

Fisica Nucleare Applicata

Laurea Magistrale in Fisica

Dosimetri

Rivelatori e catene spettrometriche

<http://www.ge.infn.it/~prati>

Riferimenti bibliografici

M. Pelliccioni, *Fondamenti Fisici della Radioprotezione*, Pitagora Editrice, Bologna 1989 (*CSB di FISICA*)

U. Amaldi, *Fisica delle Radiazioni*, Boringhieri, (*CSB di FISICA*)

W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag. (*CSB di FISICA*)

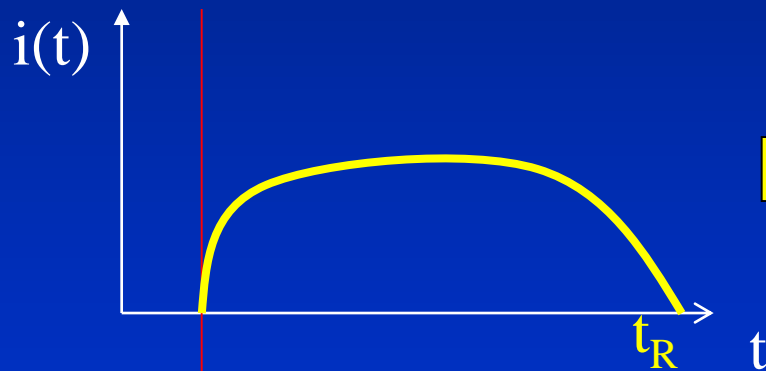
F. A. Smith, *A primer in Applied Radiation Physics*. World Scientific (*CSB di FISICA*)

G. Gilmore & J. Hemingway, *Practical Gamma-Ray Spectrometry*, Wiley & sons (<http://www.gammaspectrometry.co.uk>)

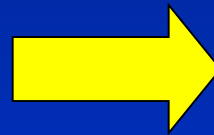
Rivelatori di particelle

Un rivelatore di particelle/fotoni è un trasduttore che trasforma l'energia cinetica depositata al suo interno dalla radiazione in un segnale elettrico.

In tutti i meccanismi di interazione radiazione-materia vengono prodotti, nel materiale attraversato, delle coppie elettrone-ione: **in un rivelatore queste coppie, in un tempo finito, vengono raccolte per formare un impulso di corrente:**



Arrivo della
particella



$$\int_0^{t_R} i(t) dt = Q$$

Ovviamente $Q = Q(E_{\text{dep.}})$ e si cerca di fare in modo che $Q \propto E_{\text{dep.}}$

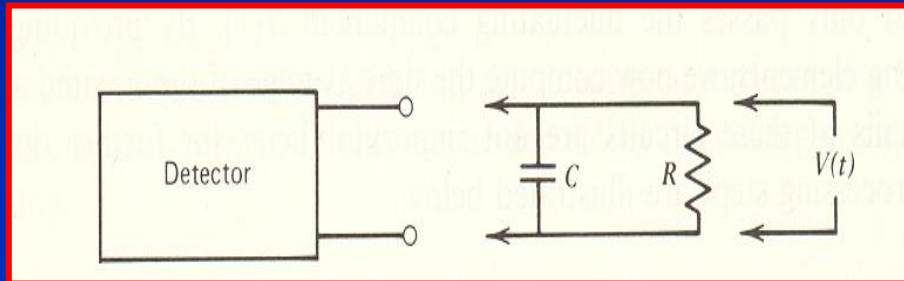
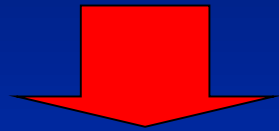
Integrazione del segnale

In generale l'analisi del segnale elettrico prodotto dal rivelatore segue due fasi/obiettivi:

1 Individuare la presenza del segnale (contare gli impulsi)

2 Misurare la Q prodotta cioè l'integrale dell'impulso di corrente (proporzionale all'energia ceduta).

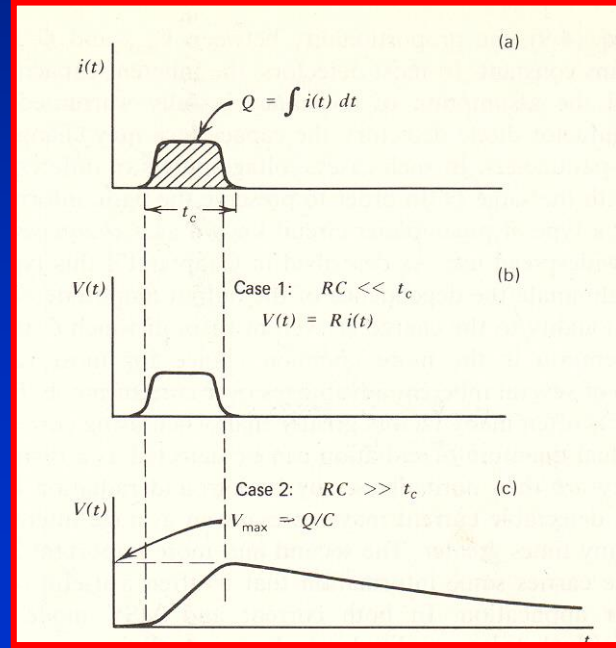
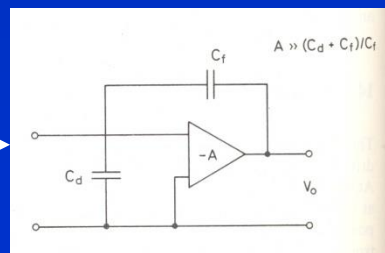
Si invia l'impulso di corrente del riv. ad un circuito RC



$$V_c = Q/C$$

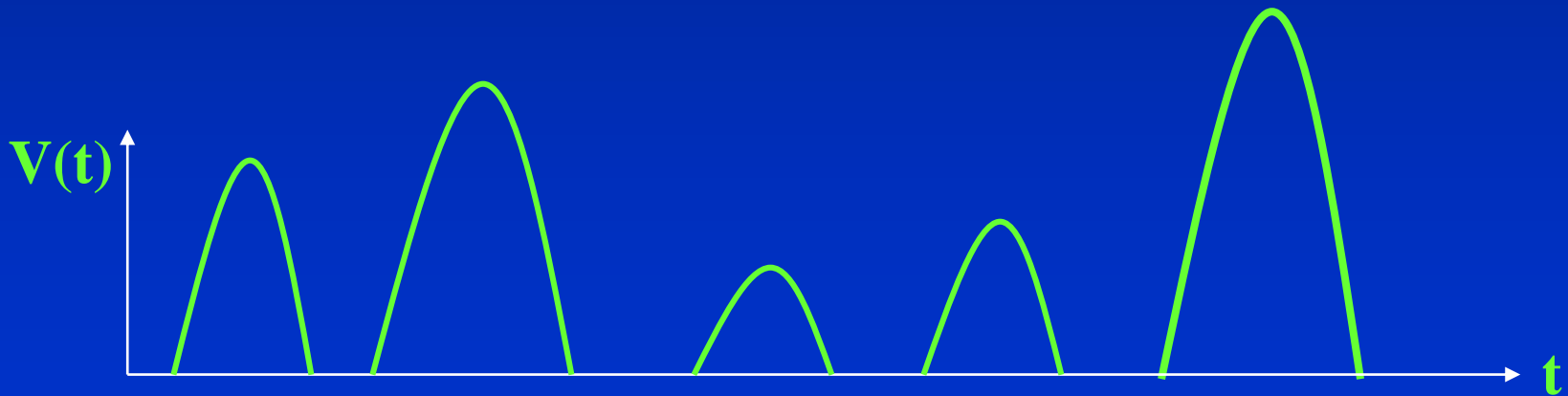
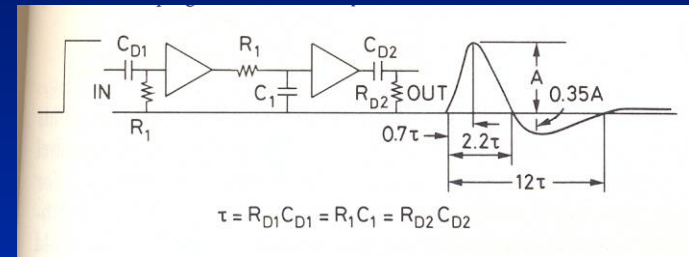
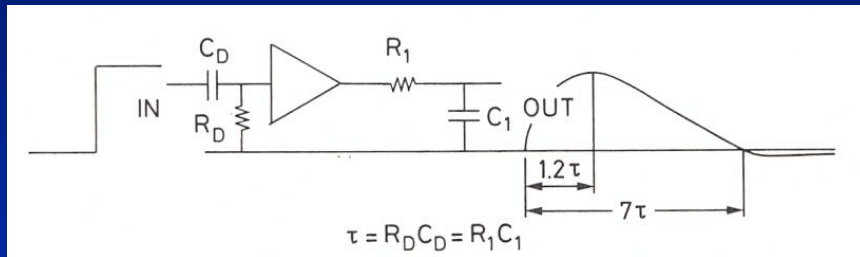
Quando l'impulso di corrente si è esaurito...

Più precisamente si utilizzano circuiti RC attivi, detti **PREAMPLIFICATORI**, che garantiscono maggiore stabilità e consentono di amplificare il segnale

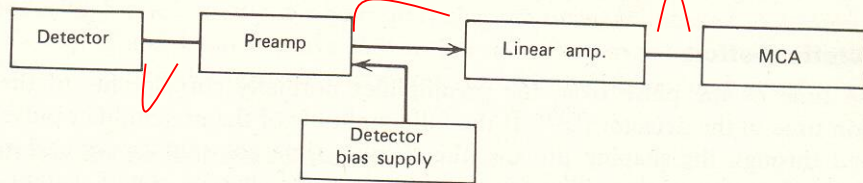


Risoluzione energetica 1

Dopo l'RC si utilizzano comunque altri circuiti (AMPLIFICATORI LINEARI o MAIN AMPLIFIER) che formano il segnale in impulsi di tensione che si susseguono all'uscita del rivelatore:

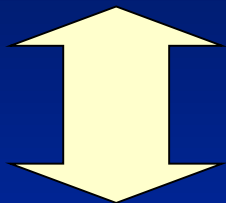


Catena elettronica spettrometrica



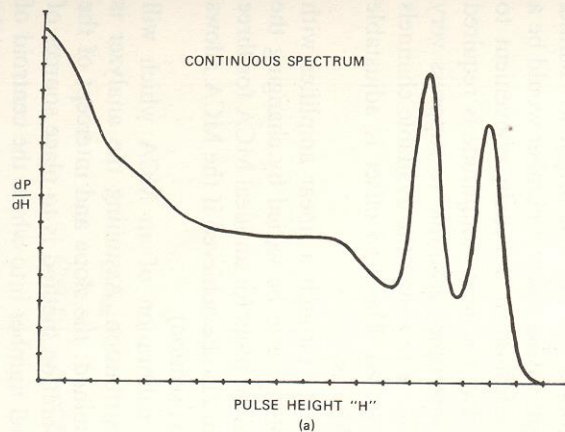
(a)

Deve essere lineare!!

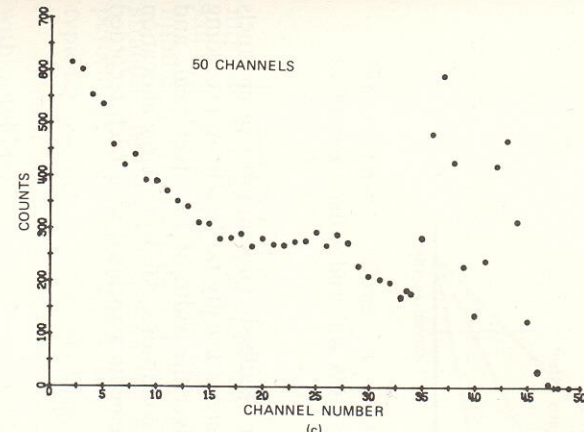


Può avere diverse configurazioni ma gli elementi indicati nello schema sono sempre presenti. Il prodotto finale è la digitalizzazione dello spettro dei segnali in una distribuzione ad intervalli detti "canali". La relazione canali/energia è lineare, con un termine noto che esprime la presenza di eventuali offset nel processo di formazione del segnale:

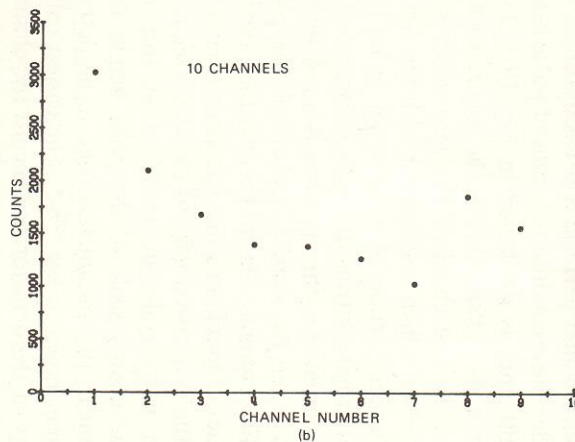
$$E = a \cdot CH + b$$



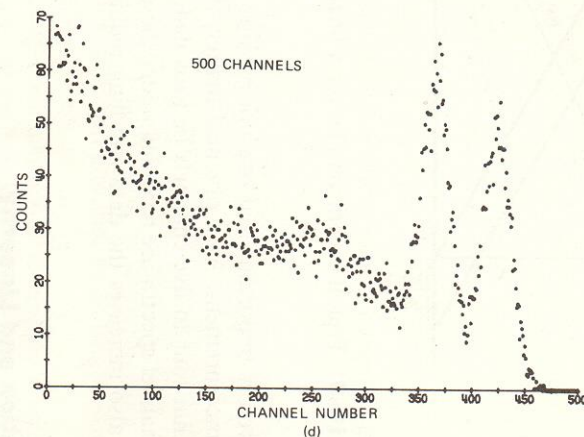
(a)



(c)



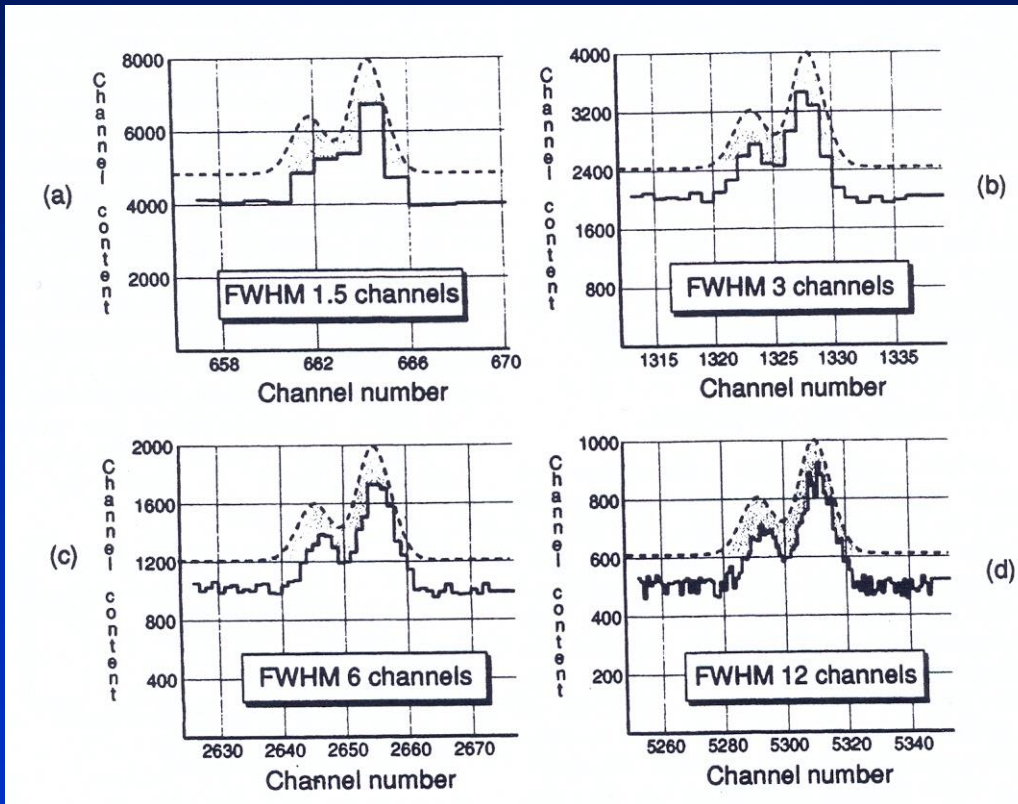
(b)



(d)

Conversion gain

Quando possibile, la scelta del n. di canali, che dipende dal n. di bit della conversione analogico/digitale e quindi è sempre = 2^n (valori tipici $n=12/16$), deve essere fatta in funzione della risoluzione del rivelatore (*regola pratica* → FWHM = 4 canali)



- a) pochi canali → perdita risoluzione
- b) OK
- c) OK
- d) troppi canali → segnale rumoroso

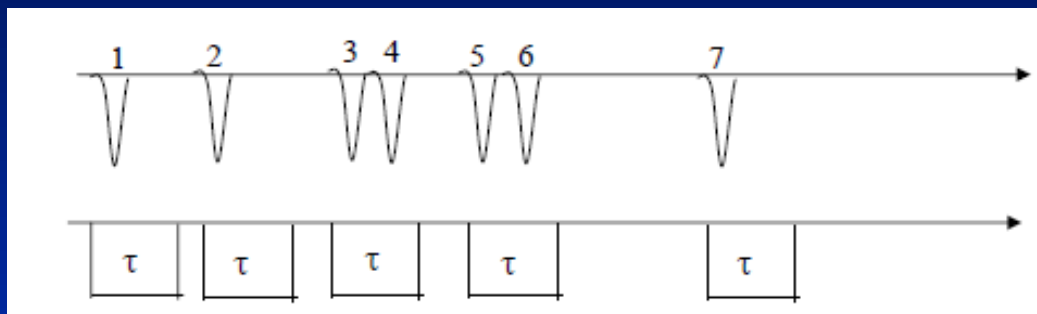
NB: per la statistica di Poisson le fluttuazioni degli N_c conteggi raccolti in un canale è pari a $\sqrt{N_c}$ e quindi la fluttuazione va come $1/\sqrt{N_c}$. Pertanto non conviene "distribuire" i conteggi su un numero eccessivo di canali

Dato il range in energia del segnale analogico che l'ADC accetta in ingresso (E_{max}) ed il numero di bit dell'ADC, si chiama "Conversion Gain", $CG = E_{max}/2^n$ che viene solitamente espresso in eV (o multipli)/canale

Tempo morto

La registrazione (produzione del segnale e conversione analogico/digitale) di un evento richiede un certo tempo e il rivelatore rimane insensibile per questo tempo, detto "Tempo morto" (Dead Time). Se un secondo evento non dista temporalmente dal primo per più del tempo morto, non viene registrato. E' importante conoscere il tempo morto per poter correggere il tasso di conteggio.

