello a energia minore (orbitale K) agli orbitali via via successivi con energia crescente (L,M,...). Nel caso del tungsteno, ad esempio, le energie di legame degli orbitali K,L e M sono 69.5, 11.5 e 2.5 keV. Perciò un elettrone incidente può rimuovere un elettrone dall'orbitale K se dispone almeno di un'energia pari a 69.5 keV. In questo caso, l'elettrone dall'orbitale K viene emesso dall'atomo, lasciando una lacuna che viene colmata ad esempio da un elettrone dell'orbitale L, con rilascio sotto forma di fotone della differenza di energia.



4.13. Spettri energetici dei raggi prodotti da un tubo per raggi X per valori diversi della tensione acceleratrice (80,100,120,140 kV). La scala delle energie riporta i valori delle frequenze ν .

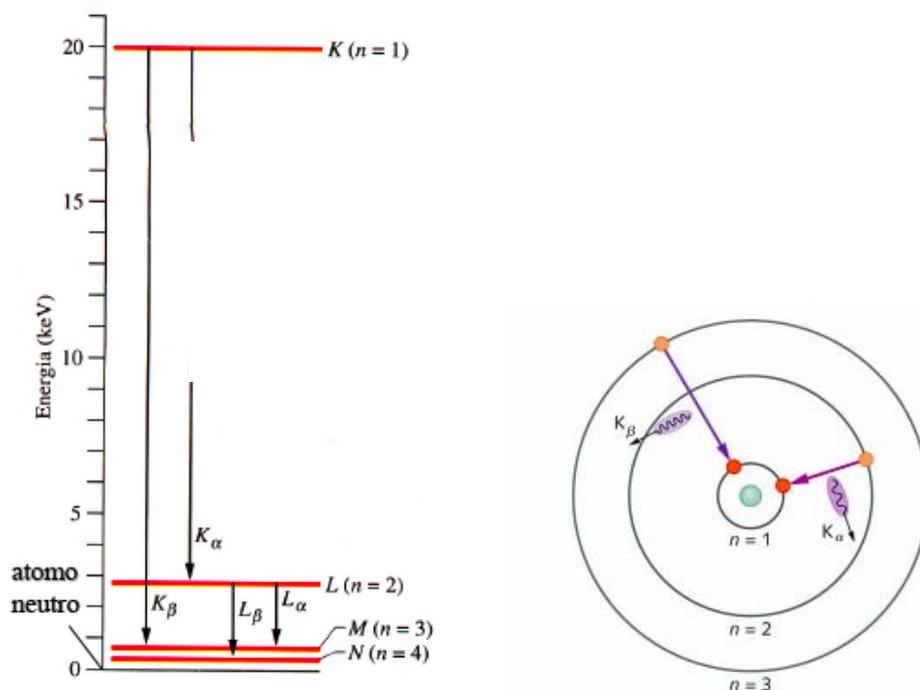
Verrà perciò emesso un raggio X con energia $69.5-11.5= 58$ keV, che corrisponde al picco principale nella figura. Poiché ogni elemento ha valori diversi dei propri livelli elettronici, le frequenze di questi raggi X emessi saranno diversi per ciascun elemento (radiazione X caratteristica). Questi raggi X caratteristici sono l'origine dei picchi visibili negli spettri nelle figure ¹⁰. Il processo e le relative transizioni sono schematizzate nella figura 4.14. Questi raggi X caratteristici vengono perciò utilizzati come indicatori per la determinazione della presenza di particolari elementi in un materiale. Questo è ottenuto ad esempio con la tecnica di indagine nota come PIXE

¹⁰ È anche possibile che il raggio X emesso non riesca a lasciare l'atomo e venga invece assorbito da un elettrone che poi esce dall'atomo. Questo processo è noto come processo Auger e gli elettroni emessi in questo modo come elettroni Auger.

(Emissione di raggi X indotta da Protoni). In questo caso un fascetto di protoni induce l'emissione di raggi X da un materiale e la corrispondente radiazione è analizzata in frequenza. La presenza di picchi caratteristici (i cui valori sono noti elemento per elemento) consente di evidenziare la presenza anche minima di certi elementi.

4.4 Raggi gamma

Come già anticipato, i raggi gamma derivano da radiazioni elettromagnetiche relative a transizioni tra livelli nucleari. Poichè questi hanno energie dell'ordine del MeV, questo è un tipico valore per l'energia di un raggio γ . Questo valore va confrontato con quello di una decina/centinaia di keV caratteristico dei raggi X. Le transizioni elettromagnetiche nei nuclei avvengono in tempi estremamente brevi. Questo fa sì che non possano esistere ancora in natura sulla terra sorgenti dirette di radiazione γ , come nel caso di radiazioni α o β emesse da elementi con vita media confrontabile o più lunga della vita del nostro universo. Raggi γ naturali vengono però prodotti, come abbiamo visto, come prodotti



4.14. Schema dei livelli atomici e delle transizioni che originano i raggi X caratteristici. Notare che la scala dell'energia riporta i valori (positivi) dell'energia di legame, ed è perciò rovesciata rispetto alla scala assoluta delle energie. Il livello più alto corrisponde all'orbitale con energia minore ($n=1$).

lateralmente di decadimenti α o β che non vadano a popolare direttamente gli stati fondamentali dei nuclei figli.¹¹

¹¹ I raggi γ provenienti da decadimenti nucleari hanno perciò energie dell'ordine delle energie dei livelli nucleari, ossia del MeV. Radiazione γ con energia superiore è prodotta per radiazione in laboratori con particolari acceleratori, o arriva sulla terra come parte della radiazione cosmica a seguito di particolari eventi astronomici (ad esempio l'esplosione di una supernova).

Una tipica sorgente di radiazione γ , molto diffusa in campo applicativo, è quella fornita dall'isotopo ^{60}Co . I nuclei di ^{60}Co decadono con processo β^- andando a produrre nuclei dell'isotopo ^{60}Ni . Il tempo di dimezzamento è di 5.27 anni, sufficiente perciò perchè la sorgente resti attiva per un tempo abbastanza lungo da essere utilizzata. Solo una piccola frazione degli eventi di decadimento va però a popolare lo stato fondamentale del ^{60}Ni . Praticamente tutti i decadimenti vanno a popolare un particolare stato eccitato del nucleo, ad energia di eccitazione di circa 2.5 MeV, da cui passa al fondamentale emettendo due raggi γ in sequenza (di energia 1.173 MeV e 1.332 MeV), passando attraverso un altro stato eccitato. I nuclei di ^{60}Co , pertanto, pur non decadendo direttamente γ sono considerati una tipica sorgente di raggi γ .

Sull'emissione (e conseguente rilevazione) di radiazione gamma è basata la tecnica diagnostica nota come SPECT (Single Photon Emission Computerized Tomography). Questa fa uso di isotopi che emettono raggi gamma, come il tecnezio, che vengono utilizzati come "traccianti". Nel momento in cui un tracciante entra in circolazione, può essere seguito da rivelatori che ne misurano la radiazione caratteristica. La procedura utilizza composti chimici che si concentrano in particolari organi, consentendo la mappatura della localizzazione, della forma e della funzione biochimica di tali organi, un'analisi per la quale i raggi X non dispongono di una sufficiente risoluzione.

Il particolare tipo di tecnezio utilizzato come tracciante è il $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Si tratta di un isotopo del tecnezio ¹² in uno stato eccitato con 56 neutroni e 43 protoni. La "m" (che sta per metastabile) indica una proprietà piuttosto inusuale dell'isotopo: è un "isomero", cioè è in uno stato di eccitazione che lo rende instabile, ma con vita molto lunga rispetto alle vite medie degli stati eccitati. In genere i fotoni associati al decadimento vengono emessi entro milionesimi di secondo dalla produzione dello stato eccitato del nucleo, ma ci sono pochi casi in cui si verifica un ritardo. È il caso del $^{99\text{m}}\text{Tc}$, in cui il fotone (di 140 keV) è emesso con notevole ritardo, con un periodo di dimezzamento di sei ore. Questo consente di iniettare il $^{99\text{m}}\text{Tc}$ nel paziente e rivelare la radiazione emessa in tempi ragionevoli. Come vedremo, i raggi gamma riescono, almeno in parte, ad uscire dal paziente ed essere perciò facilmente individuati.

