

Radioprotezione

22/02

Imparare in doppio le grandezze, vecchie e nuove. Misurare le grandezze e imparare le strumentazioni per la radioprotezione, i principi di funzionamento. Segue in modo abbastanza fedele le dispense per l'80%. Capitolo delle schermature e semiconduttori non vengono affrontati.

Esame solo orale in 30 min, 3 argomenti, uno a scelta. Si prende appuntamento per fare l'esame a bovisa B18. Il giorno dell'esame non andare in aula, prendere appuntamento.

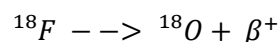
Struttura dell'atomo, nucleo massivo e nuvola elettronica. Neutroni e protoni massa quasi uguale, carbonio 12 (12 numero di massa, numero di nucleoni). Esiste anche il carbonio 14 così come l'idrogeno e i suoi isotopi, varia il numero di neutroni. Diagramma $x=N$ e $y=Z$, riga centrale sono isotopi stabili è nera.

Se è instabile ha bisogno di cedere energia per arrivare a una cond di stabilità. diverse modalità di decadimento. Essendo tutti carichi positivamente i protoni tendono a respingersi per via della **forza di Coulomb** e, se non ci fossero altre forze a tenerli uniti, i nuclei non sarebbero stabili. A rendere invece stabili i nuclei atomici è la cosiddetta **forza nucleare forte**.

Tavola dei nuclidi.

Sopra la riga nera colore rosso e blu sotto, è dipendente dal metodo di decadimento. La riga della stabilità non è sulla bisettrice, perché sono stabili quelli con più neutroni, fanno da collante. Il trizio che ha due neutroni e un protone, decade trasformandosi in due protoni e un neutrone+ un elettrone che viene rilasciato è il decadimento beta-, possiamo pensare questo perché pensiamo il neutrone= pro+ elettr. Teorizzato da fermi. A livello energetico mancava qualcosa e teorizza l'antineutrino.

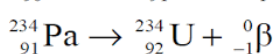
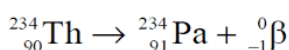
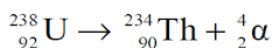
Nella parte sopra devono fare qualcosa di speculare, aumentare un neutrone e perdere un protone. Pensiamo il prot= neutr+elettr+. Ad es il fluoro18 con 9 protoni, occupa una casella rossa, arrivo stabile a ossigeno 18, il fluoro perde un beta+ ovvero un positrone, un elettrone con carica positiva.



Beta+ con elettrone si elidono e compaiono due radiazioni elettromagnetiche di direzioni opposte con energia $E=mc^2$.

Se guardiamo la tavola dall'alto beta+ dal basso beta-.

Abbiamo inoltre due colori giallo e verde che caratterizza il decadimento di atomi pesanti. Giallo decadimento alfa, U238, butta fuori particella alfa, Ovvero due protoni e due neutroni, elio. Quindi scendo di due neutroni e due protoni, torio234, casella blu, deca beta-, salgo di un protone e giungo al protoattinio(PA)234, casella blu, quindi altro decadimento beta-, quindi aumento di un protone. Allora Uranio234.



Neanche U234 è stabile, continua fino al radon222,gas.

Rimane il verde: fissione spontanea, nuclei che hanno probabilità di spaccarsi da soli, californio 252, viene utilizzato come sorgente di neutroni, perché vengono emessi.

Radiazioni direttamente ionizzanti: particelle cariche, beta+e-, alfa, protoni e iom.

Hanno una soglia di energia oltre la quale ionizzano.

Indirettamente ionizzanti: non hanno carica: X, γ e neutroni.

X e gamma pura energia, non hanno massa, radiazione neutronica è dotata di massa e non di carica, non ha un energia di soglia sopra la quale diventa ionizzante, ionizza sempre la materia. Promuove reazioni nucleari (le vedremo).

Le sorgenti delle radiazioni: i materiali allora dico sorgente radioattiva oppure macchina radiogene, produce fasci di radiazione i sia direttamente che indirettamente ionizzanti.

Ogni nucleo radioattivo ha una sua probabilità di decadere, più alta più è probabile che decada.

λ prende il nome di costante di decadimento e dimensionalmente si esprime in s^{-1} . Fisicamente rappresenta la probabilità per unità di tempo che un determinato nucleo subisca un decadimento.

Se ho N nuclei tutti uguali, ognuno di loro ha probabilità λ di decadere e nell'unità di tempo vedo che si trasformano $\lambda N =$ attività [s^{-1}].

Si definisce attività della sorgente radioattiva il numero di disintegrazioni nell'unità di tempo si misura in Bq= 1 disintegrazione al secondo.

$\lambda N dt = -dN$ (numero di nuclei spariti, negativa perché calano)

Risolvero $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ che rappresenta l'evoluzione nel tempo del numero di atomi della specie considerata.

eq decadimento radioattivo:

Che posso scrivere come attività moltiplicando per λ , $A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$

Attività mi indica quante radiazioni vengono fuori.

T/2: tempo di dimezzamento

Tempo che attendo affinché il numero iniziale di nucleoidi si dimezza.

$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ sostituisco quindi a $N(t)$ $N_0/2$ al tempo $t/2$

$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda t/2} \rightarrow -\ln 2 = -\lambda t/2 \rightarrow T/2 = \ln 2 / \lambda$

Fissione

U-235 e U-238

Il primo lo spacco con un neutrone, nel secondo il neutrone deve portare con se energia.

Bombardato con un neutrone U-235 diventa U-236, fortemente instabile e si spacca in due frammenti scagliati in direzione opposta perché si libera grande energia. Circa 200Mev come energia liberata. Circa 160 Mev energia cinetica, partono 2-3 neutroni circa 5Mev, il resto energia gamma, neutrini etc... i neutroni sono molto veloci, li devo fermare, serve un corpo di pari massa: i protoni, utilizzo l'idrogeno, attraverso l'acqua. Serve un dispositivo che regoli la popolazione dei neutroni. Per spegnere la reazione utilizzo le barre di controllo, che inglobano i neutroni responsabili di effetti a catena di fissione. I prodotti della fissione precedenti oltre a essere radioattivi, liberano grande energia termica, se non raffreddo gli elementi di combustibile si rischiano fusioni con conseguente uscita di materiale radioattivo

Alla fine l'energia si trasforma in calore. Con la fusione ne libero circa 17Mev. Fusione: si scaldano i nuclei in modo da vincere le forze columbiane, parliamo di plasma a milioni di gradi. Ad es fusione H-2 e H-3 liberano un neutrone.

Cattura radioattiva: un nucleo stabile cattura un neutrone e libera un raggio γ , diventa anche instabile. Come il deuterio, cattura un neutrone si trasforma in trizio (instabile).