Nell'esempio, in cui si suppone $DT = \text{cost.} = \tau$, gli eventi 4 e 6 vengono persi.



$R_v = \text{tasso di conteggio reale} [s^{-1}]$

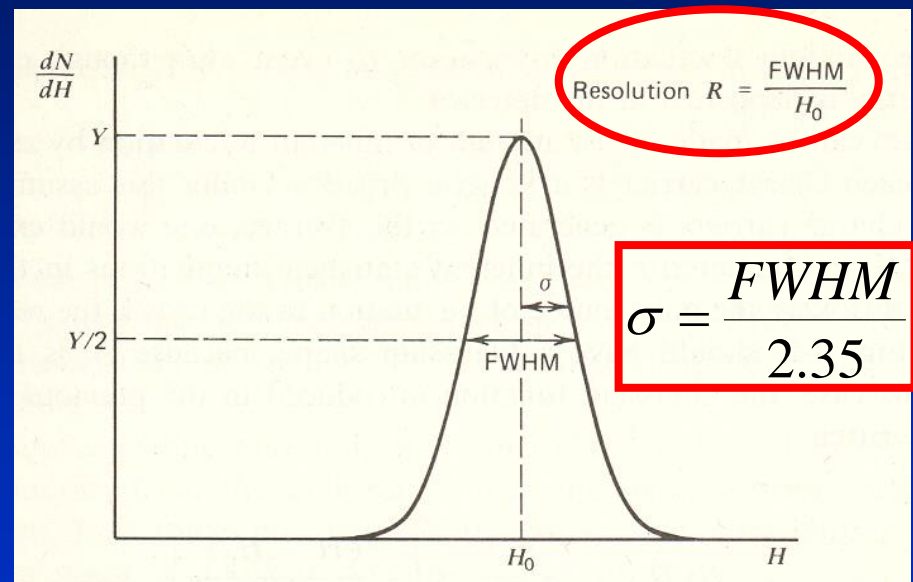
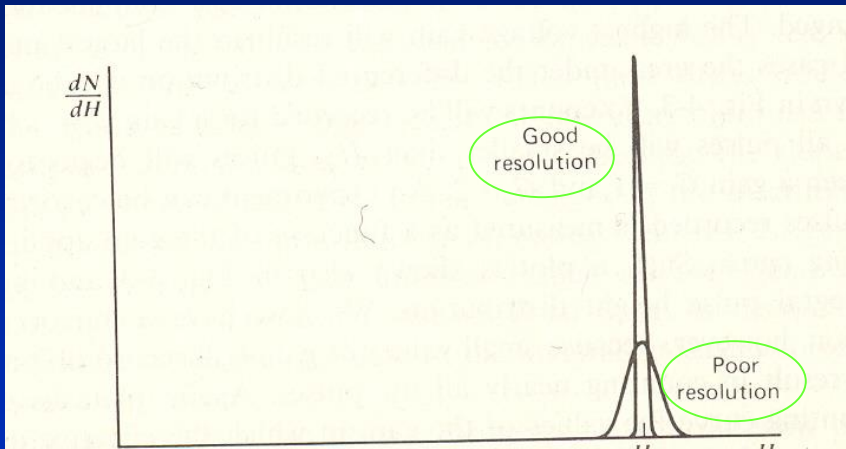
$R_m = \text{tasso di conteggio misurato} = \frac{N_m}{T_{\text{mis}}} [s^{-1}]$

$$\Rightarrow R_v = R_m + R_v(R_m \tau) \Rightarrow R_v = \frac{R_m}{1 - R_m \tau}$$

Il prodotto $R_m \tau$ è la frazione di tempo morto: la correzione presuppone che la frequenza del segnale sia costante nel tempo...ma questo è vero solo in media pertanto è comunque sempre necessario cercare condizioni sperimentali in cui la correzione sia piccola (diciamo $\sim 10\%$)

Risoluzione energetica 2

In realtà il processo di interazione radiazione-materia così come quello di formazione del segnale, è di tipo statistico e ogni singolo evento sarà sottoposto a fluttuazioni casuali che trasformano lo spettro teorico (delta) in una curva approssimabile ad una gaussiana. **La larghezza della gaussiana dipende dalle caratteristiche del rivelatore ed è chiamata: RISOLUZIONE**



$$N(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}$$

Più correttamente la distribuzione dei segnali (conteggi) segue la distribuzione di Poisson

$$P(n) = e^{-\mu} \frac{\mu^n}{n!} \quad \text{con } \mu = \langle n \rangle$$

che per μ abbastanza grande ($\sim \mu > 10^3$) tende ad una gaussiana

Risoluzione energetica 3

E media per
creare una
coppia e - ione

In un rivelatore, ad ogni evento, ho una produzione media di $\langle N \rangle$ coppie elettrone-ione, dove $\langle N \rangle = E_{ced} \varepsilon$

Il fenomeno segue la statistica di Poisson (eventi rari): ad ogni evento N sarà distribuito intorno al valor medio con una

$$SD = \sigma = \sqrt{\langle N \rangle}$$

Quindi:

$$R_{th} = \frac{FWHM}{E_0} = \frac{2.35\sqrt{\langle N \rangle}}{\langle N \rangle} = \frac{2.35}{\sqrt{\langle N \rangle}}$$

e, per $E_{ced} = \text{cost}$:

$$R_{th} = k(E_{ced}) 2.35 \sqrt{\varepsilon}$$

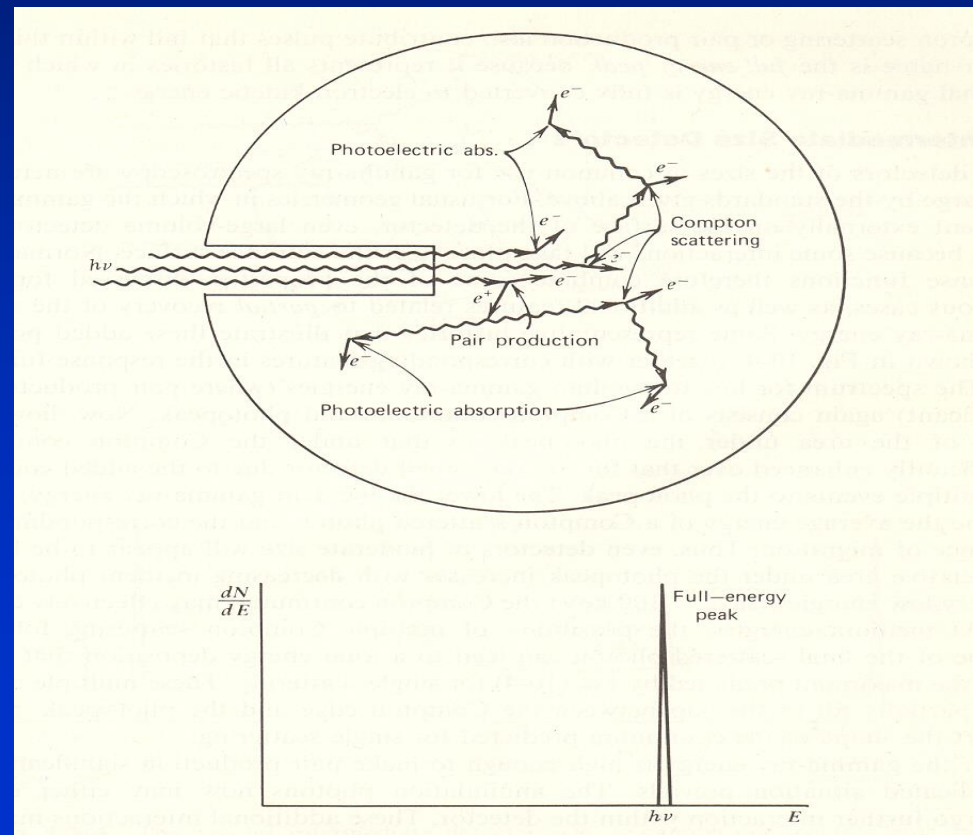
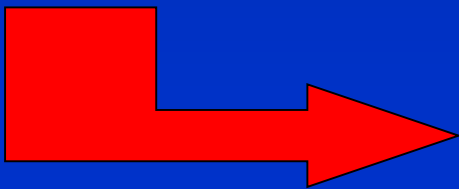
In realtà $R > R_{th}$ (SEMPRE) causa il rumore elettronico ed altri effetti

Funzione di risposta 1

Non sempre (quasi mai...) la deposizione di una quantità di energia costante produce nel rivelatore uno spettro di impulsi monocromatico (risoluzione a parte). Il caso più chiaro è la rivelazione di radiazione X e/o γ :

Rivelatore "infinito"

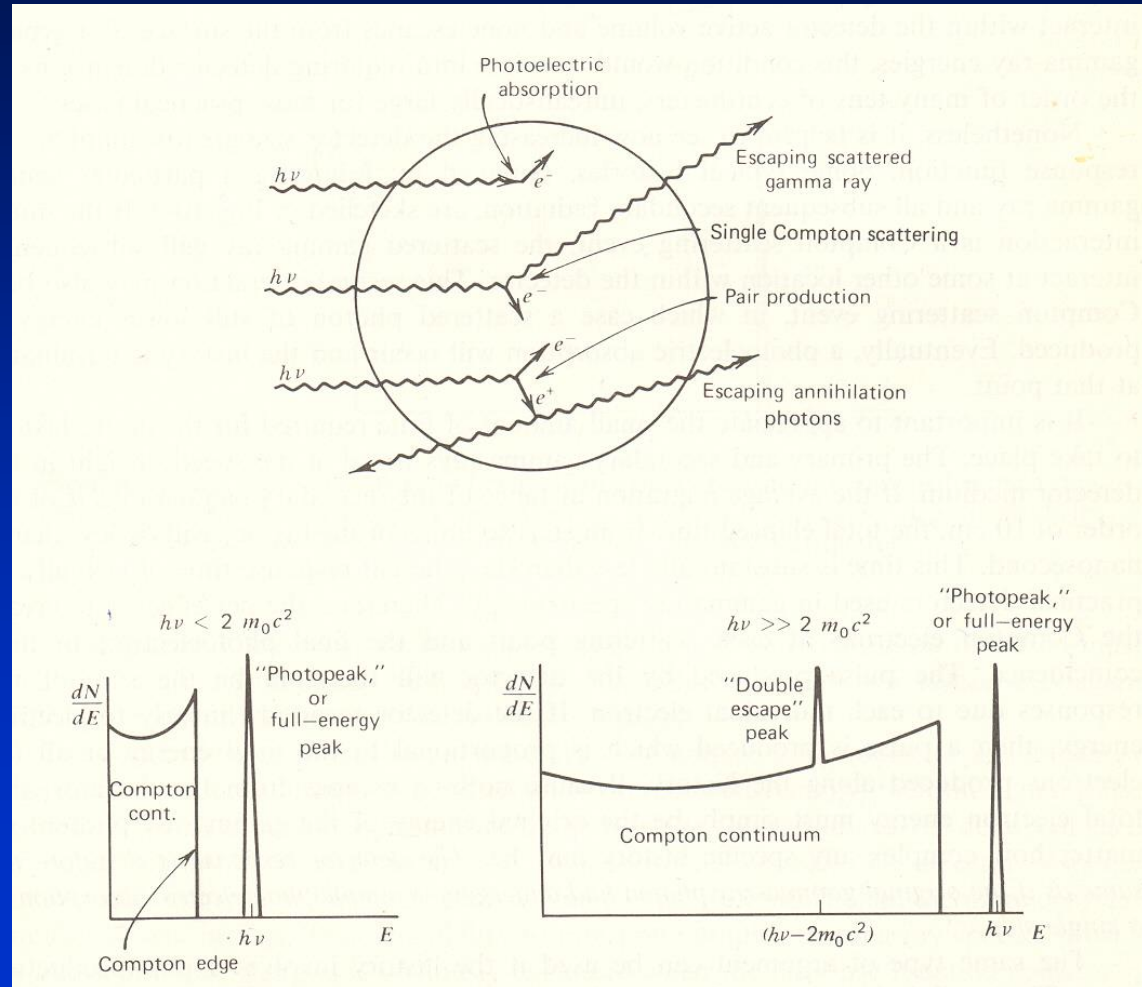
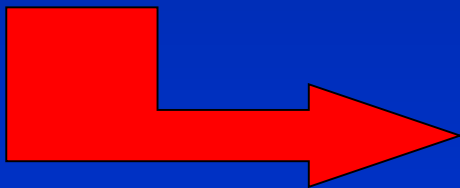
Tutti i processi di interazione γ -
rivelatore si concludono,
inevitabilmente, con
l'assorbimento totale
dell'energia trasportata dal
fotone



Funzione di risposta 2

Rivelatore "piccolo"