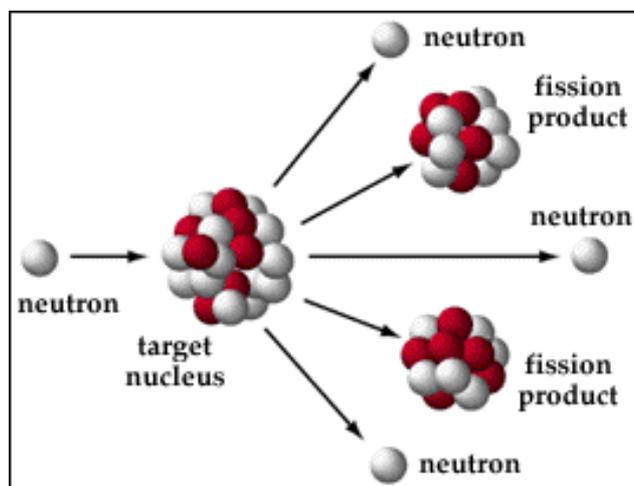
Oltre al tecnezio, in medicina sono fondamentali i radioisotopi di altri elementi come il cobalto, il rame, il cesio e lo iodio. Altri come il fosforo, il calcio, il cromo, il

¹² Il tecnezio è stato uno degli ultimi elementi della tavola periodica ad essere individuato. Quando negli anni trenta praticamente tutti gli elementi della tavola periodica erano stati individuati e studiati, solo pochi erano assenti. Tra questo l'elemento con $Z=43$, prodotto per la prima volta artificialmente da Lawrence a partire dall'elemento precedente (molibdeno) grazie al ciclotrone, l'acceleratore di particelle da lui sviluppato. Il nome tecnezio sta proprio a ricordare che è stato il primo elemento ad essere prodotto grazie a mezzi artificiali o con l'aiuto della tecnica. Gli fu attribuito il simbolo Tc e andò a colmare un vuoto della tavola periodica. Il tecnezio non è reperibile sulla Terra perché non ha isotopi stabili. Anche l'isotopo a vita più lunga ha infatti un periodo di dimezzamento (4 milioni di anni) che costituisce un tempo enorme per la nostra scala dei tempi ma sufficiente perchè sia potuta decadere qualsiasi quantità di tecnezio originariamente presente sulla Terra al momento della formazione del Sistema Solare.

selenio, lo stronzio e lo xeno vantano usi nella ricerca biomedica per lo studio di vari fenomeni, dal metabolismo alla formazione delle ossa, fino alla funzione delle cellule.

4.5 Radiazione neutronica

Concludiamo questa panoramica sui diversi tipi di radiazioni accennando brevemente al caso della radiazione neutronica. Neutroni possono essere ottenuti come prodotti secondari dei processi di fissione di nuclei come l'uranio. L'isotopo meno diffuso dell'uranio, il ^{235}U (con percentuale isotopica circa dello 0.7 %), assorbendo un neutrone a bassa energia (cosiddetti neutroni lenti) acquista quell'energia sufficiente a consentirgli di subire il processo di fissione, ossia la frammentazione del sistema in due frammenti pesanti più un certo numero di neutroni, due o tre in media, vedi figura 4.15. La somma delle masse dei frammenti è minore della massa originale. La massa "mancante" (circa 1 % della massa originale) viene trasformata in energia (circa 200 MeV per ogni evento di fissione). I due frammenti pesanti, dotati di grande energia cinetica, finiscono per interagire con l'ambiente esterno e trasformare in calore la propria energia. I neutroni prodotti, opportunamente rallentati da specifici moderatori come grafite, sono in grado di



4.15. Rappresentazione pittorica del processo di fissione indotta da neutroni, con illustrazione dei possibili prodotti della reazione

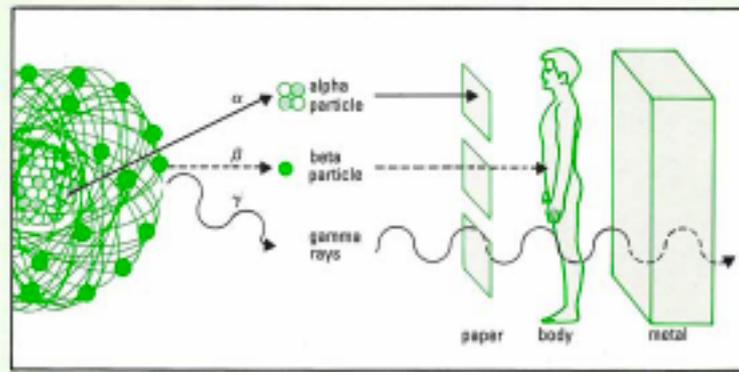
provocare ulteriori reazioni di fissione in un processo a catena che si autosostiene. I reattori nucleari costituiscono pertanto le principali sorgenti di possibili radiazioni neutroniche. Altri neutroni possono essere emessi come prodotti secondari di reazioni nucleari che si producono nei vari laboratori nucleari. Come vedremo nel prossimo capitolo particelle neutre come i neutroni interagiscono molto poco con la materia e di conseguenza la loro gestione, il loro controllo e loro assorbimento costituiscono un problema molto più delicato che quello delle particelle cariche come i prodotti dei decadimenti α o β .

Capitolo 5. Interazione delle radiazioni con la materia

Nei capitoli precedenti, sono stati illustrati i diversi tipi di radiazione e i diversi meccanismi che a queste radiazioni danno origine. Abbiamo altresì visto quali sono le leggi che regolano i processi di tipo radioattivo. In questo e nel prossimo capitolo affrontiamo invece il problema dei fenomeni che hanno luogo quando queste radiazioni vengono ad interagire con la materia, con particolare riguardo al caso della materia biologica. Abbiamo più volte ribadito che la caratteristica precipua di una radiazione è il trasporto di energia, sotto forma di energia cinetica nel caso di particelle (cariche o no) o di energia di tipo elettromagnetico nel caso di fotoni. Il principale effetto dell'interazione di queste radiazioni con la materia sarà la cessione di parte o tutta l'energia alla materia, con possibile assorbimento della radiazione. Assorbimento che nel caso di particelle con massa (tipo particelle α o particelle β) significa riduzione ad uno stato di quiete all'interno del materiale, nel caso di fotoni la loro scomparsa.

Come già accennato nell'introduzione, è consuetudine distinguere le radiazioni di tipo ionizzante, ossia quelle in grado di produrre ionizzazione degli atomi e delle molecole del mezzo attraversato, da quelle di tipo non-ionizzante, per le quali l'assorbimento è solamente in grado di creare una cessione di energia di tipo termico. In quest'ultima categoria rientrano ad esempio le radiazioni di tipo ottico o ultravioletto, che come insegna la nostra esperienza sono in grado di produrre assorbimenti di energia sotto forma termica. Le prime sono invece quelle in grado di provocare mutazioni a livello atomico e molecolare e sono perciò quelle più pericolose da un punto di vista biologico. Un tipico valore per la ionizzazione atomica o molecolare è dell'ordine della decina di eV, valore che perciò costituisce in qualche modo l'energia discriminante tra i due tipi di radiazioni. Ionizzanti saranno quelle provenienti da decadimenti α o β , mentre nel settore elettromagnetico saranno ionizzanti i fotoni a partire da frequenze del tipo X o γ . Tra le radiazioni ionizzanti, le prime sono dette direttamente ionizzanti in quanto il meccanismo di assorbimento implica una perdita di energia che coinvolge direttamente un numero elevato di ionizzazioni, mentre nel caso elettromagnetico si tratta di ionizzazione indiretta, perchè mette in moto particelle a loro volta ionizzanti. A quest'ultima categoria appartengono anche le radiazioni neutroniche che vengono assorbite tramite reazioni di tipo nucleare.

I meccanismi di interazione saranno comunque diversi a seconda del tipo di radiazione. Possiamo già anticipare che in base alla diversa efficienza di ionizzazione, diversa sarà la capacità di penetrazione delle diverse radiazioni, anche a parità di energia trasportata. La figura 5.1 illustra le diverse capacità di assorbimento. Andiamo dalle particelle cariche pesanti, come le particelle α , che vengono facilmente assorbite su distanze molto brevi (un foglio di carta può essere sufficiente a bloccare un fascio di α di qualche MeV di energia), ai raggi X e γ che con buona probabilità attraversano distanze come quella di un corpo umano.