24/02

La radiazione x è liberata a livello dell'atomo non del nucleo. La ionizzazione causa effetti sulla materia.

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N \text{ [Bq] disintegrazioni al secondo}$$

$$1\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

1 curie è il un mero delle disintegrazioni al secondo che avvengono in un grammo di radio,

se io avessi una sorgente γ emittitrice in microCi non ho problemi a spostarla con le mani, in mci è ancora una sorgente che gestisco con le pinze abbastanza lunghe, sorgente dell'ordine dei ci la prendo con un asta telescopica, sorgenti dell'ordine dei Kci, usate ad es per la sterilizzazione, 'matitoni', l'uomo non può entrare a contatto, si usano contenitori d'acqua schermanti.

Attività specifica: attività per unità di massa di un radionuclide

$$A_s = \lambda N_{av} / PA \text{ [Bq/g]; PA= peso atomico}$$

Concentrazione di attività [Bq/g] attività per unità di massa dispersa in un materiale

Se ho un materiale contaminato uso la seconda se ho 19 g di Iodio-131 uso il primo.

Parliamo di una grandezza radiometrica che richiede una grandezza che non conosciamo ancora.

γ -emitter

parliamo di emittitori γ ,

Γ = costante gamma specifica

è un numero diverso per ogni radionuclide gamma emittitore che mi indica quanto è l'intensità di esposizione a un metro dalla sorgente.

$$S. \text{-----} \dot{X}$$

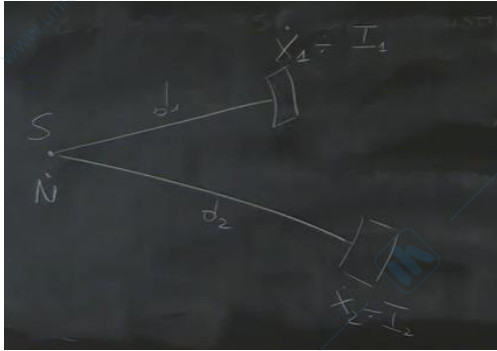
\dot{X} =intensità di esposizione

S=sorgente puntiforme e isotropa con A=1Ci. Distanza un metro, in questo caso $\Gamma = \dot{X} [R \cdot m^2/h \cdot Ci]$ h=ora, R=renghen

Consideriamo una sorgente con due distanze d1 e d2, consideriamo due superfici unitarie porzioni di sup sferiche di raggio d1 e d2. \dot{X} è proporzionale a quanti fotoni liberati dalla sorgente arrivano alla superficie.

Possiamo determinare \dot{X}_1 e \dot{X}_2 , queste sono proporzionali a quanti fotoni arrivano in quel punto:

$$\dot{X}_1 \approx I_1 \text{ e } \dot{X}_2 \approx I_2$$



\dot{N} = numero di fotoni emessi nell'unità di tempo

$$I_1 = \frac{\dot{N}}{4\pi d_1^2} \text{ (sup sfera)}$$

$$I_2 = \frac{\dot{N}}{4\pi d_2^2}$$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{d_1^2}{d_2^2}$$

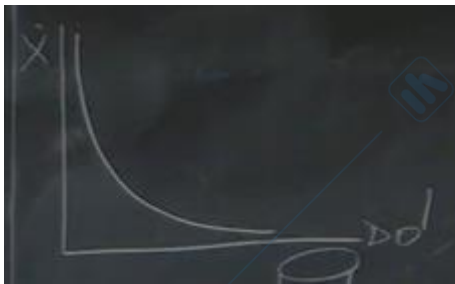
Supponiamo $d_1 = 1\text{m}$

legge dell'inverso del quadrato della distanza

$$\dot{X}_d = \frac{1}{d^2} \Gamma \cdot A$$

Ci metto Γ perché l'intensità di esposizione a un metro di distanza è Γ purchè A sia unitario allora metto anche A nel caso in cui questa non sia unitaria. Noto il radionuclide emettitore e γ posso calcolare quale sarà l'intensità di esposizione nel punto d . E' il modo più semplice per determinare A di una sorgente γ .
 limiti di questa relazione: la sorgente deve essere puntiforme, ci approssimiamo a ciò quando le distanze sono almeno 5 volte la dimensione massima tra rivelatore e sorgente. C'è anche un limite massimo della distanza, la radiazione procede in modo rettilineo finche non entra in contatto con qualcosa, in questo caso la legge perde di validità.

Rappresentazione della legge al variare della distanza.



Come limitiamo le dosi?

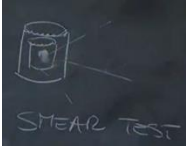
- tempo
- distanza (se raddoppio diventa un quarto)
- schermo

	$E_\gamma(\text{keV})$	$\Gamma \left(\frac{\text{R.M}^2}{\text{h.a}} \right)$
Co-137	662	0,32
Co-60	1173 1332	1,3
Po-226	...	0,8

Le sorgenti vengono utilizzate per diversi scopi.

sorgente radioattiva γ in due contenitori di acciaio saldati

Smear test



Si prendono dei foglietti e si sfrega attorno alla sorgente dove potrebbe esserci un danneggiamento, poi si procede con un controllo strumentale per verificare se sono presenti tracce del radionuclide

Le sorgenti α e β

Supporto metallico inerte, si deposita il radionuclide sopra si deposita metallo inerte, ad es oro micrometri di spessore.

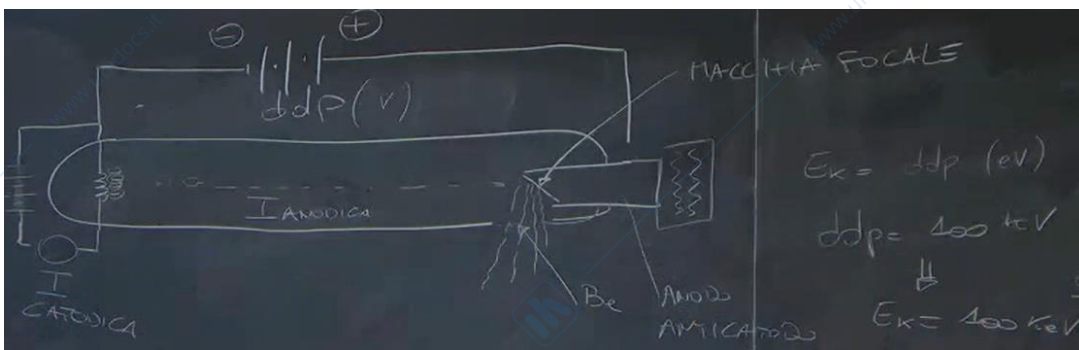
Wipe Test



La sorgente è immersa in una soluzione acquosa per un tempo e u temp precise, si lascia a bagno la sorgente poi estratta e lasciate sciugare in aria, si analizza la soluzione per vedere se ci sono tracce di radionuclidi.