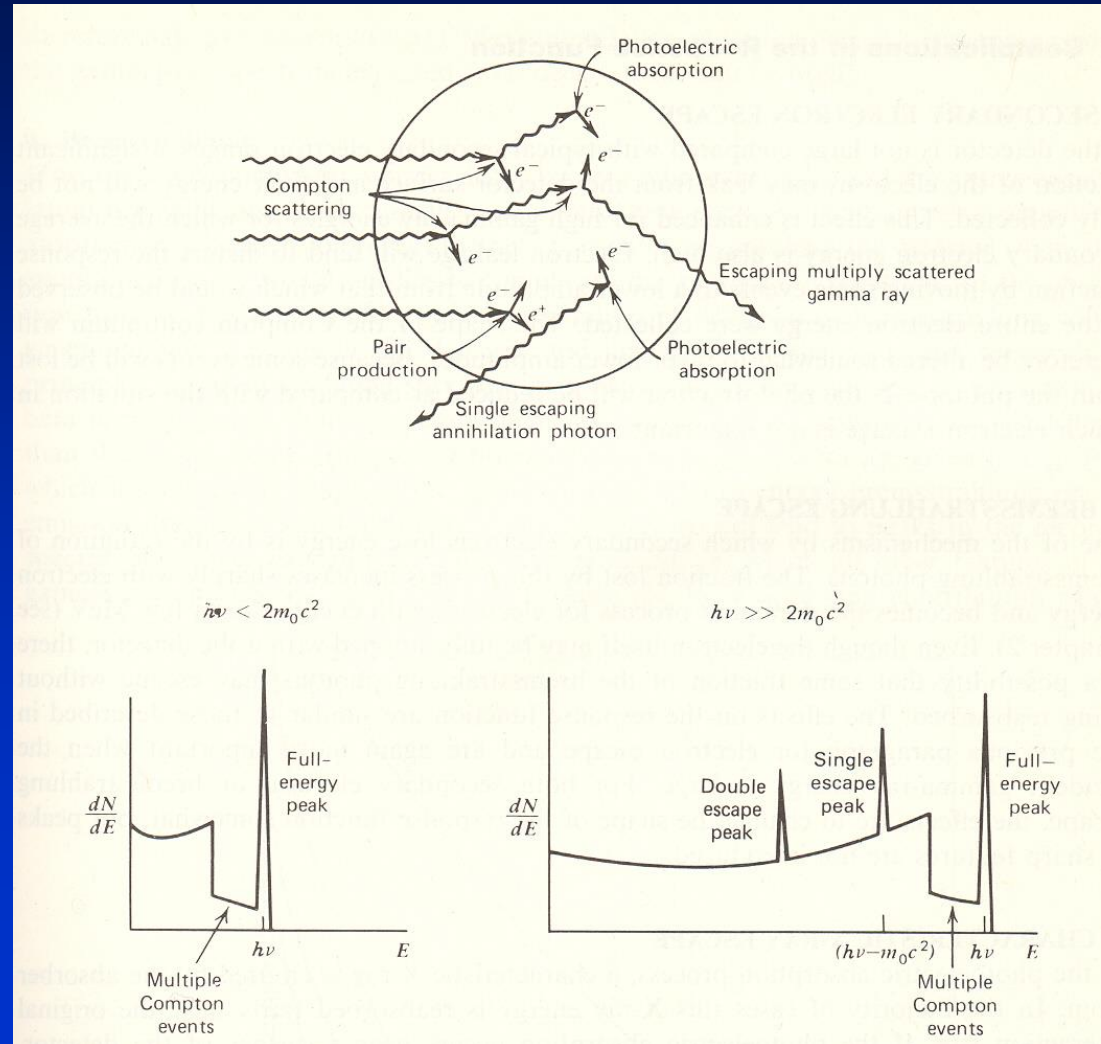
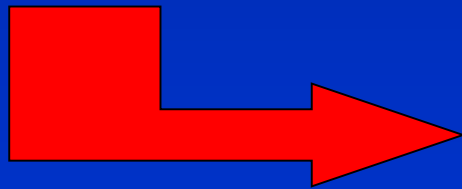
Gran parte della radiazione Compton diffusa e dei γ di annichilazione sfugge al rivelatore. Lo spettro dei segnali rivelati è molto più complesso



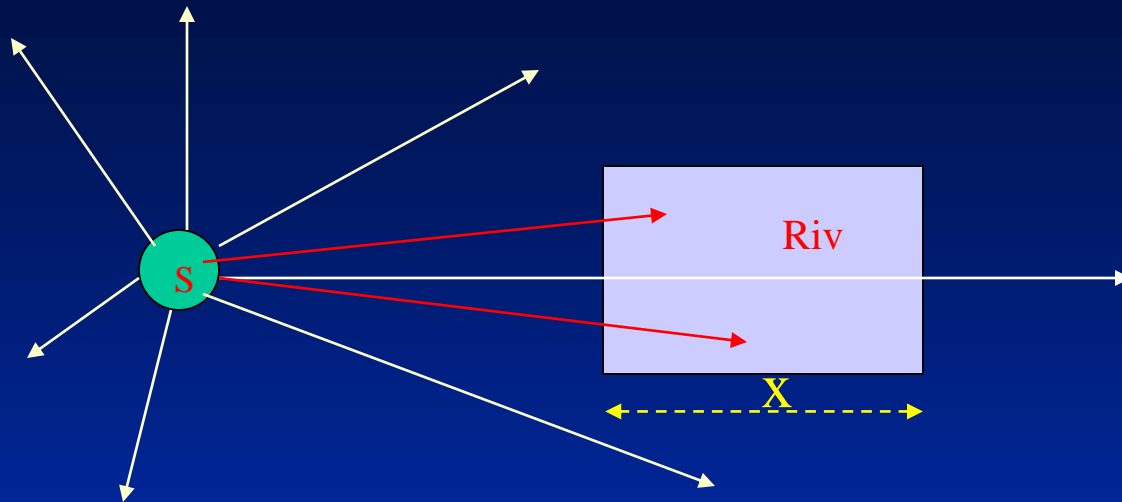
Funzione di risposta 3

Rivelatore “reale”

La situazione è intermedia tra le due precedenti ed è complicata dalla elevata probabilità di interazioni multiple che non conducono però all'assorbimento totale del γ iniziale.



Efficienza di rivelazione



Non tutte le particelle/radiazioni emesse (ad es.) da una sorgente interagiscono con il rivelatore

Si definisce efficienza di rivelazione = η

$$\eta = \frac{\text{segnali rivelati}}{\text{particelle emesse dalla sorgente}}$$



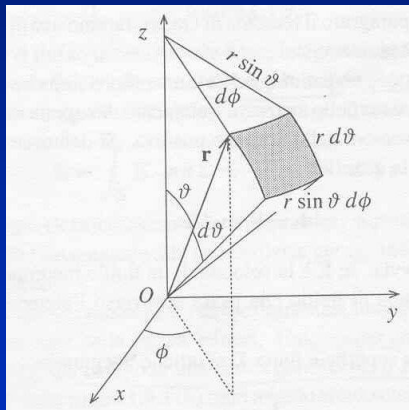
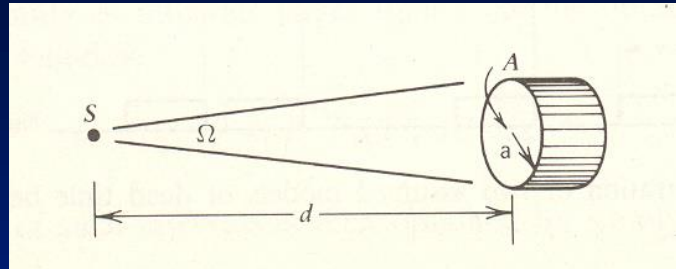
$$\eta = \eta_i \eta_g$$

L'efficienza è il prodotto di due termini: la probabilità che la particella venga emessa all'interno dell'angolo solido sotteso dal rivelatore (η_g) e la probabilità di interazione (η_i)

$$\eta_i = P(\text{interazione}) = 1 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad \text{con } \lambda = \frac{1}{\mu} \text{ per i } \gamma \text{ e } \lambda = d_{i,a} \text{ per particelle cariche}$$

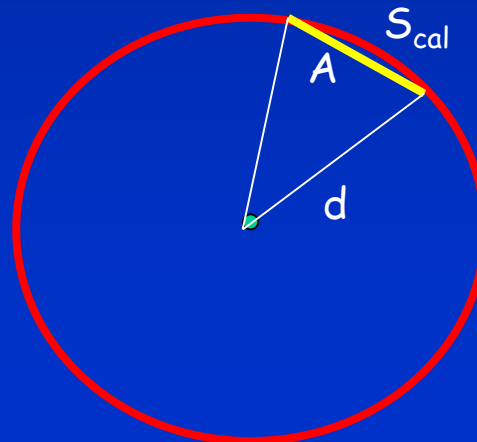
Angolo solido

L'angolo solido sotteso da un rivelatore (Ω) dipende dalla sua forma, dalla sua distanza dalla sorgente di radiazioni. Se la sorgente può essere considerata puntiforme una buona stima di Ω si ottiene facilmente:



$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi \Rightarrow \Omega = \int_A \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \sin \theta d\theta$$

Ma...



$$S_{\text{cal}}/4\pi d^2 = \Omega/4\pi$$



$$\Omega = S_{\text{cal}}/d^2 \approx A/d^2$$

Per geometrie più complesse il calcolo può diventare arduo e Ω si calcola con simulazioni Monte Carlo

Quindi:

$$\eta_g = \frac{\Omega}{4\pi}$$

se l'emissione è isotropa,

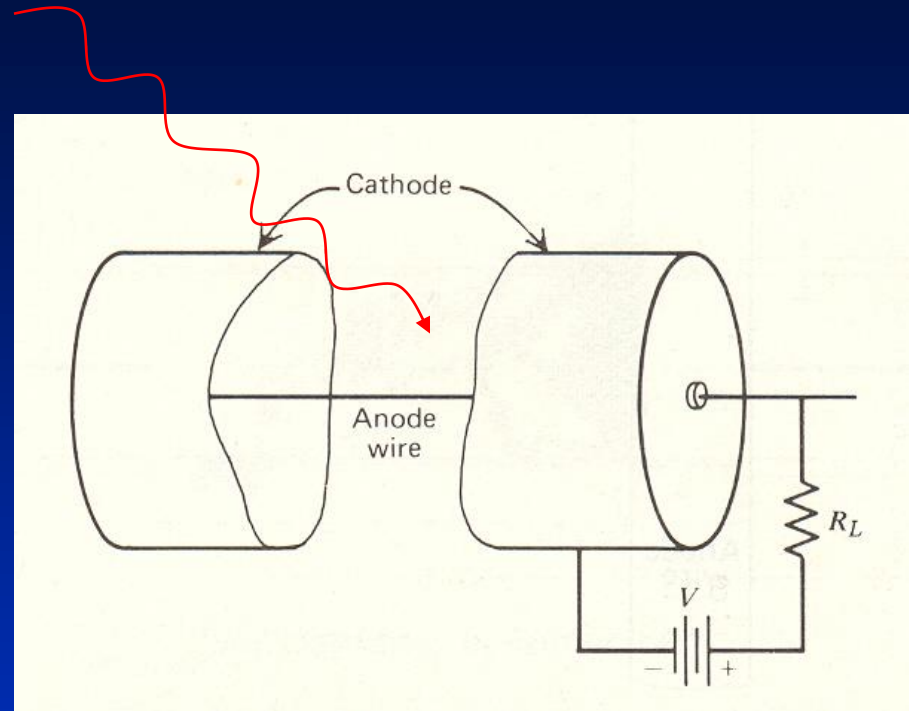
e:

$$N_s = \frac{N_{\text{riv}}}{\eta_g \eta_i}$$

$N_s = n.$
particelle
emesse dalla
"sorgente"

Rivelatori a gas 1

Sono dei condensatori (spesso cilindrici) con un dielettrico gassoso: la radiazione incidente ionizza il gas e le coppie e⁻-ione prodotte vengono convogliate sulle armature da un campo elettrico costante.



Le cariche secondarie si muovono nel gas con una velocità $= v_D = \mu E / P$

con $\mu =$ mobilità \approx costante : $1 - 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ atm V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

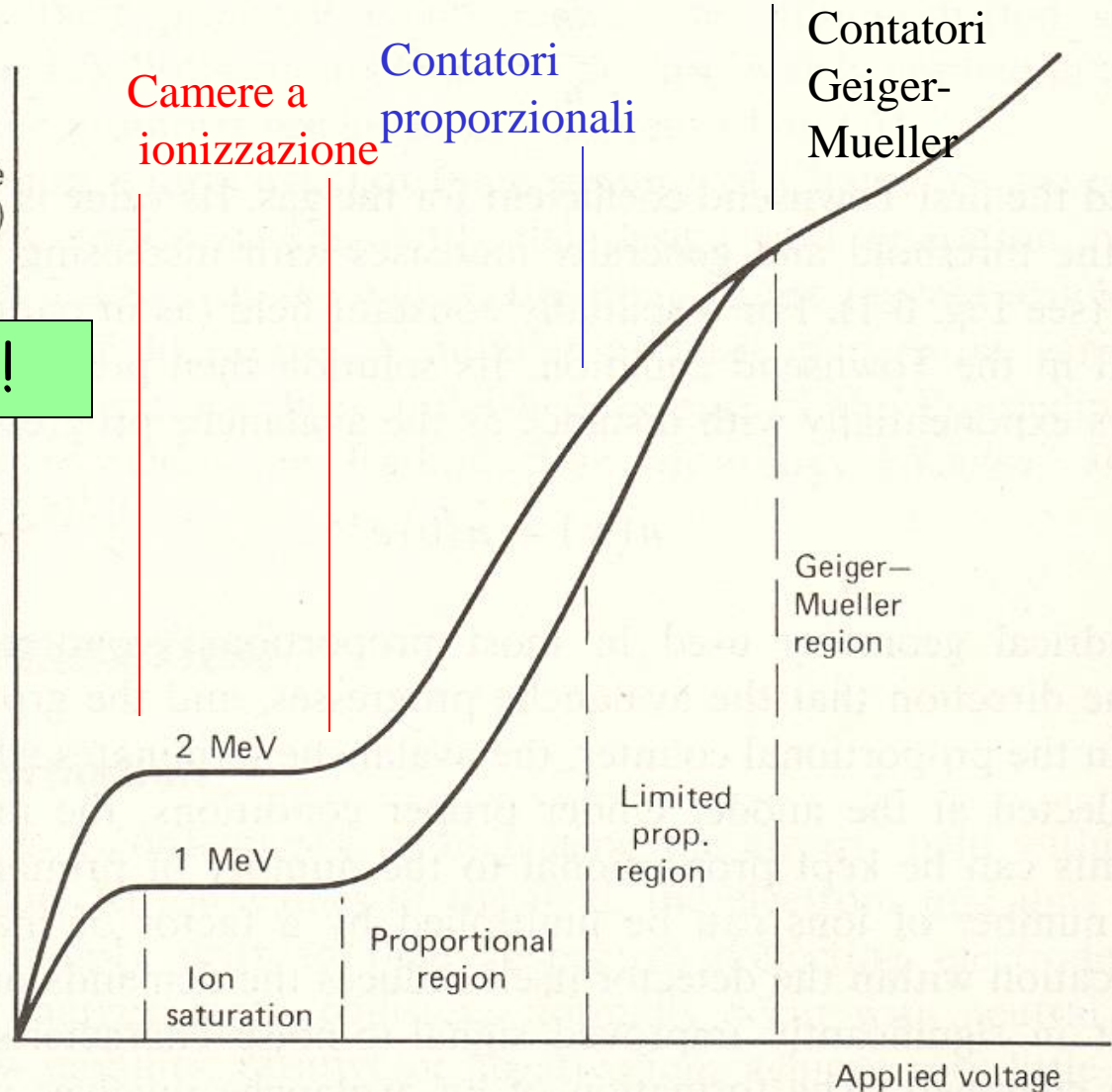
Durante il tragitto verso le armature parte delle cariche prodotte possono ricombinare con relativa peggioramento della risoluzione

Rivelatori a gas 2

Pulse amplitude (log scale)

Per $E_{ced} = \text{costante !!}$

Il Valore della HV applicata definisce modalità di funzionamento e dispositivi diversi



Rivelatori a gas 3

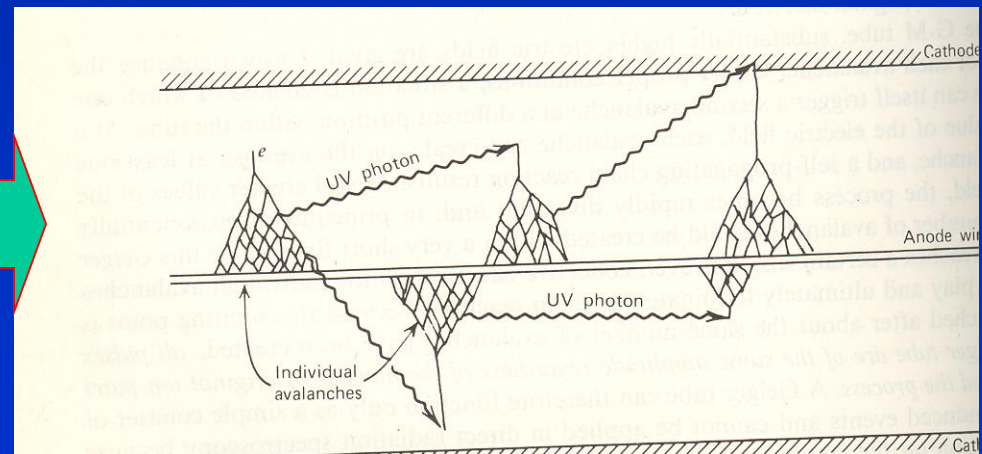
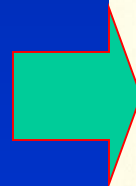
TABLE 5-1 Values of the Energy Dissipation per Ion Pair (the W -Value) for Different Gases^a

Gas	W -Value (eV/ion pair)	
	Fast Electrons	Alpha Particles
A	26.4	26.3
He	41.3	42.7
H ₂	36.5	36.4
N ₂	34.8	36.4
Air	33.8	35.1
O ₂	30.8	32.2
CH ₄	27.3	29.1