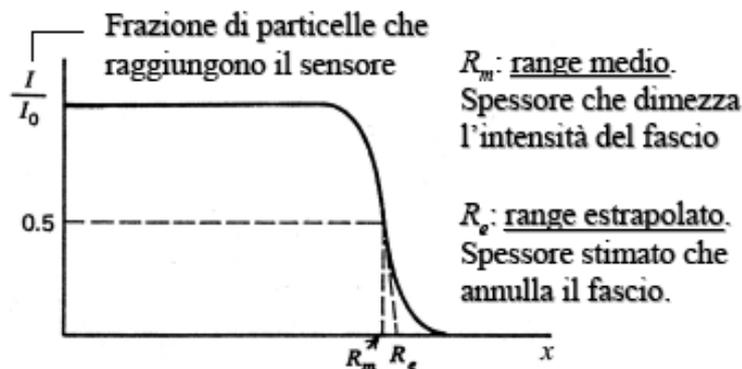


5.1. Rappresentazione del diverso grado di penetrazione delle radiazioni α , β e γ .

5.1 Assorbimento di particelle cariche pesanti (particelle α o ioni pesanti)

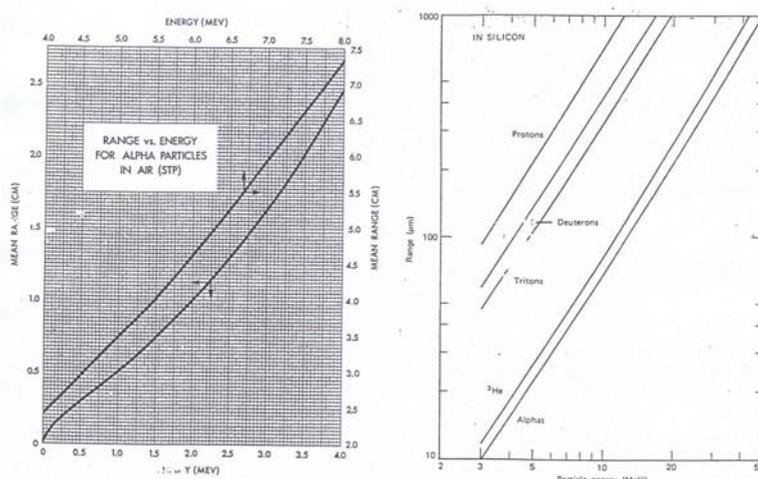
Anche se spesso il processo di assorbimento di particelle da parte di un materiale viene caratterizzato dalla sola lunghezza del percorso, il possibile danno causato dalla radiazione dipende non solo dall'energia ceduta ma soprattutto dal meccanismo e dalla velocità con cui l'energia è ceduta. È perciò importante conoscere i diversi meccanismi che danno luogo all'interazione e al possibile assorbimento nel materiale.

Nel caso delle particelle cariche il meccanismo principale è costituito dagli urti di tipo Coulombiano con gli elettroni, rari essendo invece quelli che coinvolgono un'interazione con i nuclei. Risultato dell'interazione con singoli elettroni sarà un'eccitazione di tipo elettronico (con passaggio ad un livello elettronico superiore) o l'espulsione dell'elettrone dal sistema atomico (ionizzazione). Particelle cariche pesanti (come particelle alfa) hanno una massa che è enormemente più grande di quella di un elettrone, e l'urto è come quello di una biglia molto grande che ne colpisca una piccola. Dopo l'urto il moto della particella pesante è solo leggermente variato e le traiettorie saranno comunque approssimativamente rettilinee. Inoltre solo una piccola frazione dell'energia iniziale viene trasferita alla particella leggera (circa un cinquecentesimo nell'urto tra una particella alfa e un elettrone), e questo implica che siano necessari urti con molte particelle prima di perdere tutta l'energia.



5.2. Intensità di un fascio di particelle α in funzione dello spazio percorso in un materiale. Vengono illustrati diversi modi per definire il range.

Avviene così che, nonostante la storia individuale di ciascuna particella carica sia diversa, il numero di urti e la strada percorsa nel materiale finiscano per essere molto simili tra loro. Questa situazione è completamente diversa da quella che descriveremo per i fotoni, per ciascuno dei quali il tragitto percorso è in generale diverso. È così possibile per le particelle cariche di una certa energia definire un range (percorso) relativo ad ogni materiale. La figura 5.2 schematizza la percentuale di particelle che sono sopravvissute dopo un certo spessore all'interno del materiale. Nonostante una certa incertezza (non tutte le particelle avranno la stessa identica dinamica e avremo perciò un certo allargamento in energia del fascio, un *energy straggling* nella terminologia anglosassone), è abbastanza chiara la possibilità di definire un range con sufficiente precisione. È importante notare che, ad una distanza un poco superiore al range, il fascio sarà completamente assorbito (e nuovamente questo non avverrà nel caso dei raggi X o γ). Esempi di range per diverse particelle e diversi materiali sono illustrati nella figura 5.3. Per ricordare alcuni valori tipici, un fascio di particelle α con 5 MeV di energia da un decadimento α viene completamente assorbito dopo 3.5 cm d'aria, 0.2 mm di tessuto molle o 21 μm in alluminio).



5.3. Range di particelle α in aria in funzione dell'energia (a sinistra). Range di diverse particelle cariche in silicone in funzione dell'energia (a destra).

La differenza di range in sostanze con diversa densità sta alla base, ad esempio, dei rivelatori di fumo basati su piccole sorgenti di Americio-241. Questo emette particelle α il cui flusso è continuamente monitorato da un rivelatore posto di fronte alla sorgente, ad una distanza tale che le particelle α non vengano normalmente assorbite dall'aria e raggiungano il rivelatore. In caso di incendio, il fumo rende l'aria più densa, bloccando il flusso di particelle e facendo scattare il sistema di allarme.

Il percorso totale fatto dalla particella carica è però solo parte della storia. È utile e istruttivo caratterizzare il meccanismo di interazione introducendo il potere frenante lineare S (o in altra terminologia la perdita di energia specifica). È questo definito, al limite di piccoli intervalli, come il rapporto tra la perdita di energia ($-\Delta E$, dove ΔE è la variazione di energia cinetica) e la distanza Δx su cui tale perdita si è avuta, ossia

$$S = - \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta x} = - \frac{dE}{dx}$$

Esso rappresenta pertanto, punto per punto, una misura dell'energia rilasciata localmente, e di conseguenza del grado di ionizzazione in quel punto. La naturale unità di misura è l'elettronVolt al metro (eV/m), ma spesso viene più appropriatamente misurato in keV/ μm . Il potere frenante varia a seconda del materiale, della carica e dell'energia iniziale della particella, ma soprattutto varia lungo la traiettoria durante il processo di arresto.

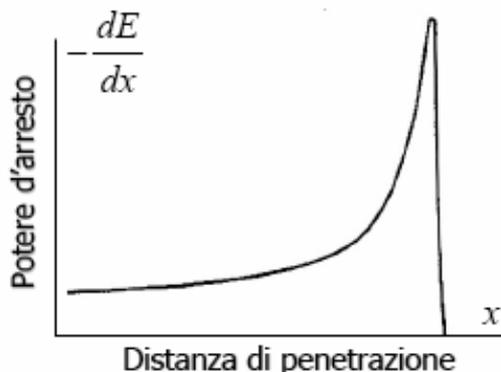
Il potere frenante lineare è ben descritto dalla formula di Bethe-Bloch

$$S = 4\pi r_0^2 z^2 m_e c^4 N B / v^2$$

dove $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ è il raggio classico dell'elettrone ($2.81 \cdot 10^{-15}$ m), z il numero di cariche della particella incidente (ad esempio $z=2$ per una particella α), m_e la massa dell'elettrone, N la densità di atomi del materiale (atomi per unità di volume), v la velocità della particella e B il cosiddetto numero frenante dato da

$$B \approx Z \ln(2m_0 v^2/J)$$

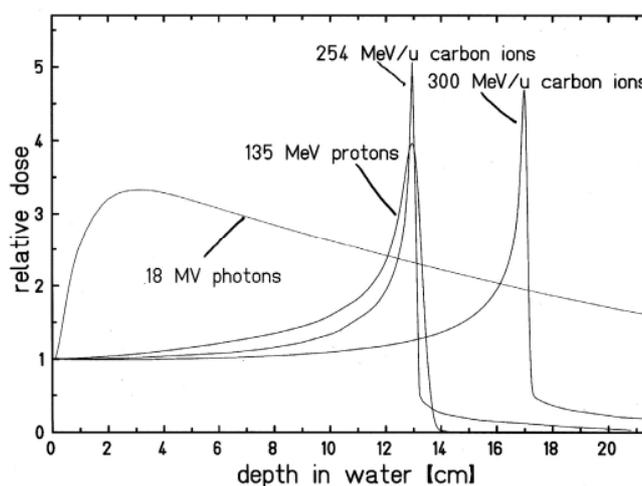
in termini del numero atomico Z dell'assorbitore e dell'energia media J di ionizzazione. La formula mette in evidenza che il potere frenante aumenta all'aumentare del numero atomico Z (perciò uno spessore di piombo è più efficace di uno di alluminio) e varia con maggior potenza con la carica della particella (a parità di altre condizioni, una particella α ($z=2$) è assorbita quattro volte più di un protone ($z=1$)). Ma soprattutto importante è la dipendenza inversa dal quadrato della velocità. Perciò il potere frenante aumenta al diminuire della velocità e sarà massimo proprio



5.4. Andamento qualitativo del potere frenante lineare per particelle cariche pesanti in un materiale, in funzione della penetrazione. Il rapido massimo vicino al punto d'arresto è detto picco di Bragg.

quando la particella sta per fermarsi. Perciò alla fine del percorso saranno massime la ionizzazione e l'energia trasferita. Il comportamento è illustrato nella figura 5.4 (la curva è chiamata curva di Bragg), che evidenzia il picco alla fine del percorso (picco di Bragg).