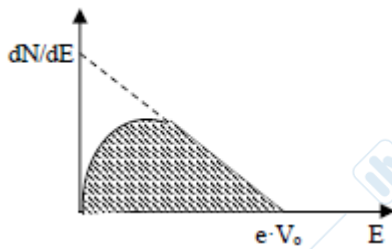
Macchine radiogene

Tubo a raggi x



Ampolla vuota dentro, a sx filamento metallico, tungsteno, e un generatore di tensione che fa circolare una corrente I catodica, il filamento scaldato rende elettroni liberi. C'è un altro gen di tensione che collega il filamento all'anodo. Gli elettroni si trovano in un campo elettrico e vengono generati verso l'anodo, E_K degli elettroni è uguale alla ddp , gli elettroni viaggiano con una v simile a quella della luce, se l'elettrone subisce un'accelerazione perde energia irraggiando, sotto forma di radiazione X. Gli elettroni impattano sulla macchia focale dell'anodo e quello è il campo di radiazione x. Viene estratto limitandone l'attenuazione attraverso una finestra di materiale solitamente Be. Che nergia ha la radiazione x?

Vediamo la distribuzione in energia degli X prodotti

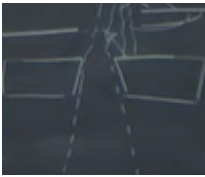


Radiazione di frenamento.

Un fascio così prodotto che caratteristiche ha?

Intensità ed energia. Più è alta l'attività più è alta l'energia.

L'equivalente dell'attività è la corrente catodica più è alta, più è alta la produzione degli elettroni ovvero la corrente anodica. La duale dell'energia è la ddp. Lo spettro è basso per I_{cat} più bassa. Se aumento la ddp aumento E_k finale degli elettroni e lo spettro termina in un punto più avanti. Al dentista ddp 70 kV, ospedale 140 kV ma anche più alti. Oltre i 400 kV non si può andare. A dx c'è uno scambiatore di calore perché la grande maggior parte dell'energia si converte in calore e va dissipata, per tensioni basse è uno scambiatore di calore ad acqua. Sopra certe tensioni si usano degli oli. La macchia focale si rovina allora quel pezzo è stato reso rotante. Collimatore è un dispositivo che sta a valle della finestra che è un pezzo di metallo pesante con un foro,

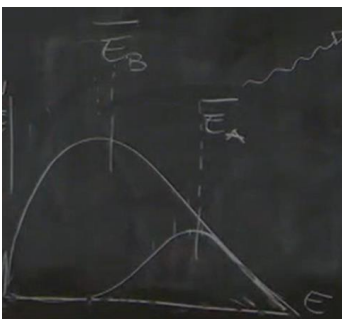


Quelli più moderni hanno delle scanalature interne, fanno sì che si ha un'area di proiezione più precisa. Non si può accendere e spegnere frequentemente, ha anche un

Si utilizza un otturatore, due pezzi di metallo che vanno ad incastro, a coda di rondine.

Lo spettro di energia è continuo, la comp di bassa energia è quella più attenuabile, quella di alta energia ha maggiore capacità di penetrazione, posso mettere fili di metallo diversi e di diverso spessore come filtri.

Cambia l'energia media, ho indurito il fascio.



E_b e E_a energie medie prima e dopo la filtrazione.

Filtro di AL tale che $I_a = 0,5 I_b$, intensità della radiazione prima e dopo il filtro. Questo spessore lo chiamo 1°sev = spessore emivalente, posso mettere un'altra lamiera di alluminio in modo tale che dimezzi I_a e lo chiamo 2°mev. Lo spessore del secondo è maggiore perché aumentando l'energia media questa è più penetrante.

Anche per loro si definisce qualcosa simile al Γ si chiama k erogazione normalizzata,

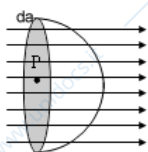
$k = \dot{X}$ a 1 m dalla macchia focale per corrente unitaria.

GRANDEZZE DI CAMPO

Fluenza di particelle

$$\Phi = \frac{dN}{dA} [\text{m}^{-2}]$$

dN è il numero di particelle che attraversano la sezione massima "da" di una sfera di raggio infinitesimo avente centro nel punto considerato



si utilizza la notazione differenziale poiché la definizione deve potersi applicare anche nel caso di campi non uniformi, ove la fluenza cambia da punto a punto. A causa della natura statistica propria dei campi di radiazione, le variabili sono sempre di tipo casuale. Tale è anche il numero di particelle N , il cui differenziale dN deve intendersi come differenziale del numero medio atteso di particelle. Se un radionuclide ha un attività di 100 Bq non significa che ogni secondo registriamo 100 disintegrazioni, è soltanto un valore medio dovuto alla natura probabilistica del fenomeno.

Intensità di fluenza delle particelle o flusso di particelle: quante particelle passano nell'unità di tempo e di spazio.

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{da dt} [\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}]$$

Fluenza di energia

$$\Psi = \frac{dR}{da} [\text{J}/\text{m}^2]$$

$$\Psi = \frac{dR}{da}$$

dR rappresenta la somma dell'energia, esclusa quella di quiete, di tutte le particelle che attraversano la sezione massima da della sfera infinitesima centrata nel punto considerato.

Intensità di fluenza di energia

$$\psi = \frac{d^2R}{da dt} [\text{W}/\text{m}^2]$$

Radiazione fotonica

L'energia è $h \cdot \nu$, non hanno massa.

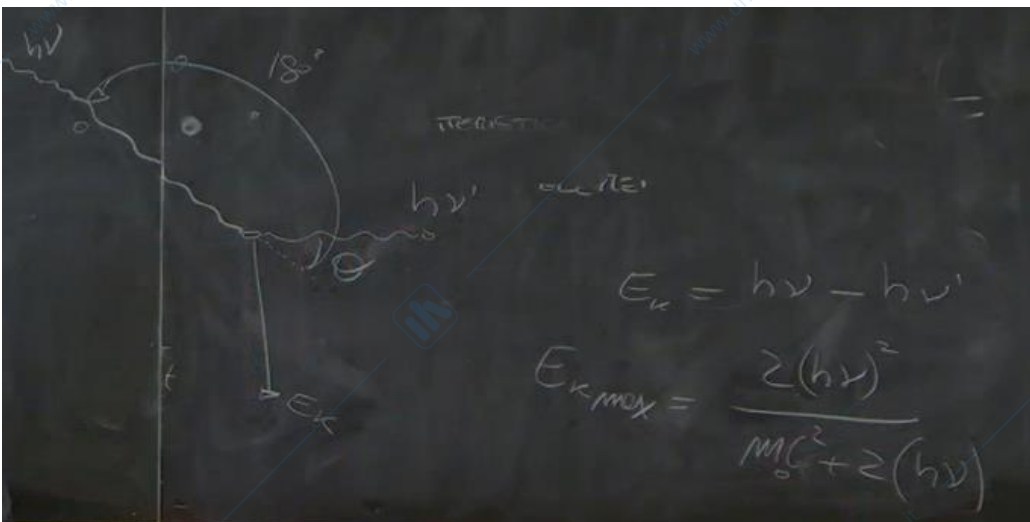
Abbiamo 4 casi:

1. effetto fotoelettrico

Ho un atomo e la radiazione interagisce con l'elettrone più vicino al nucleo, l'elettrone viene scagliato via, e l'atomo rimane ionizzato. Uno degli elettroni più esterni passa al livello più vicino all'atomo, ed emette una radiazione X caratteristica, che corrisponde al salto energetico fatto dall'elettrone. Questa ΔE è tipica di ogni elemento, se conosco ΔE riconosco l'elemento. L'elettrone andato via ha un $E_k = h \cdot \nu$.

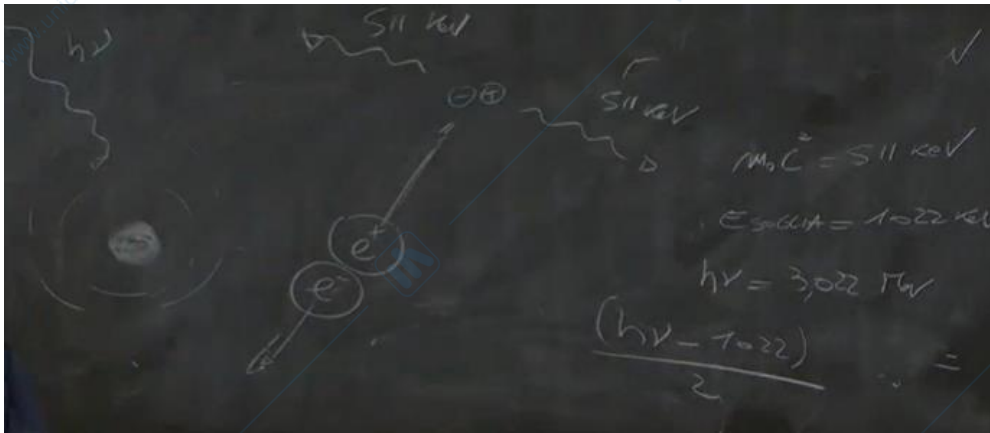
2. effetto Compton:

la radiazione interagisce con un elettrone meno legato, scagliandolo via. Si osserva che la radiazione fotonica perde energia subisce una deflessione ma non si estingue, l'elettrone si prende solo una parte della energia cinetica. $E_k = h \cdot \nu - h \cdot \nu'$. dipende dall'angolo θ . Per $\theta = 180^\circ$ abbiamo la massima energia dell'elettrone.



3. effetto creazione di coppie

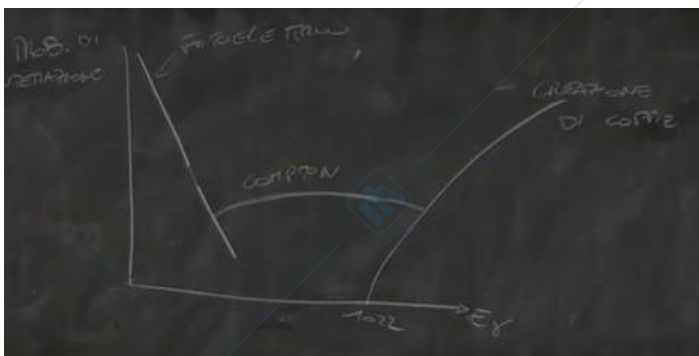
L'atomo non partecipa attivamente ma è essenziale. La radiazione fotonica interagisce col campo di forza del nucleo dell'atomo e si formano due particelle un elettrone e un positrone che vengono sparate con una certa E_k in direzione opposta. Se faccio $m_0 c^2 = 511 \text{ KeV}$ siccome sono due 1022 KeV , se la radiazione non ha un'energia di almeno 1022 KeV non posso creare queste due particelle. Se il fotone è da $3,022 \text{ MeV}$ $1,022 \text{ MeV}$ vanno per le particelle la restante è l'energia cinetica di ogni particella. Il positrone quando E_k diminuisce molto si annichilisce con un elettrone e compaiono due radiazioni γ con 511 KeV l'una.



4. scattering coerente

il fotone subisce delle riflessioni, non c'è trasferimento di energia alla materia, quindi non lo prendiamo in considerazione.

Questi 3 fenomeni capitano casualmente, quando il fotone interagisce con la materia capitano uno dei tre. Dipende dall'energia del fotone e dalla materia.

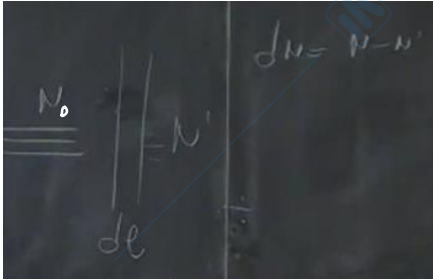


A secondo del materiale cambia la probabilità:

	PROBABILITÀ
① EFFETTO FOTOELETTRICO $\rightarrow \sigma$	$\propto \frac{Z^4}{(h\nu)^{3.5}}$
② II COMPTON $\rightarrow \sigma_c$	$\propto \frac{Z}{h\nu}$
③ II CREAZIONE DI COPPIE $\rightarrow \sigma_{cp}$	$\propto Z^2 \log(h\nu)$

GRANDEZZE CARATTERISTICHE DELLE INTERAZIONI RADIAZIONE – MATERIA

μ è il coefficiente di attenuazione lineare rappresenta la probabilità di interazione per unità di percorso.



$$\mu = \frac{dN}{N dl}$$

$dN = -\mu N dl \rightarrow$ integrando $\rightarrow N(x) = N_0 e^{-\mu x}$

legge dell'attenuazione della radiazione fotonica nella materia. N è il numero di fotoni che hanno attraversato senza interagire.

N tende a 0 all'infinito ma non posso fare delle schermature di spessore infinito perciò si sceglie un valore di soglia.