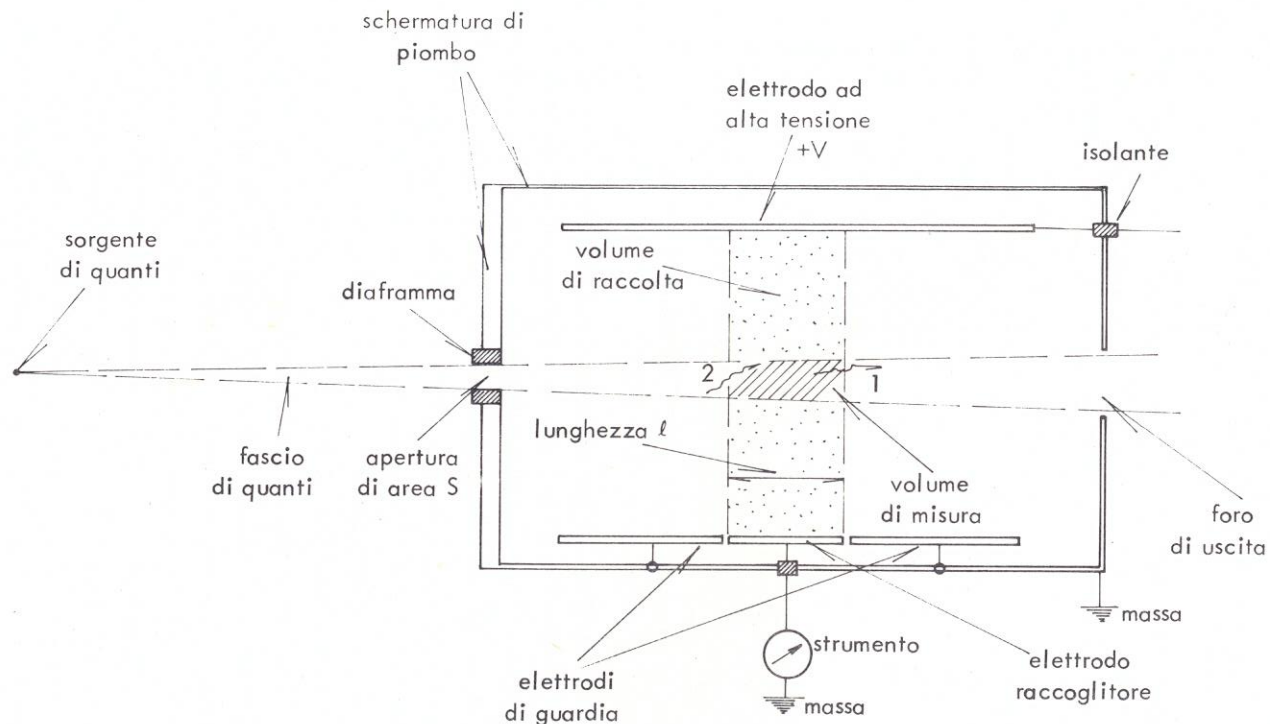
^aData from ICRU Report 31, "Average Energy Required to Produce an Ion Pair," International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, DC, 1979.

L'energia media per creare una coppia e^- - ione è relativamente alta → **cattiva risoluzione** La densità del mezzo (gas) è bassa → **bassa η per i γ**

Si usano soprattutto per monitor portatili, il GM è poi un contatore molto sensibile anche se non può misurare l'energia della radiazione incidente.



Misura dell'esposizione: camera ad aria libera

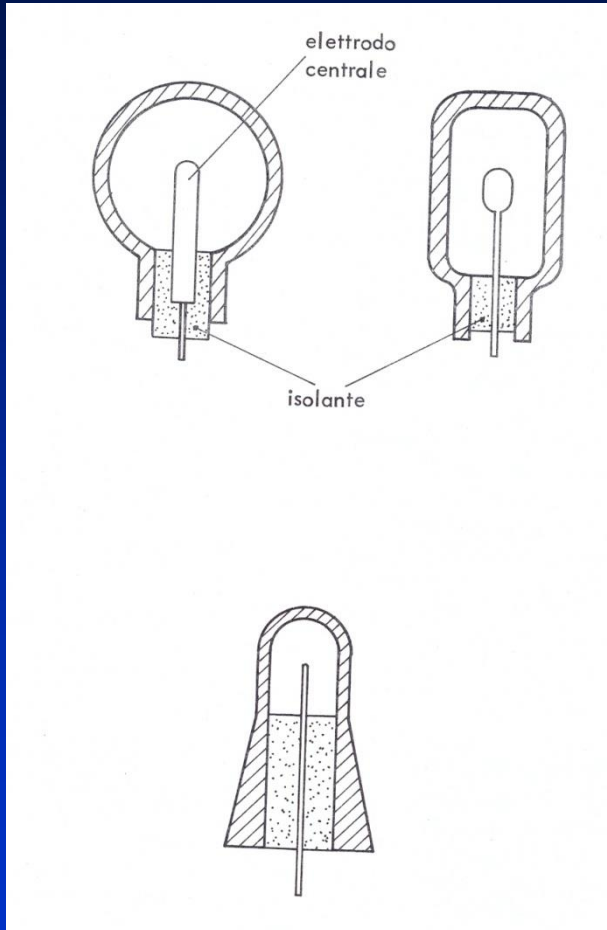


Disegno schematico della sezione di una camera a ionizzazione ad aria libera. Perché siano soddisfatte le condizioni di equilibrio delle particelle cariche, le distanze del volume di misura dagli elettrodi e dal diaframma devono essere maggiori del massimo percorso degli elettroni secondari.

Se $E_\gamma = 200 \text{ keV} \rightarrow R_{\text{aria}} \sim 30 \text{ cm}$; con $d \sim 10 \text{ cm}$ correzioni $< 0.5\%$, per $E_\gamma > 300 \text{ keV}$ aria in pressione e/o campi magnetici assiali per aumentare il percorso dei secondari nel gas.

Campo E nel volume di misura uniforme grazie agli elettrodi di guardia

Misura della dose: camere a pareti "spesse"



Le camere a ionizzazione possono essere usate come "dosimetri a cavità". Se le pareti sono "sottili" (spessore $\ll R_{\text{secondari}}$) la camera è "piccola" e la ionizzazione prodotta nel gas può essere convertita in Dose con la relazione di Bragg-Gray (ma questo succede solo con fotoni di energia superiore al MeV). Se invece le pareti sono "spesse" (spessore $\gg R_{\text{secondari}}$) allora si misura direttamente la Dose nel materiale di cui sono composte le pareti che può essere reso equivalente al tessuto o alle ossa (e.g. ICRU: densità di 1 g/cm^3 e composizione in massa: 76.2 % O, 11.1 % C, 10.1 % H e 2.6 % N. L'Alluminio è sostanzialmente equivalente al tessuto osseo)

Dosimetri chimici

Con questo approccio si misura direttamente il tasso di formazione di radicali liberi in una soluzione liquida. Il sistema più utilizzato è basato sull'ossidazione del solfato ferroso in solfato ferrico (**dosimetro di Frickie**). Si espone alla radiazione una soluzione di solfato ferroso in acido solforico 0,8 N (\approx tessuto equivalente). Inizialmente la soluzione è incolore mentre all'aumentare della concentrazione di ioni Fe^{3+} (prodotti dalla ionizzazione degli ioni Fe^{2+}) la soluzione aumenta la sua assorbanza a $\lambda = 304 \text{ nm}$. La quantità di ioni Fe^{3+} prodotti si misura tramite la legge di Lambert-Beer : $I = I_0 \exp(-\mu_{\text{ext}}X)$, con μ_{ext} = coefficiente di estinzione a $\lambda = 304 \text{ nm}$. La relazione tra Concentrazione di Fe^{3+} ed energia assorbita vale:

$$[\text{Fe}^{3+}] = (15.7 \pm 0.1) \text{ ioni}/100 \text{ eV}$$

I dosimetri chimici sono utilizzati soprattutto per misura di dosi elevate (5-10 Gy, per avere una attenuazione ottica misurabile con precisione). Sono molto sensibili alle impurezze e vanno calibrati per confronto con altri strumenti. Il rapporto Dose/n. ioni prodotti dipende dal tipo di ioni e, debolmente, dal tipo di radiazione).

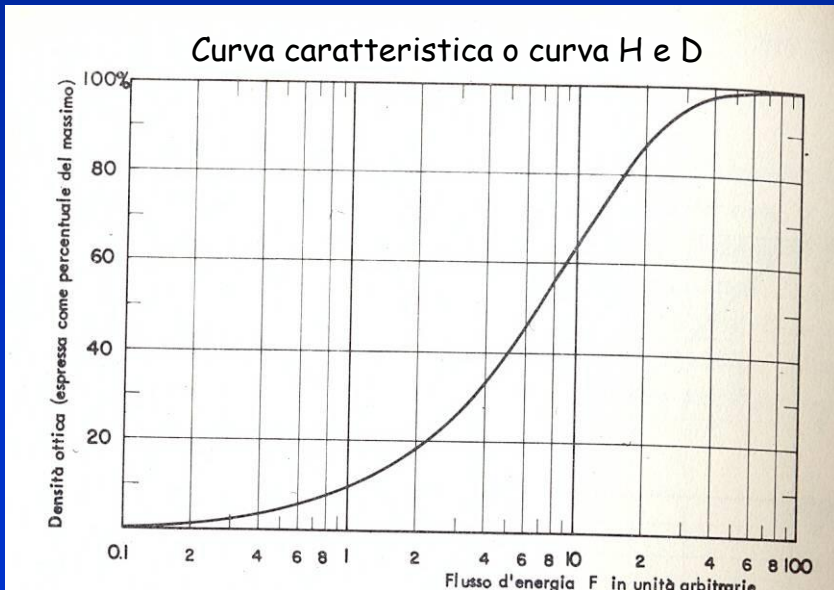
Emulsioni fotografiche

Una emulsione fotografica è un film di gelatina contenente grani di AgBr con dimensioni variabili tra 0.5 e 3 μm ; gli altri componenti del gel sono H, O, C che complessivamente rappresentano circa il 20% della massa totale. Lo spessore del film può variare da pochi μm fino a qualche decimo di mm; la densità è intorno a 3 g/cm^3 .

L'assorbimento di energia radiante (2-3 eV/molecola) porta alla rottura delle molecole di AgBr e alla formazione di grumi di Ag metallico ("immagine latente"). Con un attacco chimico (lo sviluppo) si favorisce la precipitazione degli altri atomi di Ag intorno ai grumi contenenti Ag metallico (cioè quelli colpiti dalle radiazioni ionizzanti) con conseguente annerimento del film.

Densità Ottica = $D_o = \log_{10}(I_0/I)$; I_0 e I : intensità luminosa (erg/cm^2) incidente e trasmessa

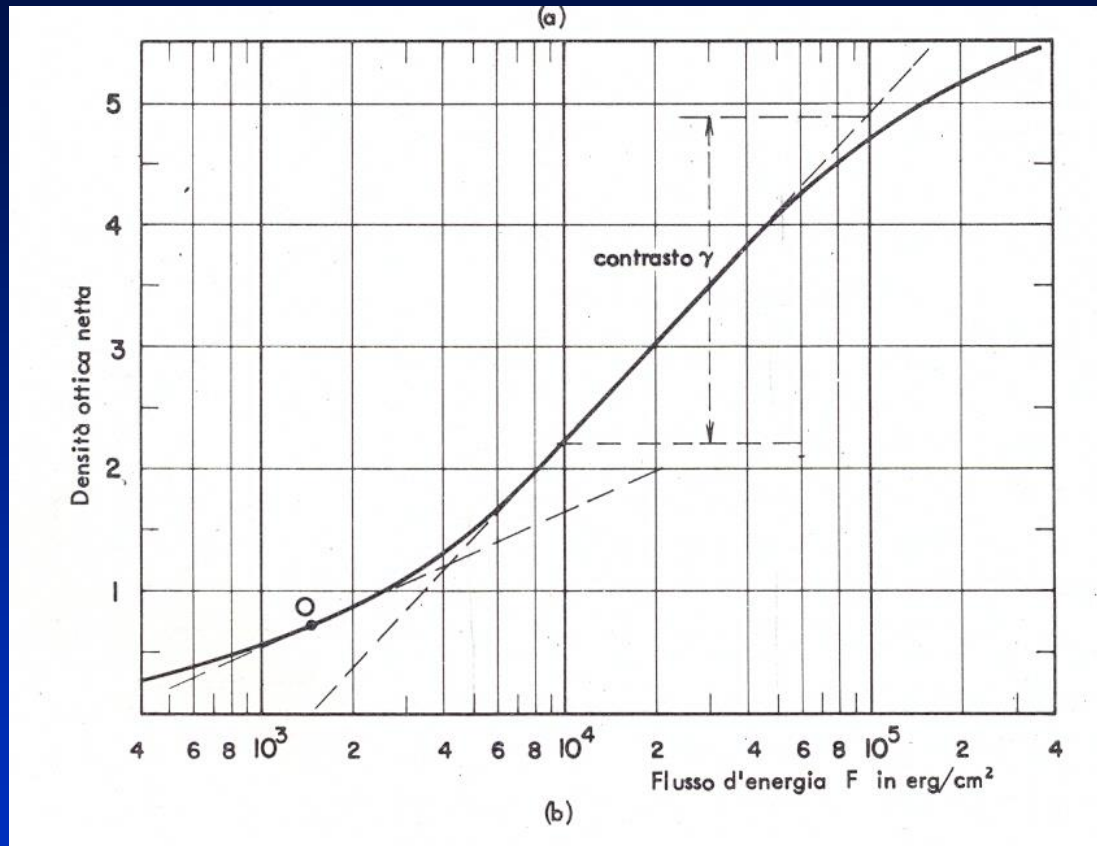
D_o si misura con un densitometro:



$$I = I_0 e^{-SN} \quad \text{con } S = \text{area di un grano}, N = n. \text{ grani}/\text{cm}^2$$
$$D_o = \log \frac{I_0}{I} = \log(e^{SN}) \propto N \propto \phi \quad \text{se } N \ll N_0$$

La pellicola deve essere calibrata!

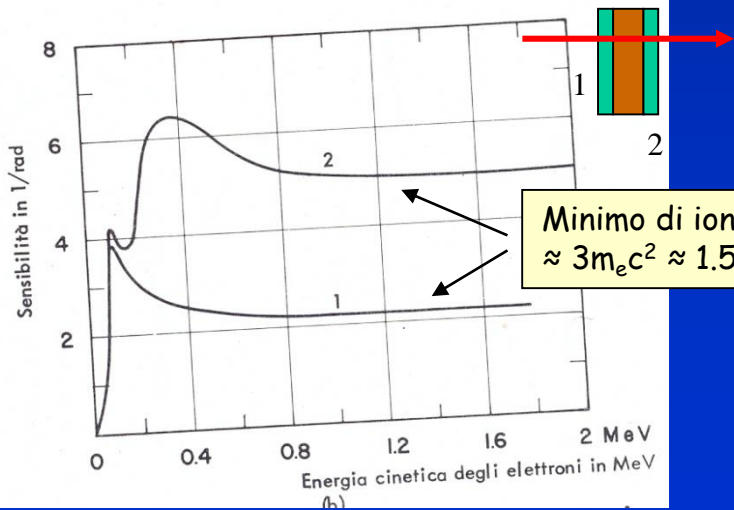
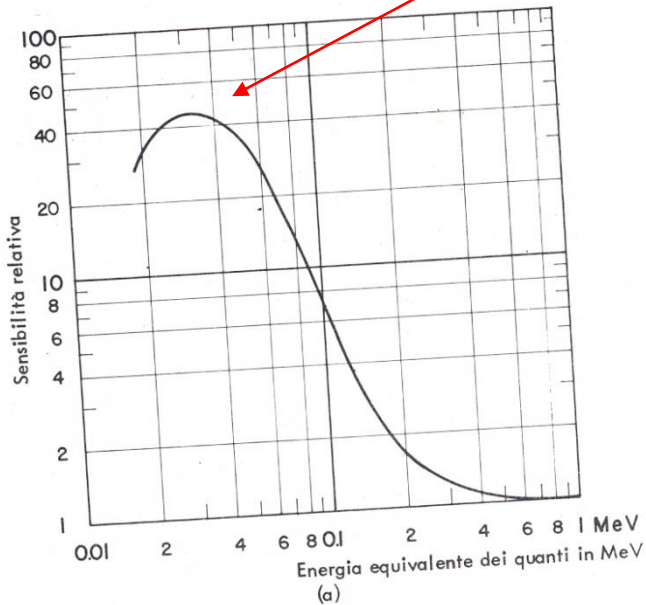
Emulsioni fotografiche



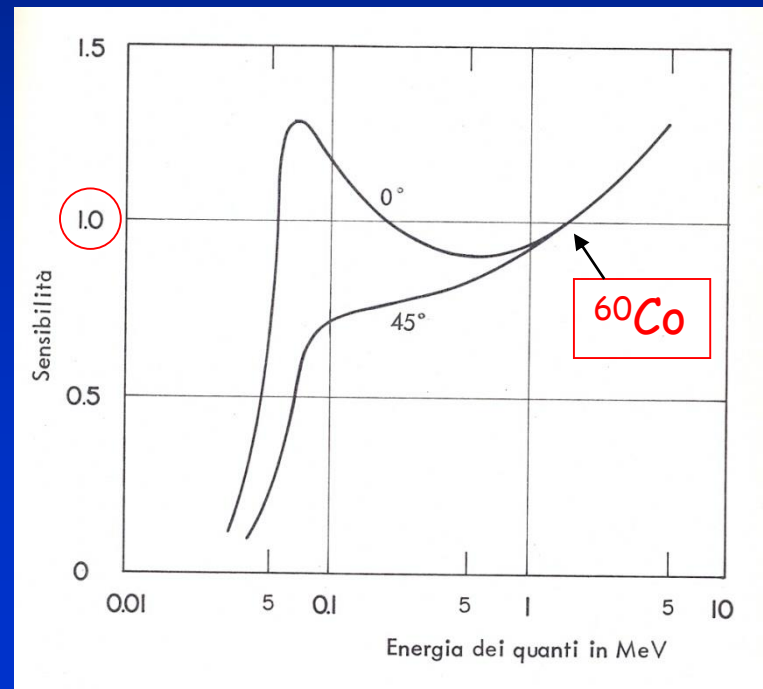
Curva di calibrazione di una particolare pellicola con costruzione grafica per misurare il contrasto cioè la ΔD_o corrispondente a $\Delta \Phi = 10$ (Più in generale è il rapporto $\Delta D_o / \Delta \Phi$ in un qualunque punto della curva di sensibilità).