La forte variazione del potere frenante durante l'assorbimento è alla base dell'utilizzo di particelle cariche pesanti (protoni, α , ioni più pesanti come ^{12}C , ^{16}O o ^{20}Ne) per terapia antitumorale. L'idea è quella di utilizzare il processo di cessione di energia e di ionizzazione per distruggere tessuti tumorali. È chiaro che questo non può avvenire a scapito degli altri tessuti vicini, e deve perciò implicare una cessione quanto più selettiva e localizzata dell'energia (ovvero della dose assorbita). Sarà perciò necessario disporre di fasci di particelle con picchi di Bragg quanto più stretti possibile, con rapporto tra il picco e il plateau iniziale quanto più alto possibile. Si utilizzerà la variazione di range con l'energia per calibrare l'energia del fascio in corrispondenza della distanza voluta. La figura 5.5 mostra un confronto qualitativo della dose assorbita (proporzionale al potere frenante) per due fasci diversi (protoni e ^{12}C) con energia dei fasci calibrata per ottenere lo stesso range. L'assorbimento è molto più selettivo (picco più stretto) nel caso del fascio di ioni pesanti. Si noti anche come il deposito di energia sia enormemente più concentrato che nel caso, anche utilizzato in terapia, di fotoni. La figura anche mostra come, al variare dell'energia del fascio, sia possibile selezionare la profondità a cui depositare la dose. Non disponendo di acceleratori ad energia variabile, le diverse energie saranno ottenute facendo passare il fascio iniziale attraverso speciali assorbitori atti a diminuire opportunamente l'energia.

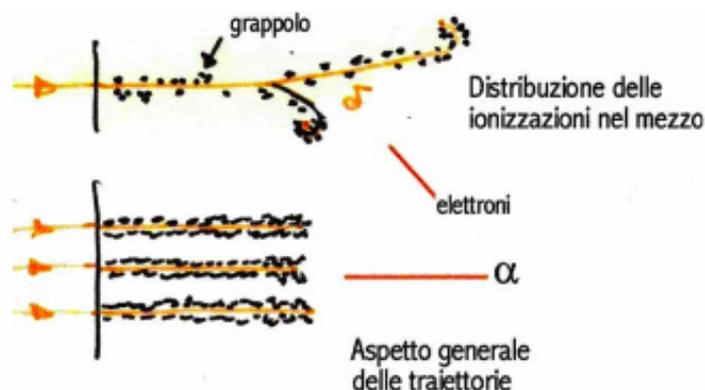


5.5. Dose assorbita (proporzionale al potere frenante lineare) in funzione della penetrazione in acqua per diversi tipi di radiazioni: protoni, ioni ^{12}C (a due energie) e fotoni di alta energia.

5.2 Assorbimento di elettroni

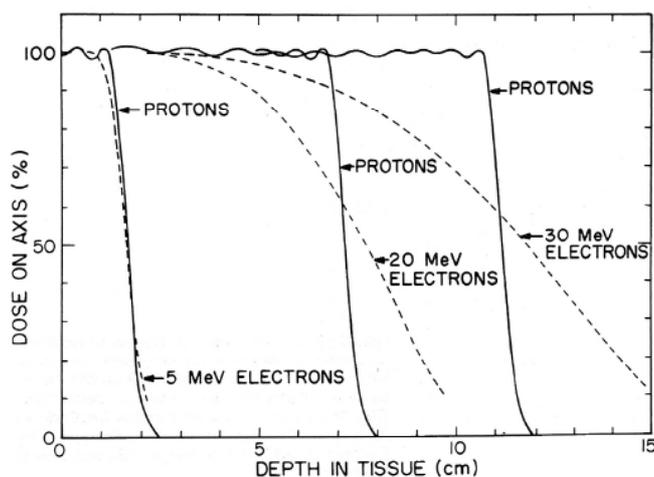
Il quadro fin qui delineato per le particelle cariche pesanti viene in parte modificato nel caso di un fascio di elettroni, ottenuti ad esempio come prodotto di un decadimento β . Il motivo principale consiste nel fatto che la massa dell'elettrone incidente è uguale (e non enormemente più grande come nei casi precedenti) alla

massa degli elettroni con cui viene ad interagire. Di conseguenza l'urto provoca in genere una deviazione della direzione dell'elettrone, e la traiettoria non è perciò in questo caso nemmeno approssimativamente rettilinea. I continui urti e i relativi cambi di direzione daranno origine ad un percorso tortuoso, diverso elettrone per elettrone, con la conseguenza di non osservare in questo caso un picco di Bragg. Di conseguenza anche la distribuzione spaziale della ionizzazione sarà più irregolare, come schematizzato nella figura 5.6. Vi è anche la possibilità che alcuni elettroni possano a seguito degli urti anche venir deviati all'indietro.



5.6. Illustrazione del diverso percorso, della diversa perdita di energia e della conseguente diversa distribuzione spaziale della ionizzazione per particelle α e elettroni.

Tutto questo implica che l'intensità del fascio, in funzione della penetrazione, non si annullerà in questo caso di colpo in un breve intervallo, ma in modo molto più diffuso. L'effetto sarà anche maggiore nel caso in cui il fascio di elettroni, provenendo da un decadimento β , abbia già in partenza una certa distribuzione in energia e pertanto una più variabile capacità di penetrazione. Come mostra la figura 5.7 in cui le diverse intensità di fasci di alfa e elettroni



5.7. Intensità di fasci di particelle α e elettroni a diverse energie in funzione della penetrazione in tessuti molli.

sono graficate in funzione della penetrazione, è più difficile nel secondo caso definire in modo chiaro un *range*, ossia un percorso tipico caratteristico per tutti gli elettroni. In ogni caso, dato che a parità di energia la massa minore porta ad una velocità maggiore, la perdita di energia per unità di spessore sarà minore che nel caso di particelle pesanti. Diamo un valore tipico: per elettroni da 1 MeV, il range in aria è di 420 cm, nei tessuti molli di 0.5 cm e in alluminio di 0.15 cm, tutti valori decisamente più grandi che nel caso delle α .

Da ultimo osserviamo che nel caso degli elettroni il processo di ionizzazione non costituisce l'unico meccanismo responsabile della perdita di energia. In questo caso diventa possibile (e in alcuni casi, per alte energie o alti valori del numero atomico Z dell'assorbitore, decisamente competitivo) il processo di perdita di energia per emissione di radiazione elettromagnetica per frenamento. Si tratta del processo di tipo *bremstrahlung*, già introdotto in occasione della produzione di raggi X. Poiché la radiazione emessa non viene necessariamente assorbita (o non assorbita localmente), questo causa una possibile differenza tra potere frenante lineare S (legato alla perdita di energia) e il trasferimento lineare di energia LET (legato all'energia di fatto trasferita al materiale), che determina la ionizzazione specifica e la dose assorbita (vedi capitolo successivo).