Posso determinare uno spessore per cui si ha il dimezzamento sostituendo come abbiamo fatto per il tempo di dimezzamento:

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu$$

μ è dato dalla somma di probabilità di interazione con la materia:

$$\mu = \tau + \sigma_c + \sigma_{pp} + \sigma_{sc}$$

1/03

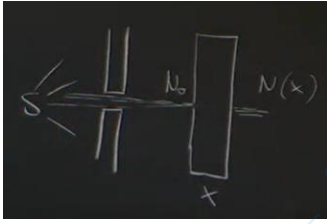
μ è funzione dell'energia della radiazione γ (E_γ e di Z).

Si definisce anche il coefficiente di attenuazione massico $\frac{\mu}{\rho}$ del materiale di densità ρ , per ogni fissata energia delle particelle considerate, la grandezza:

Poiché μ ha le dimensioni di cm^{-1} , il coefficiente di attenuazione massico $\frac{\mu}{\rho}$ ha le dimensioni di $\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$

E' comodo esprimere in spessore massico ρl [g/cm^2]:

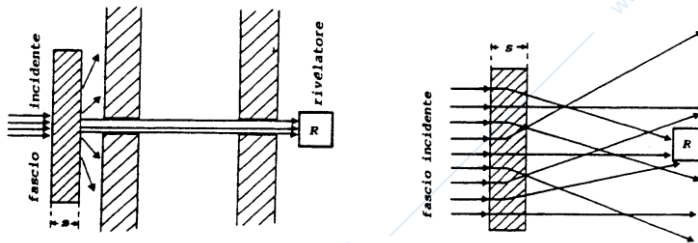
$$N(x) = N_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho l}$$



$$N = N_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho l}$$

N_0 è il numero delle particelle incidenti sul mezzo,
 N è il numero di particelle che hanno attraversato lo spessore ρl senza subire interazioni.

NB: tale legge descrive correttamente la penetrazione del fascio nella materia soltanto nelle condizioni di buona geometria, ovvero quando sperimentalmente vengono contate, in uscita del mezzo, solo le particelle che non hanno subito interazioni e quindi non sono state deviate.



Condizioni di buona geometria condizioni di cattiva geometria.

Nelle radiazioni ionizzanti questo processo avviene in due fasi: 1) la radiazione indirettamente ionizzante interagisce con la materia e mette in moto il secondario carico, nel caso dei fotoni è un elettrone, questa elettrone prende tutta o una parte dell'energia a seconda del fenomeno che sto considerando, e poi l'elettrone andrà a ionizzare. Per questo motivo si introduce:

il coefficiente di trasferimento di energia massico:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho EN} \cdot \frac{dE_{tr}}{dl}$$

è la frazione dell'energia delle particelle incidenti trasferita in energia cinetica di particelle secondarie a causa delle interazioni subite dai primari nel tratto dl del mezzo di densità ρ .
 N è il numero di particelle incidenti ed E l'energia della singola particella.

N.B.: Nel computo $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ si devono escludere tutte le perdite di energia che non ricompaiono sotto forma di energia cinetica dei secondari carichi messi in moto.

Tiene conto dell'energia che i fotoni cedono ai secondari carichi messi in moto,

dE_{tr} è l'energia trasferita ai secondari carichi rispetto all'energia entrante in un volumetto (N numero di fotoni che incidono sul volumetto * E energia trasportata dai fotoni) per unità di percorso 1/(rho*dI)

possiamo anche in questo caso scomporre il coefficiente nei singoli termini:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau_a}{\rho} + \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{\kappa_a}{\rho}$$

Questa energia ceduta ai secondari carichi non è detto che venga assorbita localmente dal materiale. I secondari carichi ionizzano, eccitano il mezzo.

Quando si vuole conoscere l'energia effettivamente depositata in un certo volume è necessario far uso del coefficiente di assorbimento di energia massico $\frac{\mu_{EN}}{\rho}$ definito come

$$\frac{\mu_{EN}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad g = \text{frazione di energia che i secondari carichi dissipano in radiazione di frenamento nel materiale d'interesse.}$$

N.B.: $\frac{\mu_{EN}}{\rho}$ e $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ sono molto diversi solo quando le energie delle particelle cariche secondarie sono molto maggiori dalle loro energie di quiete, e soprattutto nei materiali a Z elevato.

Nel caso dei neutroni in genere non avrebbe significato distinguere tra $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ e $\frac{\mu_{EN}}{\rho}$ poiché i valori numerici sono sostanzialmente coincidenti, a causa della trascurabile frazione d'energia che i secondari carichi dissipano in radiazione di frenamento.

dE_m energia assorbita su E_n energia totale entrante* il tratto 1/rho*dI

$$\frac{\mu_{EN}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad g = \text{frazione di energia che i secondari carichi dissipano in radiazione di frenamento nel materiale d'interesse.}$$

N.B.: $\frac{\mu_{EN}}{\rho}$ e $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ sono molto diversi solo quando le energie delle particelle cariche secondarie sono molto maggiori dalle loro energie di quiete, e soprattutto nei materiali a Z elevato.

Nel caso dei neutroni in genere non avrebbe significato distinguere tra $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ e $\frac{\mu_{EN}}{\rho}$ poiché i valori numerici sono sostanzialmente coincidenti, a causa della trascurabile frazione d'energia che i secondari carichi dissipano in radiazione di frenamento.

Abbiamo finito con i fotoni. La grande differenza con le particelle cariche è che i fotoni possono attraversare lunghi percorsi senza interagire con la materia perché è un fenomeno stocastico, le particelle cariche invece come incontrano atomi iniziano a perdere subito energia in modo deterministico. Perdono metà energia per eccitazione del mezzo e metà per ionizzarlo. Le perdite di energia dovute ad altri processi sono infatti, con qualche eccezione, molto meno importanti. Le eccezioni riguardano le perdite per irraggiamento nel caso delle particelle leggere di alta energia.

Potere frenante massico

Per descrivere le interazioni si fa ricorso ad alcune grandezze fisiche, la più importanti delle quali è il potere frenante massico $\frac{S}{\rho}$ definito da

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl} \quad dE \text{ è l'energia persa da una particella carica di data energia nel tratto } dl \text{ del materiale di densità } \rho$$

$\frac{S}{\rho}$ si misura in $\frac{Jm^2}{kg}$ nel SI; in pratica si usa il $\frac{keV \cdot cm^2}{g}$

Può essere espresso come somma di 2 contributi: perdita per collisione e perdita per irraggiamento.

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{Tot} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl}\right)_{col} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl}\right)_{rad}$$

Secondari= Così vengono definiti gli elettroni emessi in seguito all'interazione delle particelle ionizzanti con la materia.

Consideriamo due particelle che in un mezzo cedono la stessa energia per unità di percorso, la linea indica la traccia della particella che attraversa in mezzo, questa mette in moto gli elettroni che incontra perché ionizza il mezzo, e gli elettroni si diffondono a loro volta nella materia.