Emulsioni fotografiche

Fotoelettrico su Br ($K_\alpha \approx 12 \text{ keV}$) e Ag ($K_\alpha \approx 22 \text{ keV}$)



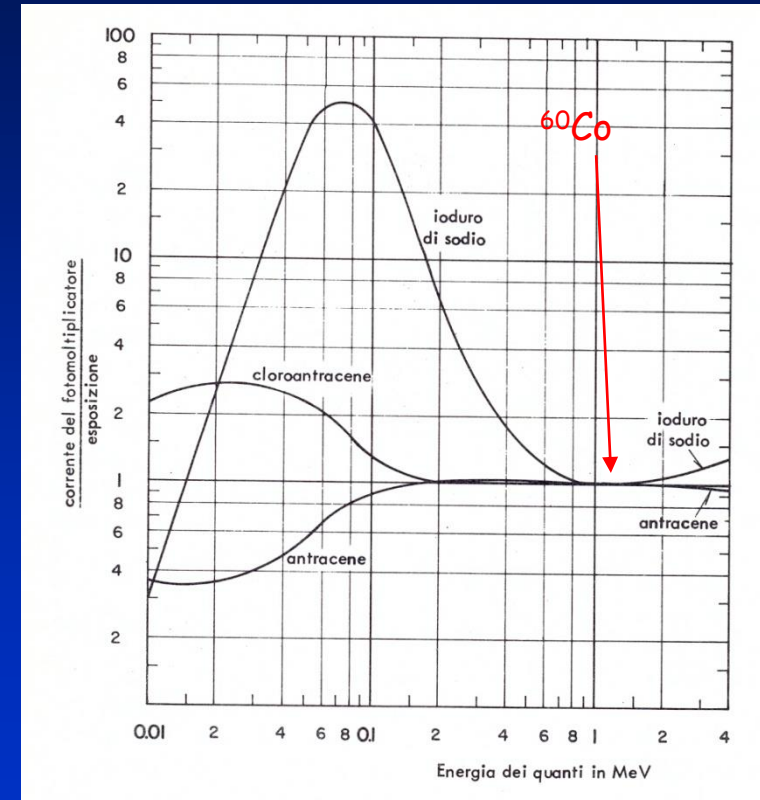
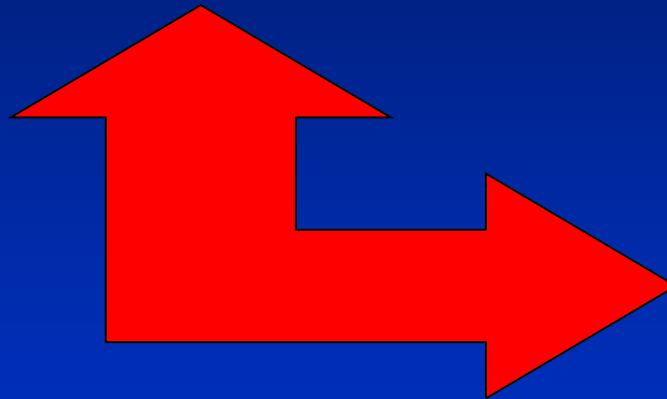
Un altro parametro importante che caratterizza le prestazioni della pellicola è la sensibilità, definita come l'inverso del flusso di energia che produce una D_0 fissata (spesso $D_0 = 0.3$). La sensibilità dipende dal tipo e dall'energia della radiazione incidente (di solito invece il contrasto no)



Altri tipi di dosimetri

Calorimetri: $\Delta T \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ K/Gy}$

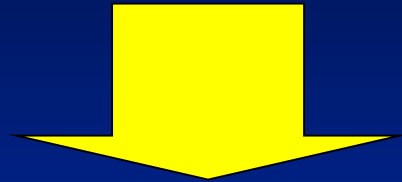
Scintillatori: possono essere utilizzati e calibrati direttamente in esposizione.



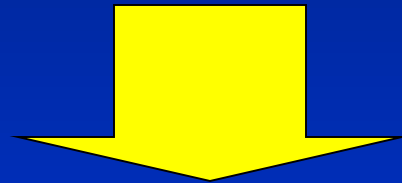
Stato solido (TLD) → ne riparliamo più avanti

Misure di contaminazione radioattiva

Danno $\propto H = H(\text{tipo di radiazione, energia})$



I limiti di dose si traducono in limiti di attività (Bq/g, Bq/m³) per ogni singolo isotopo



Una misura di radioattività ambientale deve consentire di individuare gli isotopi presenti in un campione valutandone l'attività con sensibilità sufficiente a verificare i limiti di legge

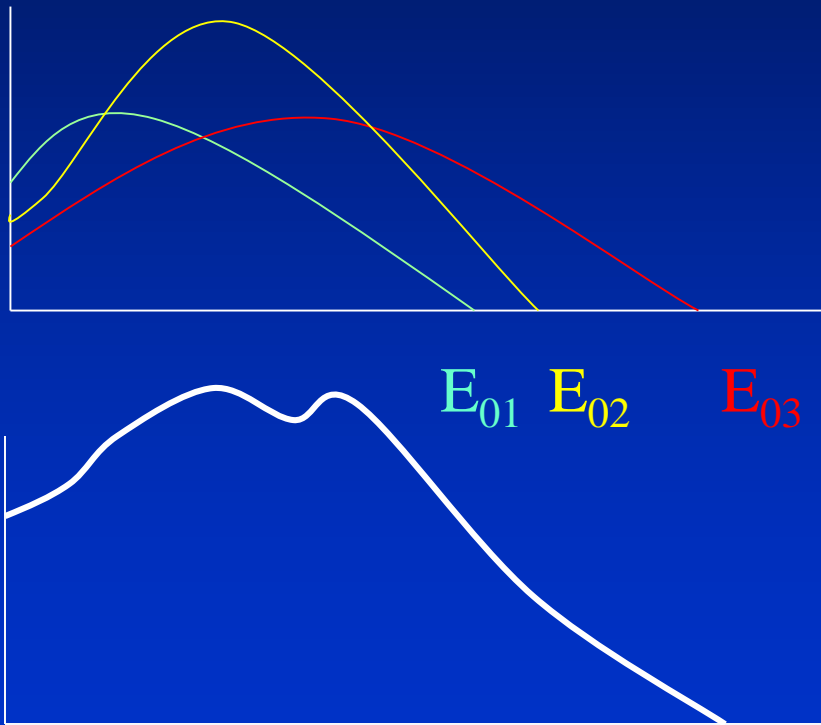
Strategia di misura 1

Ci sono alcuni punti fermi:

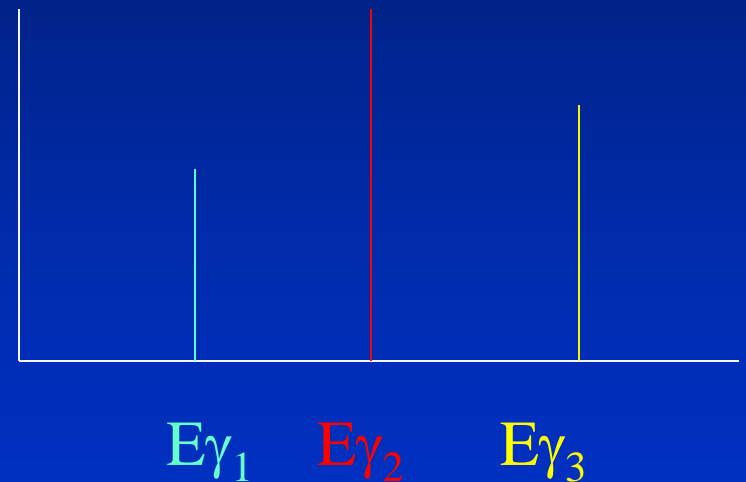
1. La grande maggioranza dei decadimenti α e β sono accompagnati da emissione di radiazione γ (monocromatica e caratteristica del nucleo figlio prodotto)
2. La radiazione γ è molto penetrante quindi, anche in presenza di campioni di grosso volume, riesce a raggiungere il rivelatore senza eccessive attenuazioni
3. Anche le particelle α sono monocromatiche ma hanno range talmente brevi nella materia che la loro spettroscopia è possibile solo sotto vuoto
4. Le particelle β hanno range più lunghi ma il loro spettro energetico continuo ne rende difficile l'identificazione

Strategia di misura 2

In un campione ambientale sono sempre presenti più isotopi...



Nello spettro "somma" distinguere gli endpoint dei tre spettri è quasi impossibile...



...ma se i decadimenti β sono accompagnati da emissioni γ queste restano, solitamente, separate e distinguibili

Strategia di misura 3

Quindi:

Tutte le volte in cui è possibile (quasi sempre) si cerca di misurare la radiazione γ emessa dai nuclei "figli" del decadimento utilizzando gli schemi di decadimento per risalire al nucleo radioattivo originario.

La misura diretta della radiazione α e/o β si utilizza solo nei pochi casi di decadimenti senza emissione di radiazione con opportuni accorgimenti per ridurre la perdita di energia delle particelle nel percorso campione-rivelatore (camere da vuoto, campioni sottili, etc.)

Spettrometria X e γ

SEMICONDUCTOR DIODE DETECTORS

TABLE 11-1 Properties of Intrinsic Silicon and Germanium

	Si	Ge
Atomic number	14	32
Atomic weight	28.09	72.60
Stable isotope mass numbers	28-29-30	70-72-73-74-76
Density (300 K); g/cm ³	2.33	5.32
Atoms/cm ³	4.96×10^{22}	4.41×10^{22}
Dielectric constant	12	16
Forbidden energy gap (300 K); eV	1.115	0.665
Forbidden energy gap (0 K); eV	1.165	0.746
Intrinsic carrier density (300 K); cm ⁻³	1.5×10^{10}	2.4×10^{13}
Intrinsic resistivity (300 K); $\Omega \cdot \text{cm}$	2.3×10^5	47
Electron mobility (300 K); cm ² /V · s	1350	3900
Hole mobility (300 K); cm ² /V · s	480	1900
Electron mobility (77 K); cm ² /V · s	2.1×10^4	3.6×10^4
Hole mobility (77 K); cm ² /V · s	1.1×10^4	4.2×10^4
Energy per electron-hole pair (300 K); eV	3.62	2.96
Energy per electron-hole pair (77 K); eV	3.76	
Fano factor (77 K)	0.143 (Ref. 7)	0.129 (Ref. 9)
	0.084 (Ref. 8)	0.08 (Ref. 10)
	0.085	< 0.11 (Ref. 11)
	to (Ref. 12)	0.057 (Ref. 12)
	0.137	0.064 (Ref. 12)
	0.16 (Ref. 13)	0.058 (Ref. 14)

Source: G. Bertolini and A. Coche (eds.), *Semiconductor Detectors*, Elsevier-North Holland, Amsterdam, 1968, except where noted.

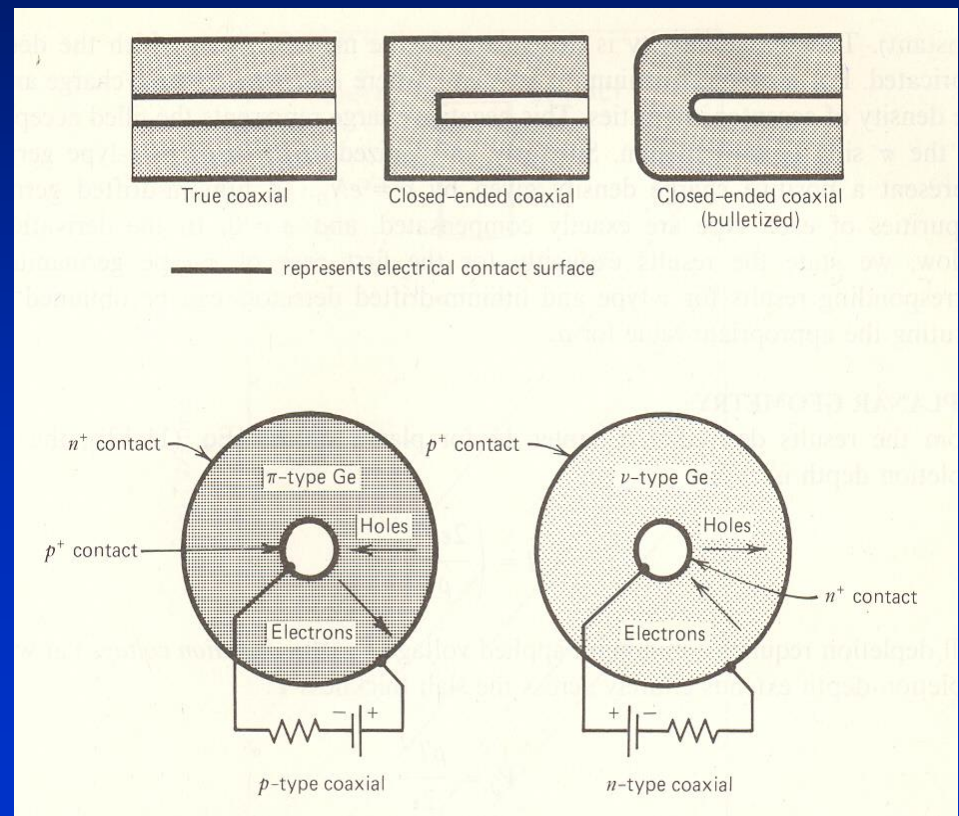
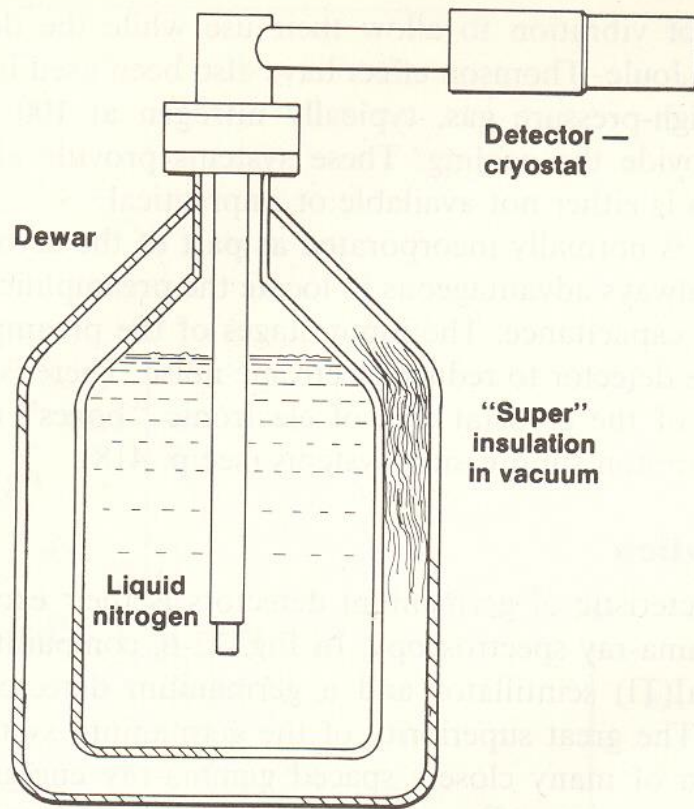
Efficienza
elevata per
X e γ