5.3 Assorbimento di radiazione elettromagnetica

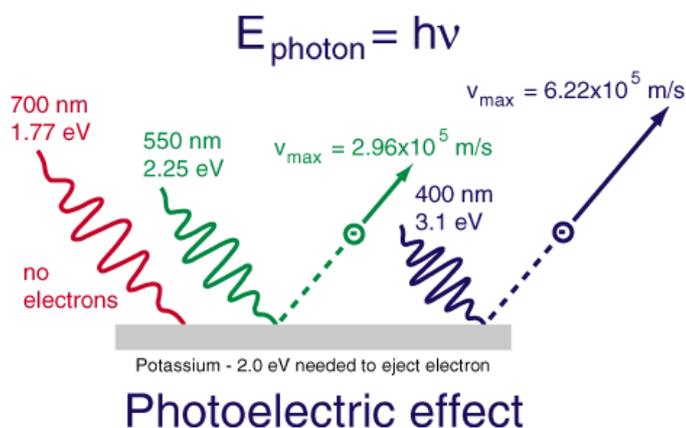
La perdita di energia dei fotoni nella materia avviene principalmente attraverso tre meccanismi: l'assorbimento fotoelettrico, lo scattering Compton e la produzione di coppie. In tutti questi casi la dinamica della perdita di energia differisce decisamente dal comportamento graduale che si ha nel caso di particelle cariche. In questo caso il fotone subisce istantaneamente un evento che potremmo definire drammatico nella sua storia: viene infatti o completamente assorbito o deviato con perdita di energia e cambio di frequenza.

L'*effetto fotoelettrico* è quello che prevale a bassi valori della frequenza. Consiste nella cessione totale dell'energia del fotone ad un elettrone legato (ad esempio in un metallo), che acquista un'energia tale da poter uscire dal materiale ¹³. L'energia cinetica dell'elettrone sarà perciò pari alla differenza tra l'energia $h\nu$ del fotone e l'energia di legame dell'elettrone espulso. Il processo avrà come soglia (energia minima) perciò un valore pari all'energia di legame e non potrà aver luogo ad energie inferiori. L'argomento è illustrato nella figura 5.8, nel caso di assorbimento fotoelettrico da parte di potassio, caratterizzato da un'energia di legame di 2 eV. Dato che i diversi orbitali (K,L, etc) hanno valori diversi dell'energia di legame, si hanno soglie diverse e questo costituisce l'origine delle discontinuità che sono visibili a bassa energia nella curva dei coefficienti di attenuazione (figura 5.12).

Anche se l'energia del fotone fosse tale da permettere l'espulsione di più elettroni, non è possibile una suddivisione dell'energia ma il processo coinvolge sempre un solo

¹³ È per l'interpretazione dell'effetto fotoelettrico (oggetto di uno dei suoi famosi lavori nel 1905, anno fondamentale per lo sviluppo della fisica), e non per la teoria della relatività, che fu assegnato ad Albert Einstein nel 1921 il premio Nobel per la fisica.

elettrone. L'elettrone emesso viene però a sua volta rallentato e fermato nel mezzo, producendo

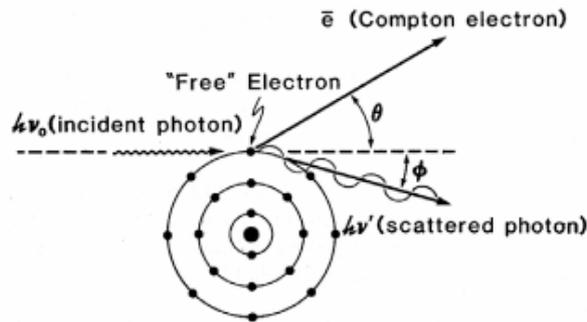


5.8. Illustrazione dell'effetto fotoelettrico. Nell'ipotesi di un lavoro di estrazione di 2.0 eV, si considera l'interazione con il materiale di fotoni con energia pari a 1.77, 2.25 e 3.1 eV.

ulteriore ionizzazione. In questo modo, sia pure indirettamente, la perdita di energia della radiazione (in questo caso fotonica) si trasforma in energia assorbita di fatto dal mezzo. In aggiunta, la lacuna creata dall'elettrone espulso, viene colmata da elettroni di orbitali superiori, con ulteriore emissione di un raggio X. Questo può a sua volta creare, di nuovo indirettamente, ulteriore ionizzazione (e assorbimento di energia) nel mezzo o liberare un elettrone Auger poi assorbito.

Come già accennato, il meccanismo di assorbimento fotoelettrico è il meccanismo dominante a basse frequenze. La probabilità che il processo avvenga è infatti inversamente proporzionale alla terza potenza dell'energia $h\nu$, e dipende inoltre da una potenza elevata (dell'ordine di 4-5) del numero atomico dell'assorbitore. Perciò nuovamente, a parità di altre condizioni, assorbitori con alto numero atomico (ad esempio piombo) sono più efficaci.

La *Diffusione Compton* consiste in un'interazione tra il fotone e un elettrone libero (o così debolmente legato da poter essere trattato come libero) che in questo caso non porta tanto alla scomparsa del fotone quanto alla sua sostituzione con uno di energia inferiore. Il processo è assimilabile ad un urto tra due biglie, dato che il fotone, pur privo di massa, è caratterizzato da un'energia e da una quantità di moto. Il processo d'urto è schematizzato nella figura 5.9. Per effetto dell'urto, l'elettrone colpito si mette in moto in una certa direzione (caratterizzata dall'angolo θ), mentre il fotone viene deviato ad un certo angolo ϕ , perdendo parte della sua energia e perciò variando al ribasso la sua frequenza. Nel processo si conservano quantità di moto ed energia



5.9. Cinematica di un processo di diffusione Compton.

totale, e la nuova frequenza ν' è legata all'angolo di diffusione dall'espressione

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}$$

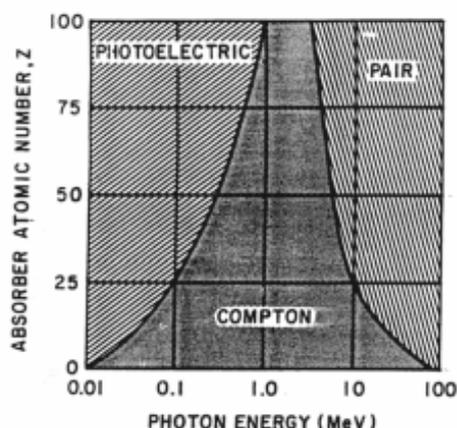
La variazione di frequenza è perciò tanto maggiore quanto maggiore è l'angolo ϕ . In particolare la massima variazione di frequenza si ha per fotoni diffusi all'indietro (ϕ pari a 180°). In questo caso è anche massima l'energia trasferita all'elettrone e, tramite ionizzazione secondaria, al mezzo. L'espressione mostra anche che, per piccoli valori della frequenza, la variazione della stessa è proporzionalmente piccola, con i fotoni diffusi che hanno praticamente la stessa energia di quelli incidenti, perciò avremo scarso assorbimento.

Il terzo meccanismo di interazione dei fotoni con la materia è la *produzione di coppie* e^+e^- . È il processo già descritto nel capitolo 2, mediante il quale un fotone di alta energia interagendo con un nucleo perde tutta la sua energia e scompare, creando invece una coppia elettrone-positrone. Come abbiamo visto, il processo può avvenire se l'energia del fotone è almeno pari all'energia di massa delle due nuove particelle, ossia per $h\nu \geq 1.02 \text{ MeV}$. Al di sopra di tale soglia il processo diviene progressivamente più probabile, per diventare il processo dominante a più alte energie. Come nel caso dell'assorbimento fotoelettrico (e a differenza della diffusione Compton) la probabilità di assorbimento per produzione di coppie aumenta con l'aumentare del numero atomico dell'assorbitore.

L'elettrone della coppia viene a sua volta assorbito ionizzando il mezzo. Il positrone tende invece ad annichilarsi con un altro elettrone, producendo una nuova coppia di raggi γ , che a loro volta possono essere assorbiti e proseguire perciò la catena di cessione dell'energia iniziale del fotone al mezzo. Anche in questo caso, però, non è detto che tutta l'energia persa dal fotone iniziale venga assorbita dal mezzo, e ciò potrebbe nuovamente portare a differenze tra potere frenante lineare S e il trasferimento lineare di energia LET.

La prevalenza di uno o l'altro dei meccanismi di assorbimento è illustrato nella figura 5.10, in cui è indicato il meccanismo prevalente a ciascuna energia del fotone e ciascun numero atomico dell'assorbitore. La figura conferma il prevalere dell'effetto

fotoelettrico a basse frequenze e della produzione di coppie alle alte. Mostra anche come



5.10. Meccanismo più probabile di assorbimento di radiazione elettromagnetica in funzione dell'energia del fotone e del numero atomico Z dell'assorbitore.

la diffusione Compton perda importanza relativa all'aumentare del numero atomico del mezzo. Va comunque ricordato che la prevalenza di un meccanismo non significa che tutti i fotoni vengano assorbiti in quel modo. Ad esempio, per fotoni di 0.01 MeV di energia in acqua, a fronte di un 95 per cento di probabilità di assorbimento fotoelettrico, c'è comunque un 5 per cento di eventi con diffusione Compton. E per fotoni di altissima energia (100 MeV) la produzione di coppie domina, ma abbiamo comunque un 16 per cento di diffusioni Compton.