L'altra particella mette in moto dei secondari carichi ma conferendo energie medie nettamente inferiori, per avere lo stesso potere frenante sicuramente sono di più. Nel primo caso la densità di ionizzazione è bassa nel secondo caso è più alta. Microscopicamente quindi le cose sono diverse.

Usiamo una grandezza che riesce a descrivere questa diversità:

Per tenere conto di questo si introduce il **LET**, trasferimento lineare di energia (Linear Energy Transfer) o potere frenante lineare ristretto da collisioni, che si indica con L_{Δ} .

Chiamiamo dE l'energia dissipata della particella carica primaria considerata nel tratto dl in collisioni che comportano trasferimenti di energia inferiori ad un prefissato valore Δ ; si definisce

$$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dl}\right)_{\Delta} \text{ ove normalmente } \Delta \text{ è espresso in eV.}$$

il valore delta indica il valore max di energia che viene trasferita per singola collisione. Le braccia sono i raggi delta.

Es:



In questo caso considero soltanto i trasferimenti di energia < 20 , Solo questi trasferimenti verranno considerati come energia ceduta localmente nel mezzo. Se non si impone il valore limite Δ , il LET viene indicato come L_{∞} . [KeV/ μm]

Per i gas:

Energia media per coppia di ioni

$$\bar{W} = \frac{E}{N}$$

$N = n^{\circ}$ ioni formati, $E =$ energia particella carica ceduta al gas.

esprime l'energia media necessaria per creare una coppia di ioni in un gas.

Esempio:

il w è il doppio del potenziale di ionizzazione (eV), perché tiene conto sia della ionizzazione che dell'eccitazione:

Apparentemente \bar{W} dovrebbe coincidere con il potenziale di ionizzazione del gas, i cui valori sono compresi tra 5 e 20 eV. In pratica però non tutta l'energia ceduta dalle particelle cariche viene spesa in ionizzazione poiché una parte va dissipata in processi di eccitazione. Pertanto il valore di \bar{W} sarà maggiore. \bar{W} dipende poco dal tipo e dall'energia della particella carica incidente e dalla natura del gas: i valori misurati si trovano tutti compresi tra 30 e 40 eV.

Esistono formule empiriche che permettono di determinare l'energia critica di una particella carica in un mezzo. Abbiamo detto che la frazione di energia che una particella carica perde come energia di frenamento aumenta all'aumentare e dell'energia della particella e dello z del mezzo.

En critica: en che scelto lato mezzo comporta una cessione di energia al mezzo per eccitazione e ionizzazione uguale alla frazione di energia persa per irraggiamento.

L'energia critica per cui la frazione di energia persa per irraggiamento è circa pari a quella persa per ionizzazione è data per gli elettroni dalla formula empirica

$$E_c = \frac{800}{Z + 1.2}$$

dove Z è il numero atomico del materiale, E_c è l'energia espressa in MeV.

Torniamo al potere frenante vediamo come si calcola, ne esistono due a seconda che stia considerando elettroni o androni ovvero particelle cariche dotate di masse, dai protoni in su. Formula di bethe- block (androni):

Un discorso differente si applica nel caso di particelle adroniche. Per queste la perdita per irraggiamento è assolutamente trascurabile (alle energie riscontrabili comunemente per queste particelle) e si considera esclusivamente la perdita di energia per collisione.

$$S = -\frac{dE}{dX}$$

Data una particella adronica carica (la formula seguente non vale per elettroni, per i quali vale un'altra formula) S aumenta al diminuire della velocità (energia) della particella. La dipendenza funzionale di S è descritta dalla formula di Bethe:

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi \cdot e^4 \cdot z^2}{m_0 \cdot v^2} \cdot N \cdot B$$

dove $N = na$, numero di atomi per cm^3 .

Il fattore B è dato da

$$B = Z \cdot \left[\ln \frac{2 \cdot m_0 \cdot v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

v = velocità della particella

c = velocità della luce in vuoto

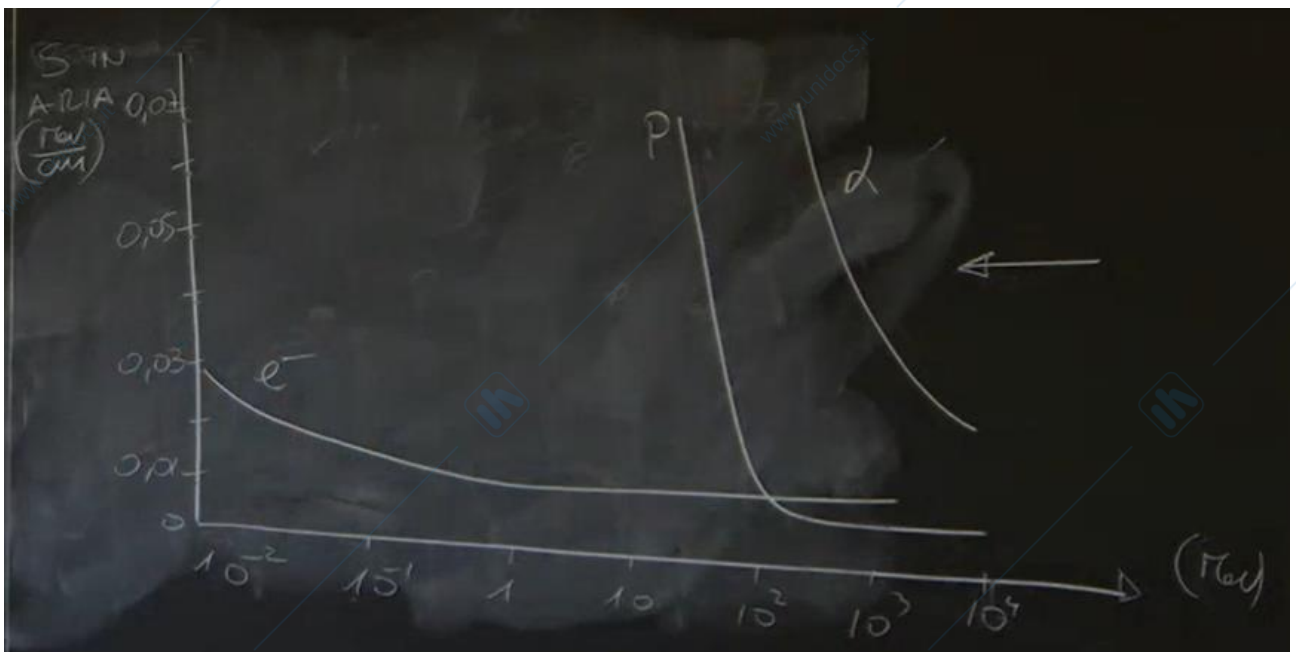
$z \cdot e$ = carica della particella

Z = numero atomico del mezzo

m_0 = massa a riposo dell'elettrone (511 keV)

I = potenziale medio di ionizzazione ed eccitazione del mezzo

Staimo sempre considerando particelle cariche che interagiscono con la materia, (entrano nella materia). Se grafichiamo l'andamento di dE/dx per protoni elettroni ed α , però come abbiamo detto per gli elettroni non vale questa formula. $S=dE/dx$ in aria



Per esempio un protone che entra con un'energia di 10^4 MeV all'inizio la sua variazione di energia per unità di percorso è costante (dE/dx) successivamente va crescendo. Il grafico si legge da $dx \rightarrow sx$

Se grafichiamo dE/dx in funzione della penetrazione nel materiale (non dell'energia):



Vediamo un primo tratto in cui la variazione di energia per unità di lunghezza è costante, poi continua ad aumentare fino al picco e infine l'energia finisce andando a zero.