Ottima
risoluzione
energetica

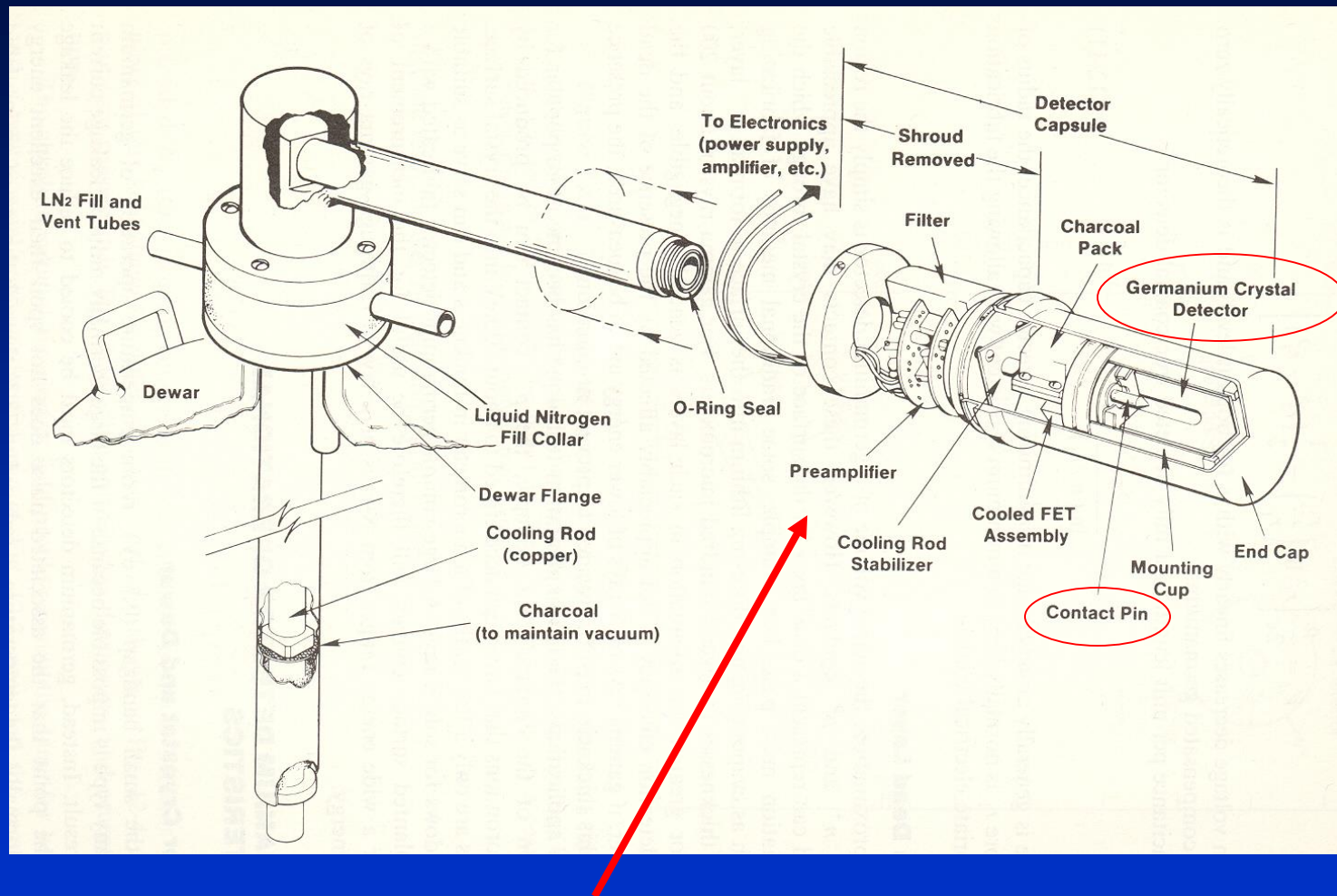
Nota: il Ge si comporta da
semiconduttore solo a basse
temperature !

Rivelatori al germanio: struttura tipica

Si riescono a costruire in volumi tali (\approx litro) da garantire buone efficienze ma vanno mantenuti alla temperatura del LN_2 (quasi sempre)

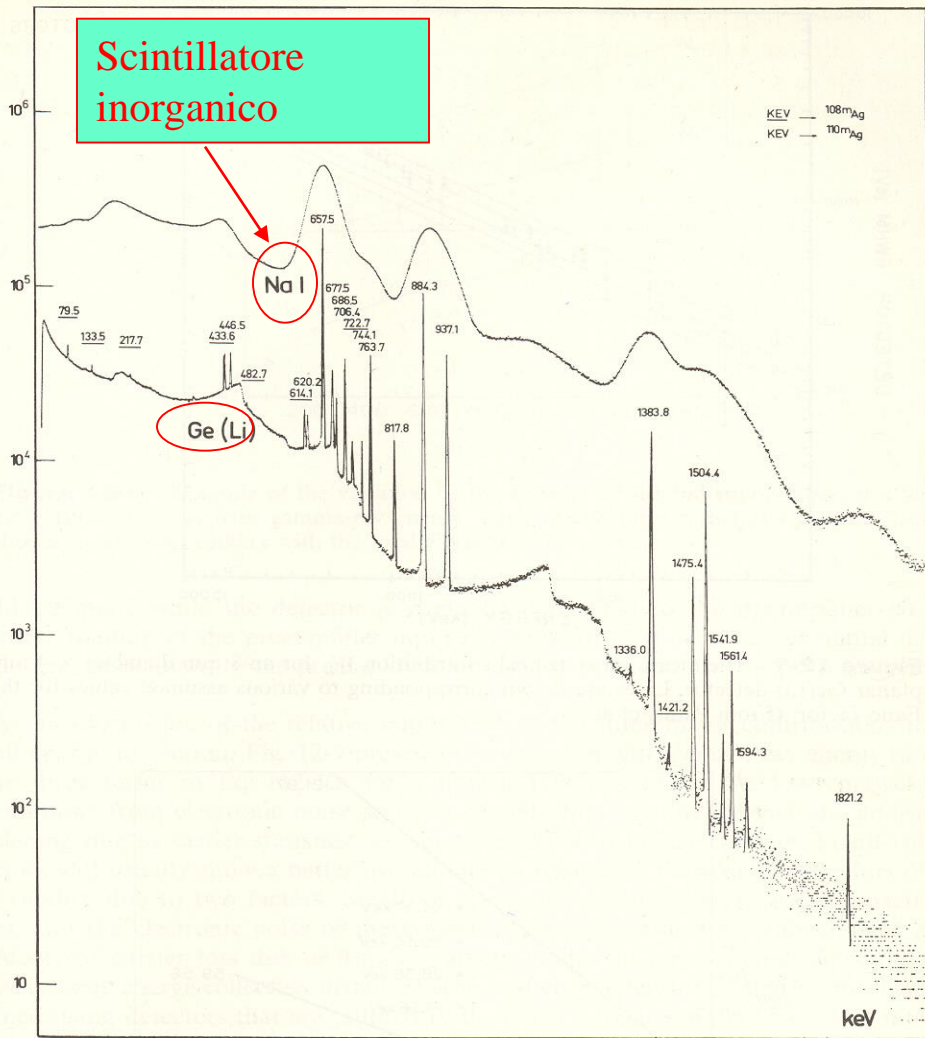


Rivelatori al germanio: struttura tipica



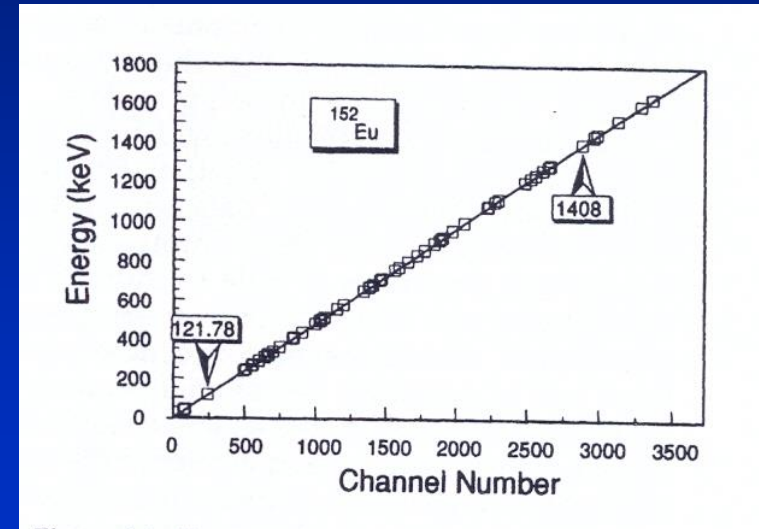
Per minimizzare il rumore elettronico il circuito RC che integra l'impulso di corrente (preamplificatore) è ospitato nel criostato a 77 K

Rivelatori al germanio : risoluzione energetica



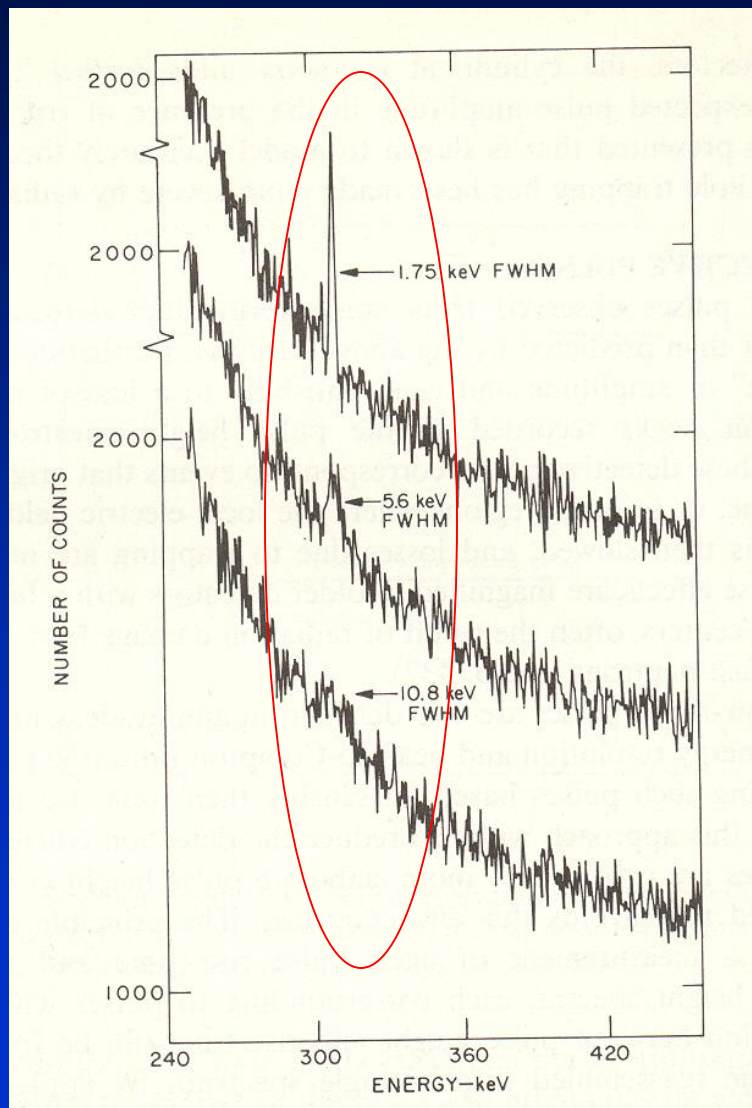
Sono caratterizzati da ottima risoluzione energetica che consente di analizzare spettri γ complessi. Il criostato di isolamento ne impedisce invece l'uso per la rivelazione di particelle cariche

FWHM ≈ 1 keV a $E_\gamma \approx 1$ MeV



Per sfruttare a pieno l'ottima risoluzione energetica è indispensabile una calibrazione in energia molto accurata. Solitamente la relazione canali-energia risulta lineare con $R \approx 1$

Rivelatori al germanio: risoluzione energetica



La risoluzione energetica è una caratteristica fondamentale anche per poter distinguere segnali deboli dal fondo

I tre picchi hanno la stessa area (quindi sono stati rivelati con la stessa efficienza) ma larghezze differenti.

Rivelatori al germanio: risoluzione energetica

La risoluzione energetica è sempre una funzione dell'energia della radiazione incidente.

Per un rivelatore al Germanio:

$$(FWHM)^2 = W_T^2 = W_D^2 + W_X^2 + W_E^2$$

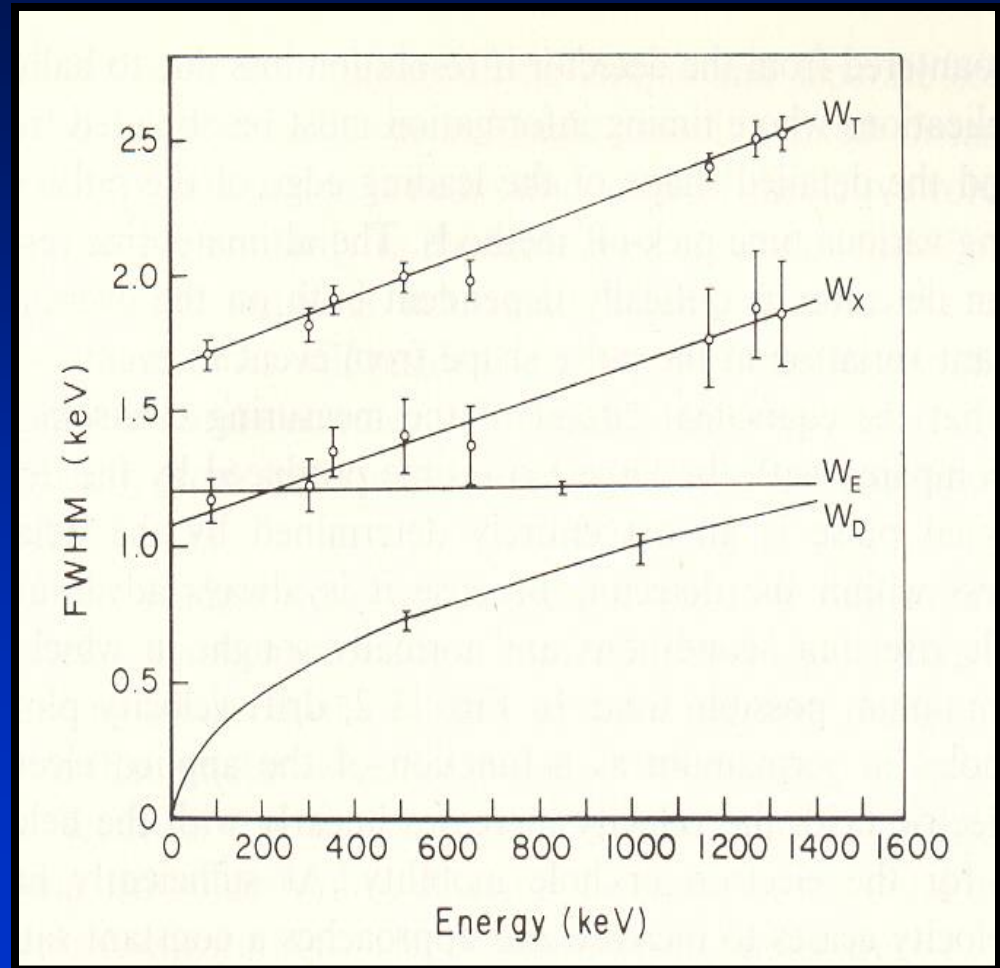
$$W_D \propto 2.355 \sqrt{E/\varepsilon}$$

(produzione delle cariche, in generale interviene il fattore di Fano)

$$W_X \propto E e HV$$

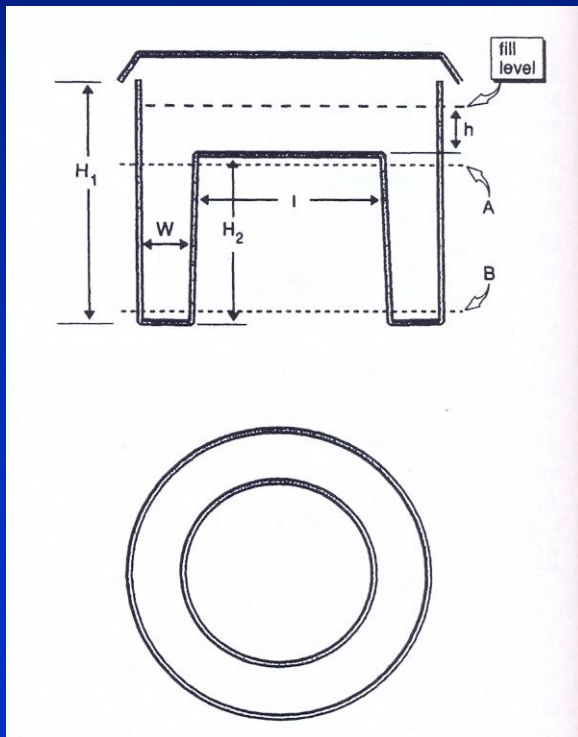
(raccolta delle cariche)

$$W_E \propto \text{noise elettronico}$$



Rivelatori al germanio: sorgenti estese

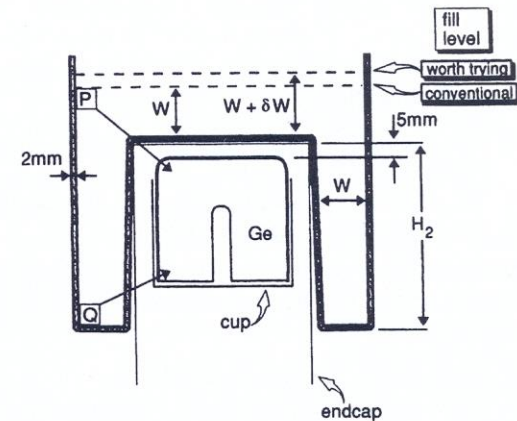
I campioni ambientali spesso sono liquidi o in polvere. Per questi casi è diventato uno standard il cosiddetto "Baker di Marinelli" che consente di eseguire analisi con geometri fissata ed ottimizzata rispetto alle dimensioni del rivelatore