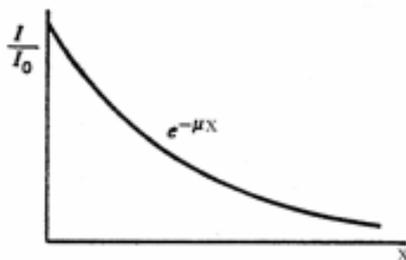
L'assorbimento dei fotoni da parte del mezzo avviene su base strettamente statistica. Le particelle α (e in grado minore quelle β) di un certo fascio subiscono dinamiche tra loro pressochè simili. Questo non è vero nel caso dei fotoni. Ciascun fotone di un certo fascio verrà eventualmente assorbito (o deviato) dopo essere penetrato per distanze diverse nel mezzo. Possiamo solo dire che ciascun fotone (di pari energia e per lo stesso mezzo) ha la stessa probabilità di interagire. Qualcuno lo farà subito, qualcuno dopo tempi (e spazi) lunghi. Da un punto di vista formale, se definiamo con $N(x)$ il numero di fotoni sopravvissuti alla profondità x , la riduzione ΔN di questo numero nel tratto Δx sarà proporzionale al numero di fotoni stessi e allo spessore Δx

$$\Delta N = - \mu N \Delta x$$

dove μ (coefficiente lineare di attenuazione fotonica) rappresenta perciò la probabilità per ciascun fotone di essere assorbito nell'unità di percorso (la dimensione di μ è perciò un inverso di lunghezza). Ne consegue che il numero di fotoni sopravvissuti, o l'associata intensità del fascio, diminuirà in modo esponenziale in funzione dello spessore x attraversato

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

in termini del coefficiente di attenuazione e dell'intensità I_0 inizialmente incidente sul mezzo.



5.11. Dipendenza esponenziale dell'intensità di un fascio di fotoni in funzione della penetrazione. La pendenza della curva dipende dal coefficiente di attenuazione lineare, che varia secondo la frequenza e l'assorbitore.

La dipendenza esponenziale fa sì che, come nel caso della legge temporale di decadimento di una sorgente radioattiva, il fascio possa essere attenuato ma mai completamente assorbito (vedi figura 5.11 in confronto con figura 5.2 per le particelle α). In analogia al tempo di dimezzamento, viene introdotto uno spessore di dimezzamento $x_{1/2}$ ($x_{1/2} = \ln(2)/\mu$) corrispondente allo spessore dopo il quale l'intensità si riduce alla metà.

Voltaggio (kV)	piombo	calcestruzzo
50	0.06 mm	4.32 mm
100	0.27 mm	15.1 mm
250	0.88 mm	28.0 mm
1000	7.9 mm	44.5 mm

1. Spessore di dimezzamento per raggi X ottenuti con tensioni acceleratrici diverse in piombo e calcestruzzo.

Dopo uno spazio corrispondente a due spessori di dimezzamento l'intensità si sarà ridotta ad un quarto, e così via. Valori tipici di spessori di dimezzamento sono riportati nelle tabelle. Nella prima si considerano raggi X di diversa energia assorbiti da piombo o calcestruzzo. Nella seconda si considerano due specifiche radiazioni γ (il decadimento dell'Iridio-192 che decade preferibilmente β con successiva emissione di un γ da 316 keV e il decadimento del Cobalto-60 che dopo il decadimento β emette due γ di cui il più energetico da 1.33 MeV) con diversi assorbitori.

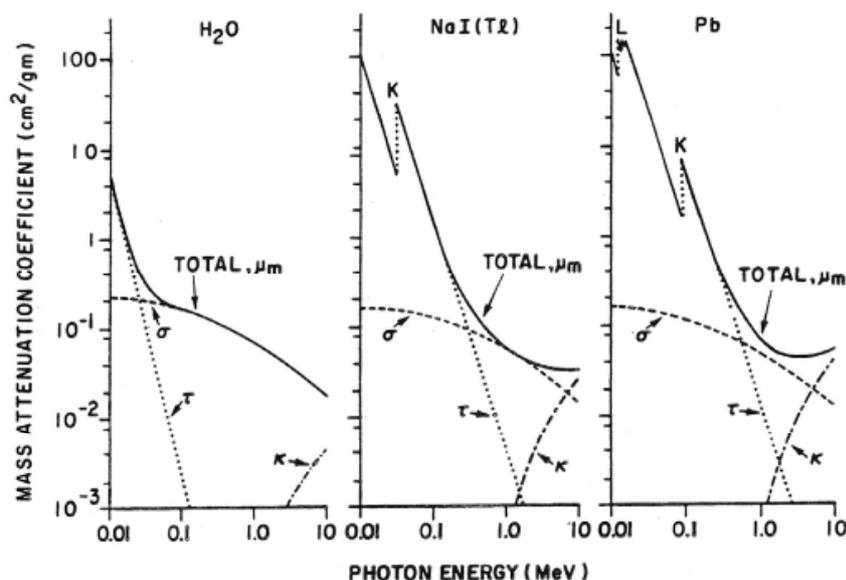
Sorgente	calcestruzzo	acciaio	piombo	tungsteno	uranio
^{192}Ir	44.5 mm	12.7 mm	4.8 mm	3.3 mm	2.8 mm
^{60}Co	60.5 mm	21.6 mm	12.5 mm	7.9 mm	6.9 mm

2. Spessore di dimezzamento per raggi γ di due energie (316 keV dal decadimento del ^{192}Ir e 1.33 MeV dal decadimento del ^{60}Co) in diversi materiali.

I coefficienti di attenuazione lineare e gli associati spessori di dimezzamento dipendono perciò fortemente dalla frequenza dei fotoni e dal materiale assorbitore. È consuetudine esprimere il fattore di attenuazione come somma dei contributi dei tre principali meccanismi di assorbimento

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

dove τ , σ , κ indicano i contributi, rispettivamente, di effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie. Si usa inoltre, per eliminare la dipendenza dalla



5.12. Coefficiente di attenuazione di massa in funzione dell'energia dei fotoni per diversi assorbitori (acqua, sale, piombo). I diversi contributi dovuti all'effetto fotoelettrico (σ), diffusione Compton (τ) e produzione di coppie (κ) sono mostrati separatamente.

diversa densità ρ dei materiali, definire un coefficiente di attenuazione di massa ($\mu_m = \mu/\rho$). Valori del coefficiente di attenuazione di massa (suddiviso nelle sue tre componenti) sono riportati nella figura 5.12 in funzione dell'energia del fotone, per diversi assorbitori (acqua, sale e piombo). Sul diverso assorbimento in funzione della densità si basa ovviamente la semplice tecnica radiografica X. L'intensità del fascio X esce attenuato in modo diverso a seconda dei diversi tessuti attraversati e impressionerà di conseguenza in modo diverso una lastra fotografica, evidenziando la presenza di elementi a più alta densità (ad esempio le ossa).

La figura mostra anche chiaramente come l'assorbimento diminuisca drasticamente all'aumentare dell'energia. Fotoni energetici come i raggi γ sono talmente poco assorbiti che non è pensabile il loro utilizzo al posto dei raggi X per una normale radiografia. È inoltre chiaro come siano anche necessarie protezioni sempre maggiori per radiazioni di energia crescente. Inoltre, dato che i coefficienti di attenuazione di massa sono dello stesso ordine di grandezza per i diversi materiali, questo significa che con materiali più pesanti (tipo piombo) si riesce ad ottenere la stessa riduzione di intensità con spessori minori.