Per particelle non relativistiche ($v \ll c$) solo il primo termine di B è significativo e varia poco con l'energia della particella: quindi per particelle non relativistiche $\frac{dE}{dX} \approx \frac{1}{v^2}$. A parità

Gli elettroni sono particelle relativistiche.

Il potere frenante massico $\frac{S}{\rho} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ risulta proporzionale a (si veda più avanti la formula di Bethe):

$$\frac{S}{\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \cong \frac{na \cdot z^2 Z}{\rho}$$

$na =$ numero di atomi per unità di volume

$$\text{poiché } na = \frac{\rho}{A \cdot u} = \frac{N_{AV}}{A} \cdot \rho$$

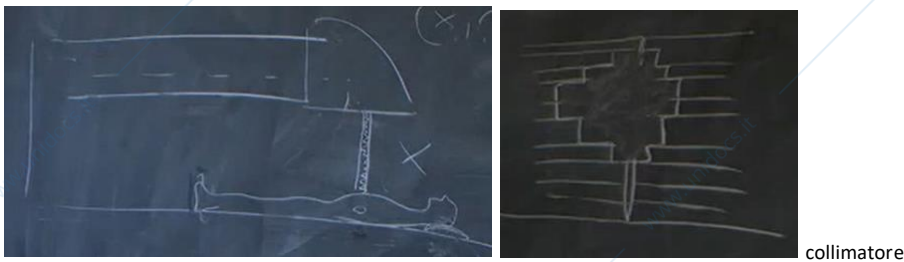
ne consegue che

$$\frac{S}{\rho} \cong z^2 \frac{Z}{A}$$

z è la carica della particella
 Z è il numero atomico del materiale
 $u =$ massa dell'unità di massa atomica
 A è il peso atomico del materiale
 $A \cdot u =$ peso di 1 atomo

Dato che $\frac{Z}{A}$ varia poco lungo il sistema periodico degli elementi, il potere frenante massico è abbastanza indipendente dal tipo di materiale in cui le particelle interagiscono.

Supponiamo di voler trattare una massa tumorale con radiazioni ionizzanti, si utilizza un LINAC, acceleratore di elettroni a energie molto elevate (18MeV), impattano su una testata di tungsteno e generano radiazioni x. Si utilizza un collimatore che riproduce la forma della massa tumorale. Il macchinario ruota attorno alla massa, per preservare i tessuti sani. Girando la forma del tumore cambia perché lo stiamo vedendo da una prospettiva diversa quindi utilizzo un collimatore di forma diversa.



Il collimatore è composto da pacchi di lamelline e queste si spostano via via per riprodurre la forma del tumore.

Esistono acceleratori di adroni, anelli di acceleratori in cui le particelle cariche vengono accelerate. Sono deflesse da campi magnetici, poi il fascio viene deviato una volta raggiunta l'energia voluta e convogliato all'esterno e va nelle sale di trattamento, in Italia ce n'è solo una a Padova.



La massa tumorale non è puntiforme però il picco di Bragg avviene in un punto, così modulo l'energia delle particelle per fare in modo che ci siano più picchi di Bragg altrimenti la massa tumorale riceverebbe la stessa energia dei tessuti sani e il picco soltanto in un punto. Essendo un fascio di particelle cariche queste vengono deflesse da magneti lungo percorsi ben precisi.



dal punto di vista del protone sulla massa tumorale.

Stima del range

Nella pratica, si usano formule empiriche.

- Per particelle α (con $E_\alpha > 2,5$ MeV) in aria:

$$R_\alpha(\text{cm}) = 0,31 \cdot E^{3/2} (\text{MeV})$$

Energia (MeV)	range (cm)
5	3,4
7	5,7

- Per particelle α in una sostanza di densità ρ e peso atomico A:

$$R_\alpha = (5 \cdot 6 \times 10^{-4} \frac{A^{1/3}}{\rho}) \cdot R_\alpha^a \quad \text{con } \rho \text{ in } \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \text{ e } R \text{ in cm}$$

Nella tabella è riportato il range di particelle α in acqua.

Energia (MeV)	range (cm)
5	$4,6 \cdot 10^{-3}$ (46 μm)
7	$7,7 \cdot 10^{-3}$ (77 μm)

- Per i protoni con $E_p > 0,6 \text{ MeV}$ in aria:

$$R_p(\text{cm}) = 100 \left(\frac{E(\text{MeV})}{9,3} \right)^{1,8}$$

Energia (MeV)	range (cm)
1	1,8
2	6,3
6	32,7
7	60

Poiché abbiamo visto che Z/A varia poco, il potere fren massico varia poco al variare degli elementi. Se prendiamo 3,4cm e moltiplichiamo per la densità dell'aria otteniamo lo spessore massico. Che sarà quindi simile a quello di qualsiasi altra sostanza, infatti se dividiamo per la densità dell'acqua otteniamo il range di circa $4,6 \cdot 10^{-3}$

Handwritten calculation showing the conversion of range in air to range in water using mass stopping power ratios:

$$3,4 \text{ cm} \times 1,24 \times 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} = 4,2 \times 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

$$\frac{4,2 \times 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}{1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}} = 4,2 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

Quindi conoscendo i range per α nell'aria per dati Mev posso conoscere il range in tutti i mezzi.

- Il percorso degli elettroni nei diversi materiali non può essere facilmente calcolato perché la traccia non è una linea dritta, la sua lunghezza è molto superiore al range nel materiale.