Dimensions of standard IEC Marinelli beakers

Volume (ml)	450 ± 2	1000 ± 2
H_1 (mm)	104	150
H_2 (mm)	68.3	100
I (mm)		
at A	76.9	119.2
at B	77.4	120.0
W (mm)		
at A	15.3	15.6
at B	14.8	14.8

Wall thickness is 2 mm



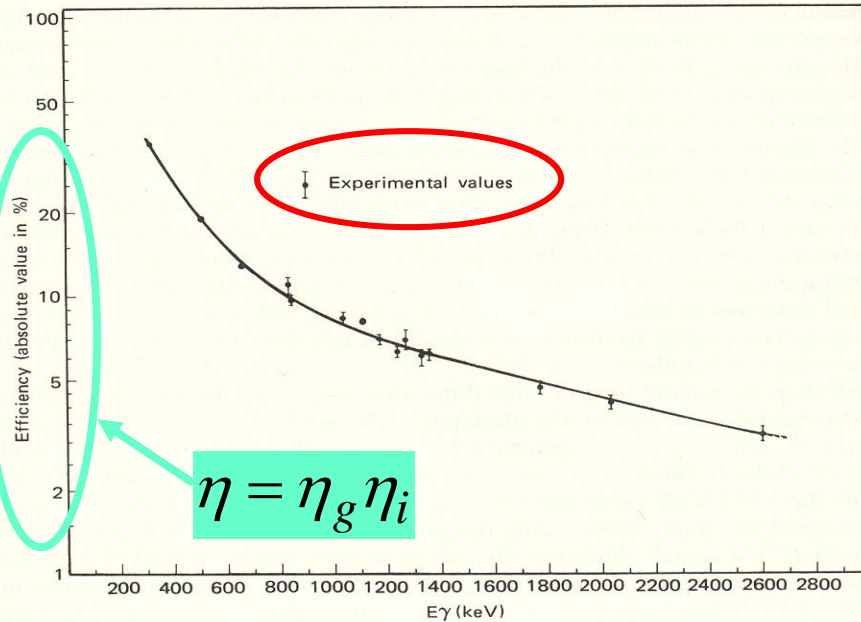
An indication of how the dimensions of a Marinelli beaker might (optimally) relate to germanium crystal dimensions and position in the cryostat

Rivelatori al germanio: efficienza vs. E_γ

Frequentemente la η_i di un germanio è espressa in rapporto a quella di un NaI 3" x 3" all'energia del primo γ del ^{60}Co (1.17 MeV) \rightarrow oggi si arriva a $\eta_{i\text{max}} \approx 140\%$.

L'efficienza di rivelazione è ovviamente una funzione decrescente con l'energia del γ incidente, la sua espressione analitica dipende dalla forma e dalle dimensioni del rivelatore e si ricava di solito empiricamente con una serie di misure

Fit con 6 e 8 parametri:
indistinguibili



$$\varepsilon = (a_1/E)^{a_2} + a_3 \exp(-a_4 E) + a_5 \exp(-a_6 E) + a_7 \exp(-a_8 E)$$

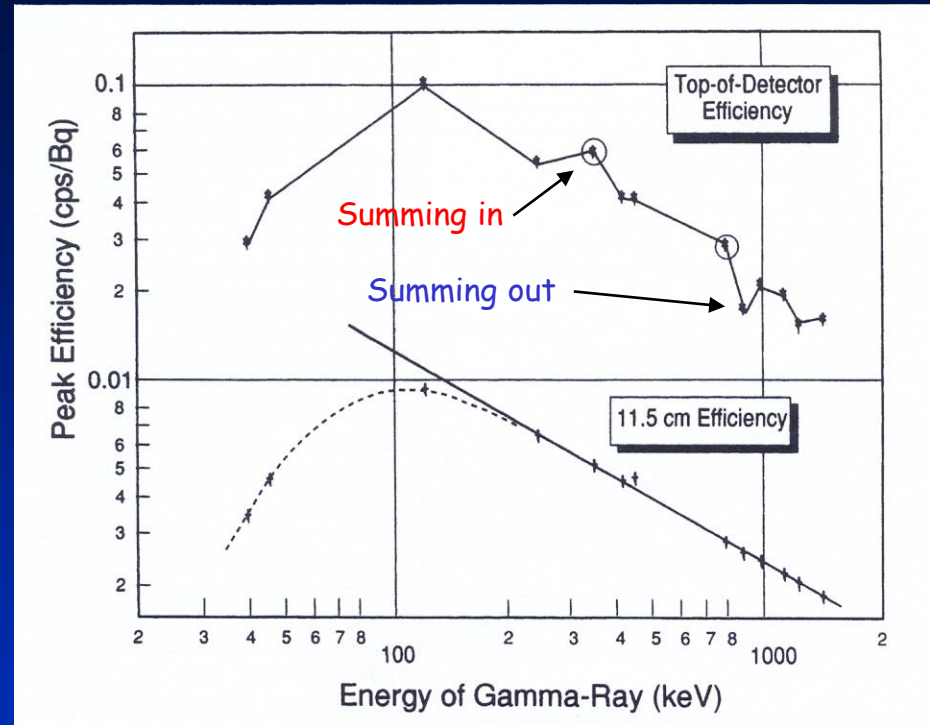
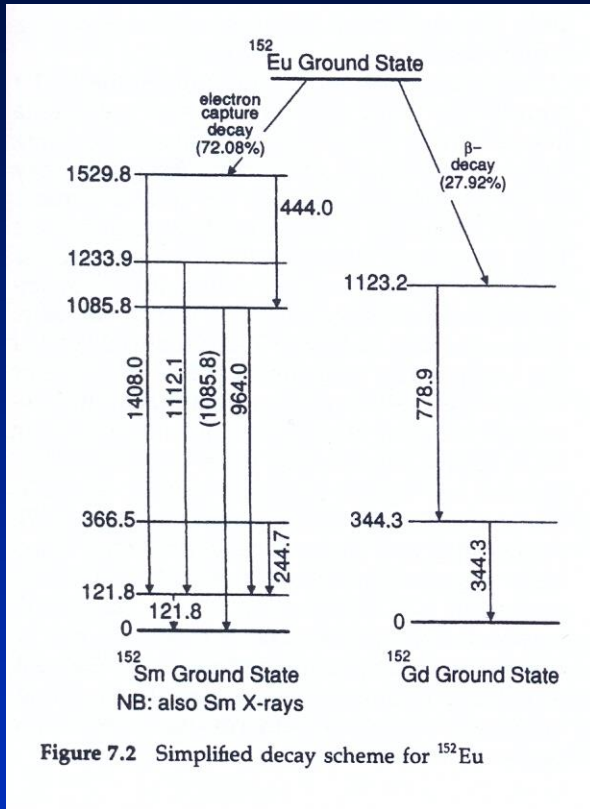
$a_1 = 4.6181$	$a_5 = 11.3828$
$a_2 = 0.4166$	$a_6 = 0.6795$
$a_3 = 117.351$	$a_7 = 0.0285$
$a_4 = 5.1213$	$a_8 = 0.9187$

$$\varepsilon = (a_1/E)^{a_2} + a_3 \exp(-a_4 E) + a_5 \exp(-a_6 E)$$

$a_1 = 4.6258$	$a_4 = 5.1213$
$a_2 = 0.4166$	$a_5 = 11.3828$
$a_3 = 117.351$	$a_6 = 0.6795$

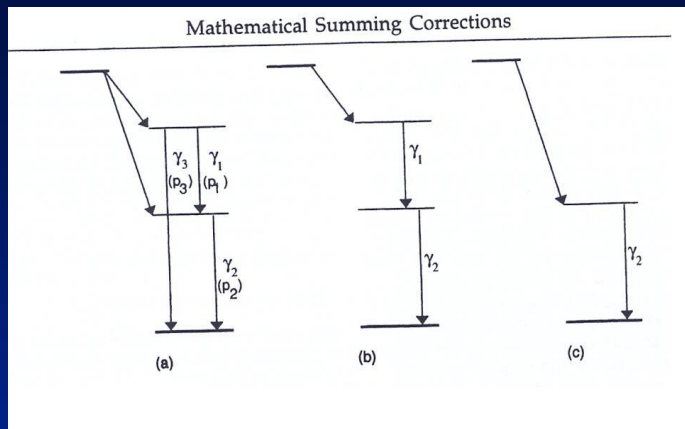
Figure 12-28 Measured intrinsic full-energy peak efficiency for a coaxial 38 cm³ Ge(Li) detector. The smooth curve is Eq. (12-32) with the parameters shown. A six-parameter fit omitting the last term in Eq. (12-32) is indistinguishable from the full eight-parameter fit for this case. (From Singh.⁷⁰)

Rivelatori al germanio: effetti di summing



L' ^{152}Eu ha molte righe γ e quindi è un isotopo ideale per calibrare in energia il rivelatore ma... perchè alla curva di efficienza, misurata con la sorgente a due diverse distanze dal rivelatore, non ha la stessa forma?

Rivelatori al germanio: effetti di summing



$$n_1 = Ap_1\eta_1$$

$$n_1' = Ap_1\eta_1 - Ap_1\eta_1\eta_{2T}$$

$$n_2' = Ap_2\eta_2 - Ap_1\eta_2\eta_{1T}$$

$$n_3' = Ap_3\eta_3 + Ap_1\eta_1\eta_2$$

Quindi:

- 1) Si possono valutare gli effetti di summing eseguendo misure con la sorgente a diverse distanze dal rivelatore
- 2) Si possono usare isotopi che emettono una sola riga γ o per i quali la probabilità di summing è trascurabile
- 3) Si può costruire una curva di efficienza "per isotopo" piuttosto in funzione di E_γ .

Radionuclides suitable for close geometry efficiency calibrations

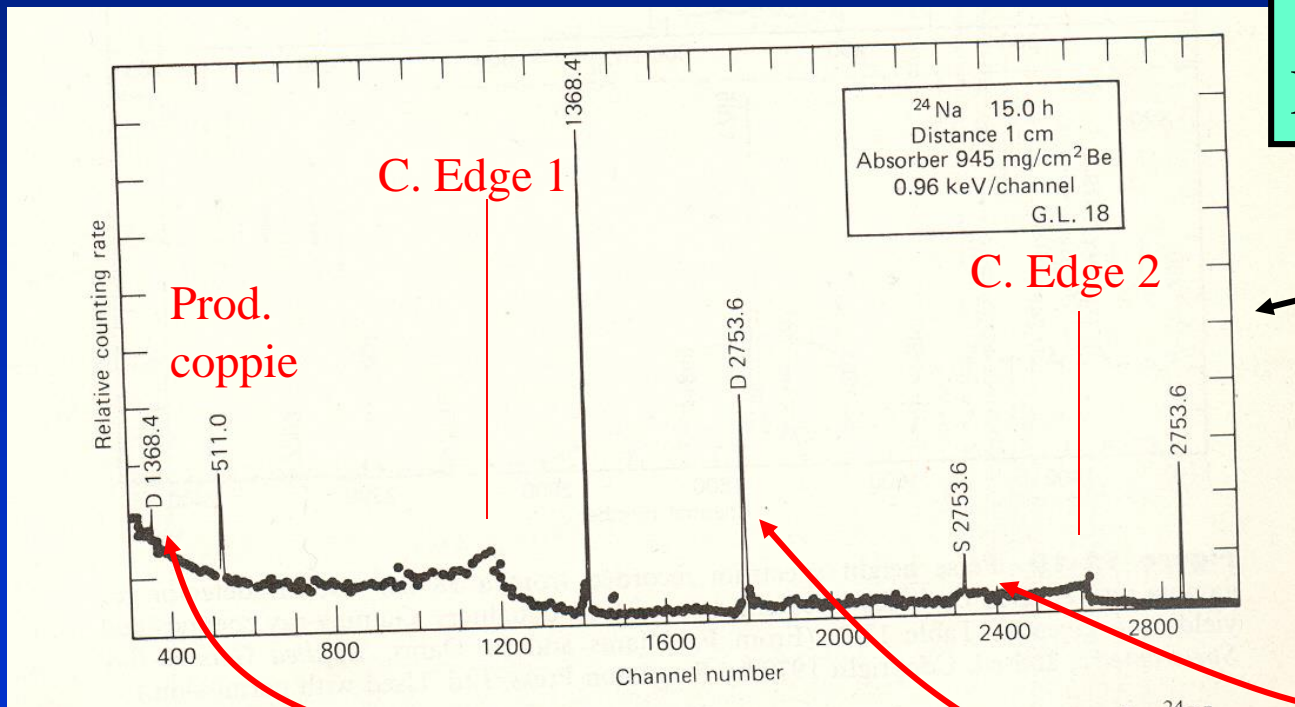
Nuclide	Gamma-ray energy (keV)	Nuclide type ^a	Standard available ^b	Data in Appendix B
⁷ Be	477.6	S	Y	
⁴⁰ K	1460.8	S	(Y)	
⁴² K	1524.6	M	Y	
⁵¹ Cr	320.08	SX	Y	Y
⁵⁴ Mn	834.84	SX	Y	Y
⁵⁷ Co	122.06, 136.47	MX	Y	Y
⁶⁴ Cu	1345.8	SX	Y	
⁶⁵ Zn	1115.5	SX	Y	Y
⁹⁵ Zr	724.2, 756.7	M		
⁹⁵ Nb	765.81	S	Y	Y
¹⁰³ Ru	497.1	S		
¹⁰⁹ Cd	88.03	SX	Y	Y
¹¹³ Sn	391.70	MX	Y	Y
¹³¹ I	364.5, 637.0	M	Y	
¹³⁷ Cs	661.66	S	Y	Y
¹³⁹ Ce	165.86	S	Y	Y
¹⁴¹ Ce	145.4	S	Y	
¹⁴⁴ Ce	133.5	M	Y	
¹⁹⁸ Au	411.80	M	Y	
²⁰³ Hg	279.20	S	Y	Y
²¹⁰ Pb	46.5	S		
²⁴¹ Am	59.54	M	Y	Y

^a S indicates a nuclide emitting a single gamma-ray, M indicates a nuclide for which the gamma-ray mentioned is the major one and his little coincidence summing. X indicates that summing with the accompanying X-rays (or other low energy gamma-rays) may be a problem on thin-window or p-type detectors.

^b Standards for these nuclides are available from NPL.

Rivelatori al germanio: forma dello spettro

L'analisi degli spettri γ di un germanio deve tenere conto dei tre meccanismi di interazione γ -materia: ogni γ monocromatico incidente produce uno spettro continuo e, in generale, diversi picchi.