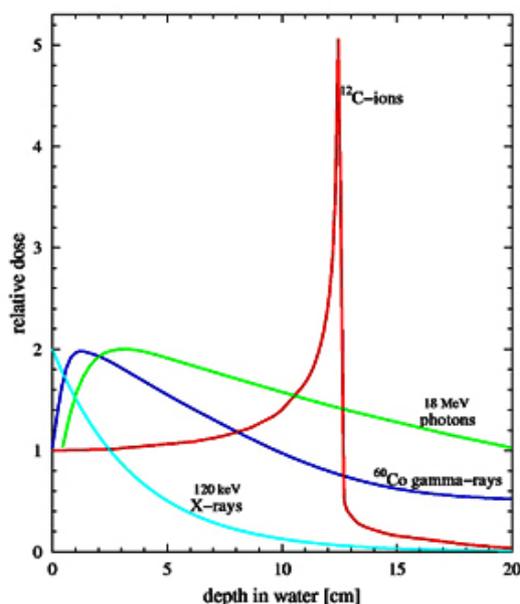
5.4 Assorbimento di neutroni

Un meccanismo completamente diverso è alla base della perdita di energia e dell'assorbimento di neutroni. In questo caso infatti non gioca alcun ruolo diretto l'interazione elettromagnetica, dato che i neutroni, privi di carica, possono interagire solo con i nuclei del materiale tramite l'interazione forte, che è a corto raggio (la tipica distanza a cui è efficace l'interazione forte è dell'ordine della dimensione del nucleo, ossia del femtometro ($\text{fm}=10^{-15}$ m, normalmente chiamato fermi). Poiché il volume occupato dai nuclei in un materiale è piccolissimo rispetto al volume totale, questo fa sì che la probabilità di interagire sul proprio cammino con un nucleo è per i neutroni incidenti estremamente piccola e lo spazio percorso risulterà molto maggiore di quello relativo a particelle cariche di stessa energia. Tipici valori in acqua sono 3 cm per neutroni da 3 MeV e 14 cm per neutroni da 10 MeV.

I meccanismi tramite i quali si esplica l'interazione nucleare dei neutroni sono essenzialmente due. Il primo è l'urto elastico con un nucleo atomico, inizialmente a riposo, cui cede parte della propria energia subendo perciò un rallentamento. È questo il processo dominante per neutroni *veloci*. Quando l'energia si riduce a valori prossimi a zero (i neutroni in questo caso sono definiti *lenti*) comincia a prevalere un secondo processo, quello di cattura da parte del nucleo, che si trasforma pertanto in un altro isotopo. Ad esempio può essere catturato da un protone, dando luogo all'isotopo dell'idrogeno con massa $A=2$, ossia il deutone, che è stabile. In molti altri casi, invece, il nuovo isotopo è instabile e decade successivamente β o (β,γ) . Ad esempio, il nucleo stabile ^{23}Na , catturando un neutrone, si trasforma nell'isotopo instabile ^{24}Na , che decade (β,γ) con un tempo di dimezzamento di circa 15 ore. In questo modo la radiazione neutronica induce una radioattività secondaria, e il processo nella sua globalità viene indicato come *attivazione neutronica*. In alcuni casi, il processo di cattura neutronica è accompagnato dalla fuoriuscita di un protone. Il nuovo isotopo ha pertanto lo stesso numero di massa di quello iniziale. Un caso tipico è quello dell'interazione di neutroni provenienti dalla radiazione cosmica con azoto negli strati alti dell'atmosfera, che è la sorgente di tutto il ^{14}C presente in tutti i tessuti viventi.

Capitolo 6. Dosimetria

Il concetto di dose è associato all'assorbimento di energia da parte di un mezzo in seguito all'assorbimento di radiazioni. Abbiamo visto che le particelle provenienti da una sorgente α o β vengono progressivamente rallentati al passaggio attraverso un mezzo cui cedono tutta o parte della loro energia. Similmente i fotoni, portatori della radiazione elettromagnetica, vengono assorbiti o diffusi, perdendo energia che nuovamente viene totalmente o in parte ceduta al materiale. È così che, come anticipato, al concetto di potere d'arresto lineare S , legato alla perdita di energia da parte della radiazione, viene affiancato quello di trasferimento lineare di energia (LET), legato alla quantità di energia di fatto assorbita dal mezzo. Entrambe le quantità hanno la stessa dimensione ed unità di misura (energia su lunghezza, $\text{keV}/\mu\text{m}$), ma è la seconda ad essere legata ai danni biologici causati dalla radiazione. Questi dipenderanno, infatti, non tanto dall'energia totale ceduta al mezzo ma dalla cessione locale di energia. A questo riguardo abbiamo visto ad esempio che l'assorbimento delle particelle alfa è caratterizzato da un rapido assorbimento in corrispondenza del picco di Bragg. Le particelle α sono perciò in generale caratterizzate da alti valori del LET (radiazioni ad alto LET). Per contro i fasci di radiazioni elettromagnetiche tendono ad essere assorbiti e a depositare energia in modo più diluito, con valori più bassi del LET (radiazioni a



6.1. Distribuzione della dose assorbita in funzione della penetrazione in acqua per diverse radiazioni: ioni ^{12}C , fotoni da 18 MeV, raggi γ da decadimento del ^{60}Co e raggi X da 120 keV.

basso LET). La figura 6.1 (simile alla figura 5.5) mostra come la stessa quantità totale di energia venga distribuita spazialmente da particelle cariche o fotoni su spessori più o meno lunghi. Valori del LET per diversi tipi di radiazioni assorbite in acqua sono elencati nella tabella.

radiazione	LET (keV/mm) in acqua
raggi X da 3 MeV	0.3
γ da 1.2 MeV da decadimento del ^{60}Co	0.3
raggi X da 250 keV	3.0
β da 0.6 MeV da decadimento del ^3H	5.5
α da 5.3 MeV da decadimento del ^{210}Po	110

1. Valori del LET (trasferimento lineare di energia) in acqua (in unità keV/mm) per diverse radiazioni.

La quantità totale di energia assorbita per unità di massa è quella che definisce globalmente la dose (D)

$$D = \frac{\text{energia totale assorbita}}{\text{massa}}$$

Questa è indipendente dal tipo di radiazione che ha depositato l'energia, dal meccanismo di assorbimento, dallo spessore interessato o dal tempo durante il quale è avvenuto l'assorbimento. Nel sistema internazionale (SI) le dosi si misurano in Joule su chilogrammo (J/Kg), unità di misura chiamata **Gray** (Gy). Tradizionalmente si usa anche un'altra unità di misura, chiamata **rad** (**r**adiation **a**bsorbed **d**ose, ovvero dose di radiazione assorbita). Questa corrisponde ad un assorbimento di 0.01 Joule di energia per unità di massa. Di conseguenza 1 Gy è pari a 100 rad.

Per tenere conto delle peculiarità di ciascuna radiazione e della sua diversa capacità di provocare danni biologici si introduce un fattore di qualità detto efficacia biologica relativa (**RBE**). Viene assunta come radiazione di riferimento quella prodotta da raggi X da 200 keV (per i quali perciò si assume $\text{RBE} = 1$) e l'RBE di una radiazione rappresenta il fattore con cui scalare la dose di riferimento per ottenere gli stessi effetti biologici. Ad esempio, un fattore RBE pari a 2 per un certo tipo di radiazione significa che ogni dose da 1 Gy è in realtà equivalente, dal punto di vista degli effetti biologici, ad una dose di 2 Gy di raggi X. Alcuni valori tipici del coefficiente di efficacia biologica relativa sono riportati nella tabella.

Radiazione	RBE
raggi X da 200 keV	1
raggi γ	1
raggi β	1-1.7
neutroni lenti	4-5
neutroni veloci	10
protoni	10
raggi α	10-20
ioni pesanti	20

2. Fattore di efficacia biologica (RBE) per diversi tipi di radiazioni.

Combinando la dose dovuta ad una certa radiazione e il fattore di efficacia biologica relativa di quel tipo di radiazione si ottiene una nuova quantità, detta equivalente di dose, definito come

$$\text{Equivalente di dose} = \text{dose} \bullet \text{RBE}$$

L'equivalente di dose, a differenza della semplice dose, è una stima diretta del danno biologico subito dal mezzo. La corrispondente unità di misura nel sistema internazionale SI è il **Sievert (Sv)**¹⁴. Una radiazione con dose pari ad un Gray e RBE uguale ad uno, dà origine ad un equivalente di dose di un Sv; la stessa dose dovuta ad un fascio di protoni (RBE=10) produce una dose equivalente dieci volte maggiore (10 Sv), procurando al mezzo un danno biologico che è stimato dieci volte maggiore. In analogia al rad, viene tuttora usata come unità di misura dell'equivalente di dose il **rem (röntgen equivalent in man)**, ossia equivalente di dose in un uomo). Un Sv equivale a 100 rem.¹⁵

Esempi:

1. Stimare la dose e la dose equivalente totale assorbita in un anno da un uomo di 70 chilogrammi per effetto delle radiazioni provocate dai nuclei di ¹⁴C contenuti nel corpo. Per stimare la dose assorbita è necessario innanzi tutto conoscere le modalità di produzione della radiazione (in questo caso il decadimento del ¹⁴C), stimare l'attività ossia il numero di decadimenti al secondo, conoscere l'energia della radiazione emessa e infine stimare delle modalità di assorbimento della radiazione. Per prima cosa valutiamo il numero di nuclei di ¹⁴C presenti nel corpo. Su una massa di 70 Kg, la quantità stimata di carbonio è del 18 per cento, pari a 12.6 kg. Il numero di nuclei di carbonio è pertanto $6.3 \cdot 10^{26}$. Di questi, stimiamo

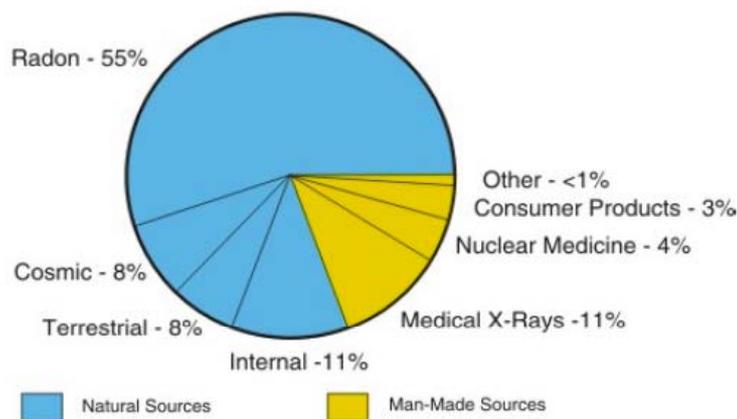
¹⁴ I nomi delle unità di misura ricordano il ruolo fondamentale dell'inglese Hal Gray (1905-1965) nello studio dell'assorbimento di raggi γ nella materia e dello svedese Rolf Sievert (1896-1966) nello sviluppo di apparati per la misura delle dosi assorbite.

¹⁵ Su un diverso approccio alla misura del danno biologico provocato da una radiazione si basa un'altra grandezza, la quantità di ionizzazione, che si esprime nella ormai obsoleta quantità di misura chiamata röntgen (R). L'idea di fondo è che i danni biologici di una radiazione sono in qualche modo direttamente proporzionali alla quantità di carica ottenuta nei processi di ionizzazione legati all'assorbimento della radiazione. Un fascio di raggi X o γ produce una dose di un röntgen se produce, in un kg di aria secca (a condizioni di pressione e temperatura standard) una carica di ionizzazione pari a $2.58 \cdot 10^{-4}$ C. Perciò 1R è pari a $2.58 \cdot 10^{-4}$ C/kg.

che una frazione pari a 1.2×10^{-12} sia costituita da nuclei ^{14}C . Questo porta ad un numero di nuclei ^{14}C pari a $7.6 \cdot 10^{14}$. Il numero di decadimenti al secondo (attività) sarà pari a questo numero moltiplicato per la costante di decadimento ($\lambda = \ln(2)/t_{1/2}$, con $t_{1/2}$ pari a 5730 anni). Otteniamo circa 3000 decadimenti al secondo. Perciò il numero di decadimenti stimati in un anno sarà pari a $9 \cdot 10^{10}$ eventi. A questo punto è necessario conoscere il tipo di decadimento del ^{14}C . Questo decade β liberando una energia di 156 keV. Questa viene divisa tra l'elettrone e l'antineutrino, ma solo l'elettrone verrà assorbito, mentre l'antineutrino se ne andrà praticamente indisturbato. Dato che in media l'elettrone prende un terzo dell'energia a disposizione, sarà questa (pari perciò a circa 52 keV) l'energia che in media stimiamo venga assorbita dal corpo per ogni decadimento. Perciò, nell'intero anno, l'energia assorbita sarà pari a $1.4 \cdot 10^{16}$ eV. Questa corrisponde a $2.2 \cdot 10^{-3}$ Joule (ricordiamo che $1\text{eV} = 1.6 \cdot 10^{-19}$ J). La dose assorbita nell'anno sarà pertanto pari a 32 μGy . Stimando per gli elettroni di questa energia un fattore di qualità RBE pari ad 1.5, la dose equivalente totale assorbita sarà pari a 48 μSv .

2. Una sorgente di $^{99\text{m}}\text{Tc}$ con un'attività di 10 mCi è posta a poca distanza da una persona di 70 Kg, in una configurazione geometrica tale che solo l'un per cento della radiazione γ venga emessa nella direzione della persona. I nuclei $^{99\text{m}}\text{Tc}$ decadono emettendo un γ di 140 keV e fotoni di quella energia supponiamo che mediamente vengano dimezzati al passaggio attraverso il corpo. Per stimare dose e dose equivalente assorbita dal corpo ad esempio in un minuto, cominciamo con il notare che l'attività di 10mCi corrisponde a $3.7 \cdot 10^8$ decadimenti al secondo. Di questi solo una frazione pari allo 0.5 per cento viene assorbita. Perciò il numero di fotoni assorbiti è $1.85 \cdot 10^6$ al secondo, pari a $1.1 \cdot 10^8$ in un minuto. Poichè ogni γ rilascia 140 keV, l'energia totale assorbita dal corpo sarà $1.54 \cdot 10^{13}$ eV, pari a $2.5 \cdot 10^{-6}$ J. La dose assorbita in un minuto è pertanto pari a 0.03 μGy . Dato che il fattore di qualità RBE è uguale ad uno per la radiazione γ , la dose equivalente assorbita in un solo minuto è pari a 0.03 μSv .

Per dare un'idea delle dosi mediamente assorbite da una persona in un anno, cominciamo col considerare le radiazioni naturali. Quella dovuta ai radionuclidi primordiali, ossia radionuclidi a vita lunghissima sopravvissuti alla formazione dell'universo, è trascurabile (dell'ordine al massimo di qualche μSv all'anno). Fa eccezione la dose dovuta ai processi di decadimento del Radon, dovuto principalmente all'inalazione dell'aria interna alle abitazioni e al successivo irraggiamento polmonare. Un tipico valore (le dosi variano ovviamente da località a località) medio in Italia è dell'ordine di 2 mSv/anno. Un contributo dell'ordine di 0.4 mSv/anno proviene da radiazione provocata da altri radionuclidi assorbiti all'interno del corpo, ad esempio attraverso il cibo, come il Potassio-40. Un altro contributo (~ 0.4 msv/anno) viene dall'assorbimento di raggi cosmici, principalmente raggi γ e particelle ad alta energia inclusi protoni che bombardano la terra dallo spazio. Queste radiazioni sono più intense a grandi altitudini rispetto al livello del mare, dove l'atmosfera è più densa e dà una protezione maggiore (data l'altitudine del volo, un viaggio aereo Roma-New York andata/ritorno può portare all'assorbimento di circa 30 μSv). Globalmente, considerando anche altri processi minori, la dose efficace media naturale ammonta a 3mSv/anno.



6.2. Contributi percentuali delle diverse sorgenti radioattive alla dose media annuale assorbita da un individuo.

L'uomo ha oramai usato la radioattività da più di un secolo. Perciò ai radionuclidi naturali e alla dose da loro prodotta va aggiunto il contributo dai nuclidi prodotti artificialmente. Il contributo è minore di quello naturale, sia per il più breve tempo di dimezzamento di molti di questi nuclidi sia per la sospensione dei test di superficie di armi nucleari. Tra questi nuclidi ricordiamo, prodotti da test nucleari e reattori a fissione, lo Iodio-131 (anche usato in medicina per trattamento di problemi alla tiroide), lo Iodio-129, il Cesio-137 e lo Stronzio-90. Globalmente questa radioattività ambientale da prodotti artificiali ammonta ad un centinaio di $\mu\text{Sv}/\text{anno}$. Restano infine le dosi assorbite per diagnostica medica. Una radiografia X dentale o al torace produce una dose equivalente di circa 0.1 mSv, una mammografia circa 0.7 mSv. Una serie completa di raggi X per una diagnostica completa gastrointestinale può arrivare a 3 mSv. Una stima della dose assorbita da radiazioni artificiali, mediata su tutta la popolazione, è di circa 0.6 mSv. Il diverso peso delle diverse sorgenti di assorbimento di radiazioni è illustrato nella figura 6.2.