Per $E_e > 0,6 \text{ MeV}$ una correlazione empirica è:

$$\rho \cdot R_e \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right) = 0,526 E (\text{MeV}) - 0,094$$

Energia (MeV)	$\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	cm H_2O
1	0,43	0,43
2	0,958	0,96
5	2,5	2,5

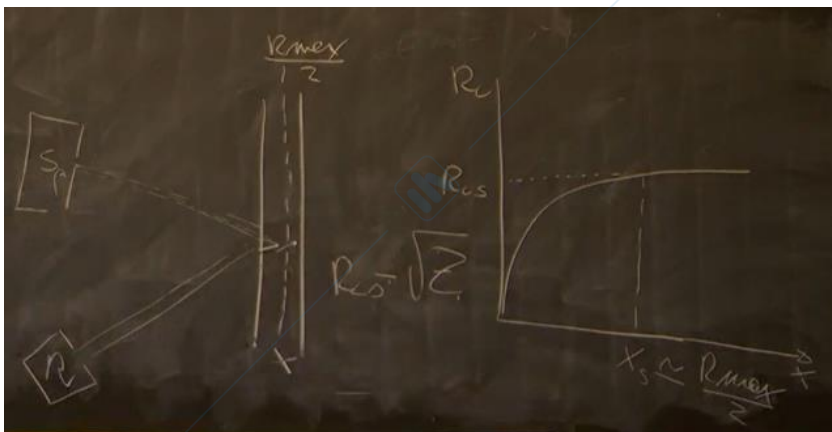
La formula di Flammersfeld fornisce una relazione tra il range massimo e l'energia massima della radiazione β

$$\rho R_{\text{max}} \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right) = 0,11 \cdot \left\{ 1 + 22,4 E_{\text{max}}^2 (\text{MeV}) \right\}^{1/2} - 1$$

Energia (MeV)	$\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$
1	0,38
2	0,937

Backscattering

Il backscattering è il fenomeno per cui un fascio di radiazione β viene riflesso da uno schermo.

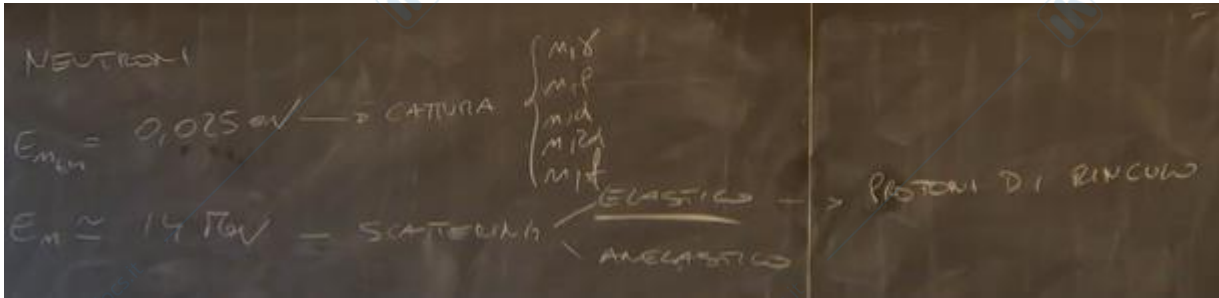


Abbiamo la sorgente di radiazione β riflessa da uno schermo di spessore x , si arriva ad un valore di spessore x_s per il quale l'intensità di Backscattering rimane costante, che è pari a $R_{\text{max}}/2$. Inoltre, il rateo di backscattering aumenta approssimativamente con la radice quadrata nel numero atomico. Pertanto per ridurre il fenomeno si devono usare materiali a basso Z .

Abbiamo visto fino ad adesso le radiazioni fotoniche, le particelle cariche e mancano i neutroni. Vediamo in che energie possiamo trovare i neutroni:

il comportamento dei neutroni dipende fortemente dal materiale. Se voglio rallentare i neutroni veloci devo utilizzare nuclei più leggeri possibili, il nucleo ideale è l'idrogeno. Sopra una certa energia avviene sia lo scattering elastico che anelastico, ovvero il neutrone colpisce il nucleo gli cede energia e va ad un livello eccitato, per diseccitarsi diverse possibilità come l'emissione γ o l'inizio di una reazione nucleare. Anche nel copo umano avviene lo scattering elastico. il nucleo di idrogeno parte, quindi abbiamo protoni messi in moto da elettroni veloci: protoni di rinculo. Con i

neutroni termici trovano degli isotopi che hanno una probab elevate di catturar il neutone e può avvenire una reazione n,γ ovvero un nucleo cattura un neutrone e si diseccita emettendo un γ , può restare instabile, oppure una reazione n,p un nucleo cattura un eutrone e butta fuori un protone, reazione n,α , $n,2\alpha$ ovvero vengono espulse particelle α , oppure la fissione.



Primi neutroni termici, secondi veloci

Tutto dipende dall'isotopo con cui l'elettrone va ad interagire. La reazione nucleare può avvenire anche con l'elettrone veloce. Come si misura la probabilità che una reazione avvenga con i neutroni? Si usano le sezioni d'urto microscopiche. Si indicano con σ l'unità di misura è il Barn.

$$1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Se voglio fare una stima di attenuazione di un flusso neutronico:

Sezione d'urto di rimozione

Una legge di attenuazione esponenziale per il rateo di dose approssima le interazioni dei neutroni di fissione con il materiale

$$\dot{D}(x) = \dot{D}(0) \cdot e^{-\Sigma_r x}$$

$\Sigma_r = na\sigma_r$ = sezione d'urto macroscopica di rimozione
 na è il numero di atomi per unità di volume (cm^3)

$$\text{con } \sigma_r \cong \frac{1}{2} \sigma_{el} + \sigma_{inel}$$

\dot{D} = intensità di dose.

σ_{el} = elastico, σ_{inel} = anelastico

Non è rigorosa, per fare delle progettazioni si usano le tecniche montecarlo.

GRANDEZZE DOSIMETRICHE

Dose assorbita

Si definisce energia ceduta della radiazione, ε in un certo volume la grandezza

$$\varepsilon = R_{in} - R_{out} + \Sigma Q(J) \text{ con}$$

R_{in} = energia radiante incidente nel volume considerato, cioè la somma delle energie (escluse quelle di quiete) di tutte le particelle, direttamente o indirettamente ionizzanti, che entrano nel volume

R_{out} = l'equivalente di R_{in} , ma uscente dal volume considerato

ΣQ = la somma delle energie liberate meno la somma di quelle consumate in ogni

ε è una grandezza stocastica e può avere fluttuazioni anche grandi se si considerano volumi piccoli o flussi di particelle (φ) modesti. Comunque si considera il valore medio $\bar{\varepsilon}$.

Si definisce dose assorbita in un elemento di volume dm la quantità

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm}$$

L'unità di misura è il Gray: $1\text{Gy} = \frac{1\text{J}}{\text{kg}}$. Tuttavia è ancora molto diffuso il RAD

$$100 \text{ RAD} = 1\text{Gy}$$

È un unità di misura grande, si usano i sottomultipli.