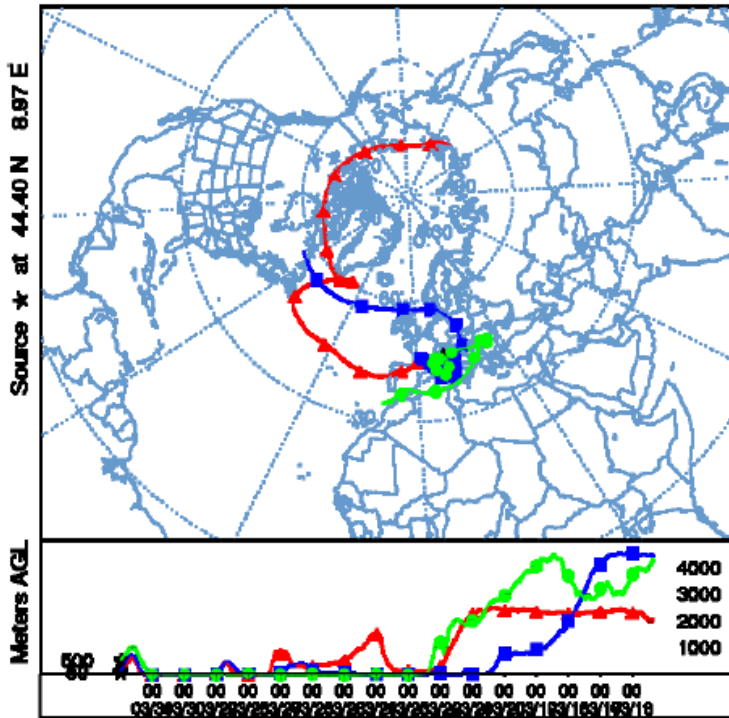
$$E_{\gamma 1} = 1.368 \text{ MeV}$$

$$E_{\gamma 2} = 2.753 \text{ MeV}$$

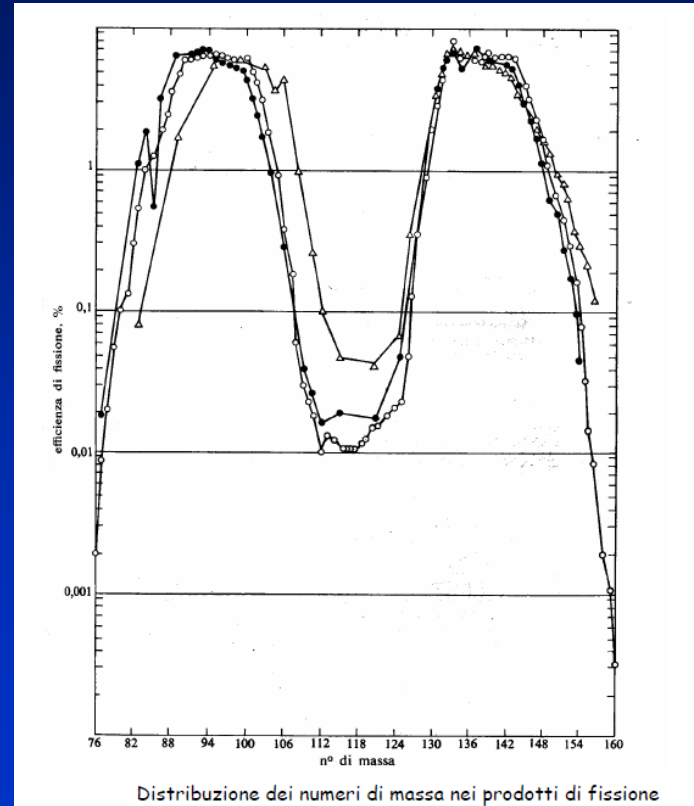
Picchi di “fuga”

Fukushima

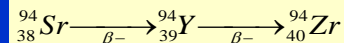
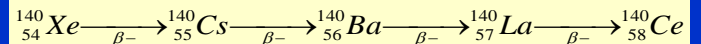
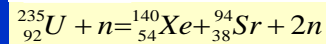
NOAA HYSPLIT MODEL
Backward trajectories ending at 0000 UTC 01 Apr 11
GDAS Meteorological Data



Il trasporto delle masse d'aria dal Giappone può convogliare gli isotopi radioattivi dispersi nell'ambiente con l'incidente di Fukushima fino a grandi distanze



^{134}Cs , ^{137}Cs : prodotti di fissione

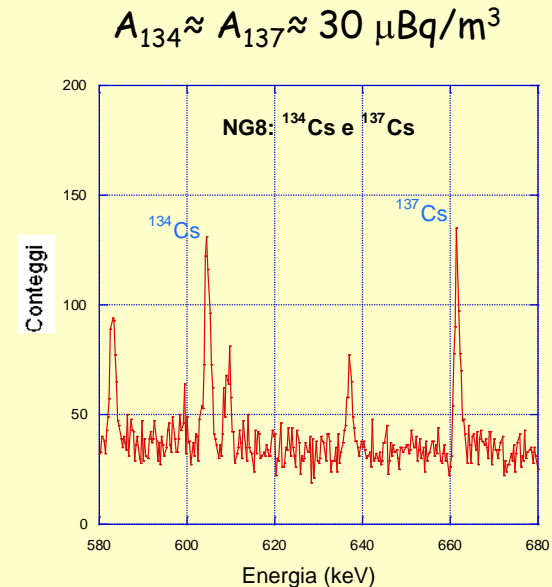
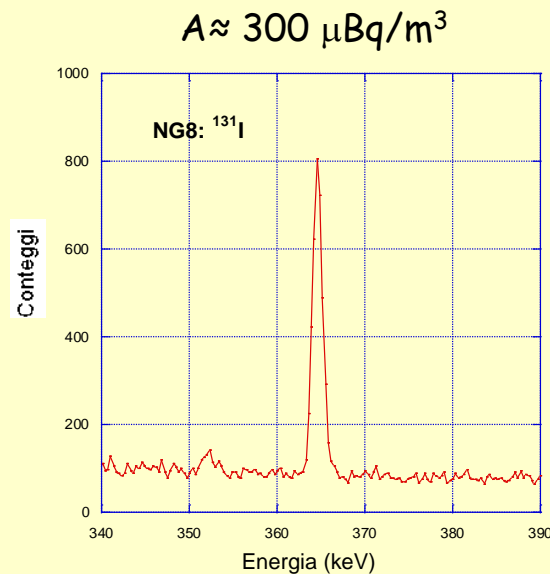
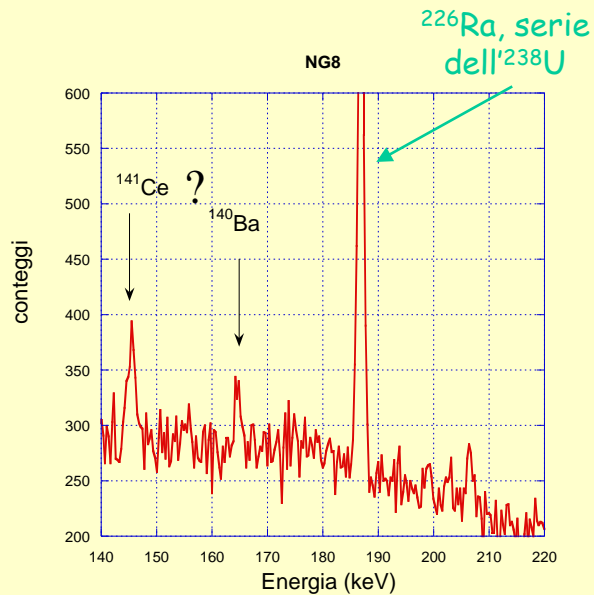


Fukushima

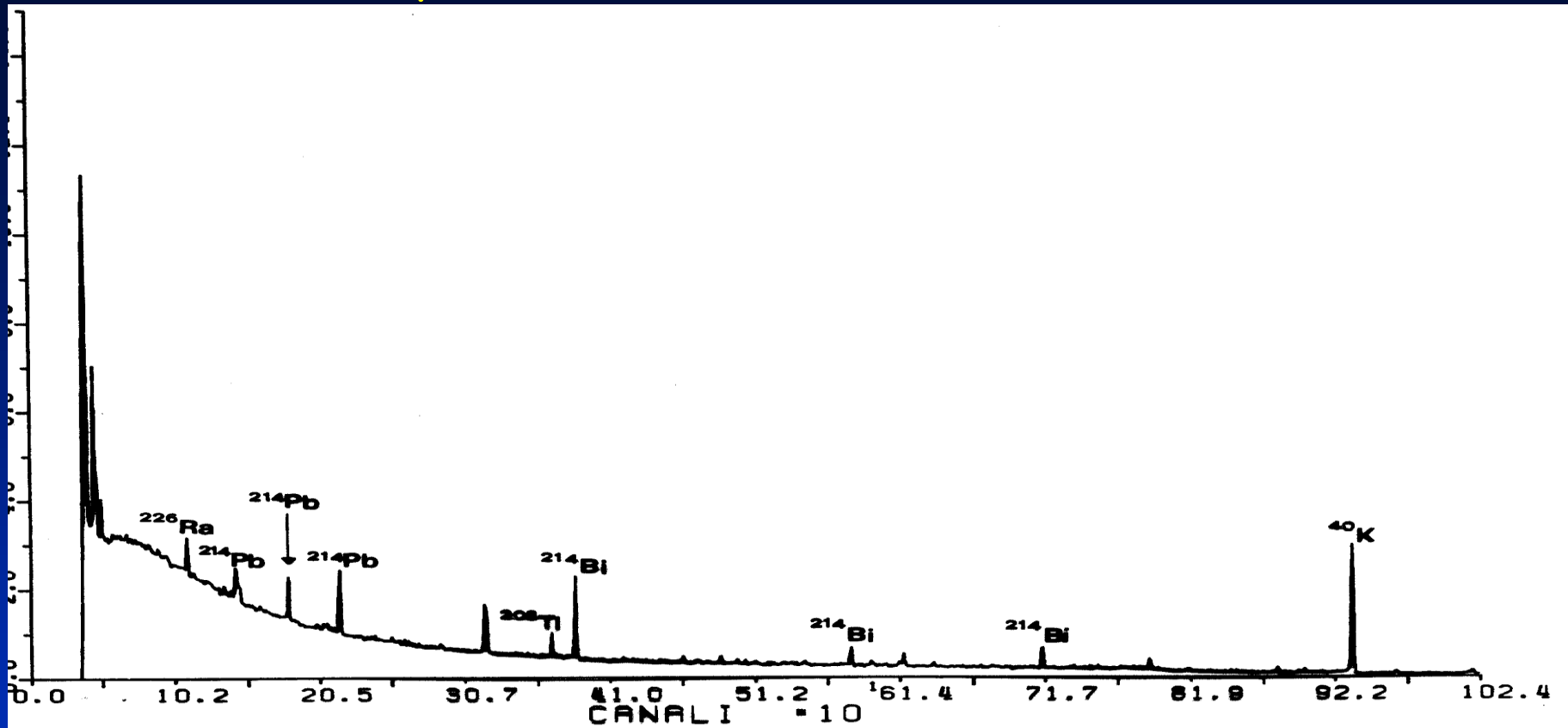
Metodo: raccolta di Particolato Atmosferico (PTS, PM10) su filtro e successiva analisi in spettrometria γ con rivelatore HPGe.



Campione NG8, raccolto a Milano dall'1 al 4 aprile 2011. 2124 m³ di aria flussati in 72 h.
Spettro raccolto in ~ 2.8 d con HpGe 28% in schermatura di 15 cm Pb + 2 cm Cu



Spettro di fondo, rivelatore HPGe



Le serie radioattive naturali

Gli elementi radioattivi naturali sono quasi sempre membri di una delle tre catene o serie radioattive seguenti:

- **serie del Torio** ($4n$; $n=58$)
- **serie dell'Uranio** ($4n+2$; $n=59$)
- **serie dell'Uranio** ($4n+3$; $n=58$)

Il numero di massa di ogni elemento della serie può essere espresso dalla formula che contraddistingue la serie con n intero variabile.

Manca la serie ($4n+1$) come serie radioattiva naturale, detta serie del Neptunio: infatti l'elemento a vita media più lunga di questa serie è il che ha un tempo di dimezzamento di $2.6 \cdot 10^6$ anni: poichè si ritiene che tutte queste serie radioattive si siano formate contemporaneamente all'atto della formazione della terra, cioè circa $5 \cdot 10^9$ anni fa, si comprende perchè sia ormai ampiamente estinto.

La serie dell'Uranio

Radioactive species	Nuclide	Type of disintegration	Half-life	Disintegration constant, sec ⁻¹	Particle energy, Mev
Uranium I (UI)	⁹² U ²³⁸	α	4.50 × 10 ⁹ y	4.88 × 10 ⁻¹⁸	4.20
Uranium X ₁ (UX ₁)	⁹⁰ Th ²³⁴	β	24.1 d	3.33 × 10 ⁻⁷	0.19
Uranium X ₂ (UX ₂)	⁹¹ Pa ²³⁴	β	1.18 m	9.77 × 10 ⁻³	2.32
Uranium Z (UZ)	⁹¹ Pa ²³⁴	β	6.7 h	2.88 × 10 ⁻⁵	1.13
Uranium II (UII)	⁹² U ²³⁴	α	2.50 × 10 ⁵ y	8.80 × 10 ⁻¹⁴	4.768
Ionium (Io)	⁹⁰ Th ²³⁰	α	8.0 × 10 ⁴ y	2.75 × 10 ⁻¹³	4.68 m
Radium (Ra)	⁸⁸ Ra ²²⁶	α	1620 y	1.36 × 10 ⁻¹¹	4.777 m
Ra Emanation (Rn)	⁸⁶ Em ²²²	α	3.82 d	2.10 × 10 ⁻⁶	5.486
Radium A (RaA)	⁸⁴ Po ²¹⁸	α, β	3.05 m	3.78 × 10 ⁻³	α: 5.998 β: ?
Radium B (RaB)	⁸² Pb ²¹⁴	β	26.8 m	4.31 × 10 ⁻⁴	0.7
Astatine-218 (At ²¹⁸)	⁸⁵ At ²¹⁸	α	1.5–2.0 s	0.4	6.63
Radium C (RaC)	⁸³ Bi ²¹⁴	α, β	19.7 m	5.86 × 10 ⁻⁴	α: 5.51 m β: 3.17
Radium C' (RaC')	⁸⁴ Po ²¹⁴	α	1.64 × 10 ⁻⁴ s	4.23 × 10 ³	7.683
Radium C'' (RaC'')	⁸¹ Tl ²¹⁰	β	1.32 m	8.75 × 10 ⁻⁴	1.9
Radium D (RaD)	⁸² Pb ²¹⁰	β	19.4 y	1.13 × 10 ⁻⁹	0.017
Radium E (RaE)	⁸³ Bi ²¹⁰	β	5.0 d	1.60 × 10 ⁻⁶	1.155
Radium F (RaF)	⁸⁴ Po ²¹⁰	α	138.3 d	5.80 × 10 ⁻⁸	5.300
Thallium-206 (Tl ²⁰⁶)	⁸¹ Tl ²⁰⁶	β	4.2 m	2.75 × 10 ⁻³	1.51
Radium G (RaG)	⁸² Pb ²⁰⁶	Stable			

²²²Rn:
gassoso

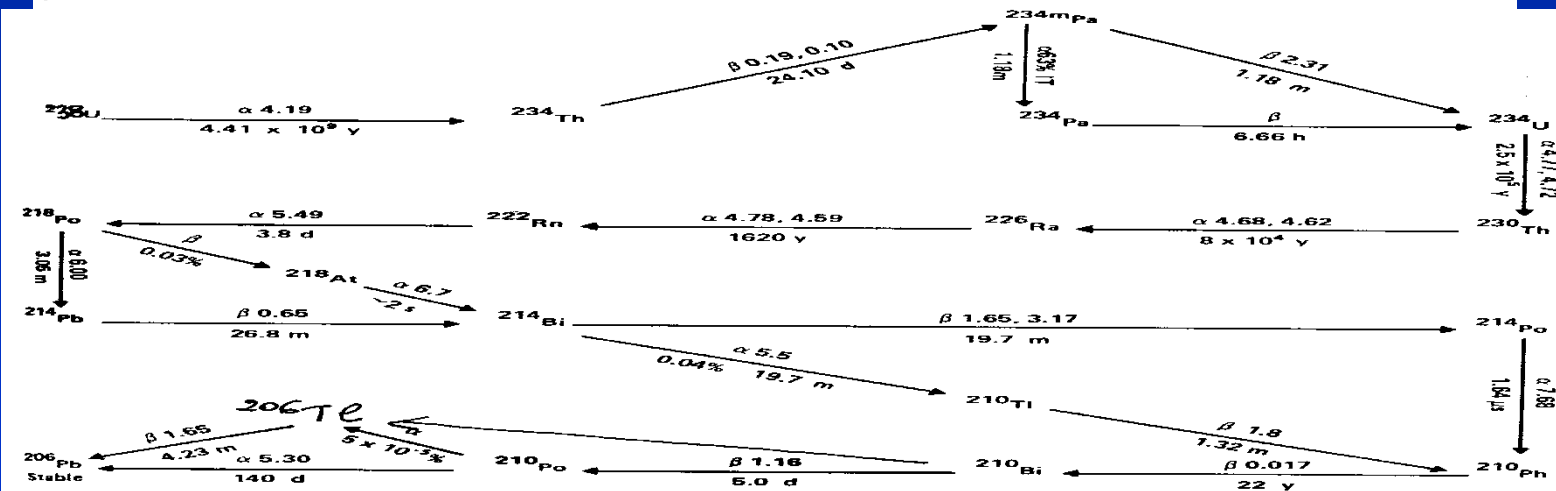
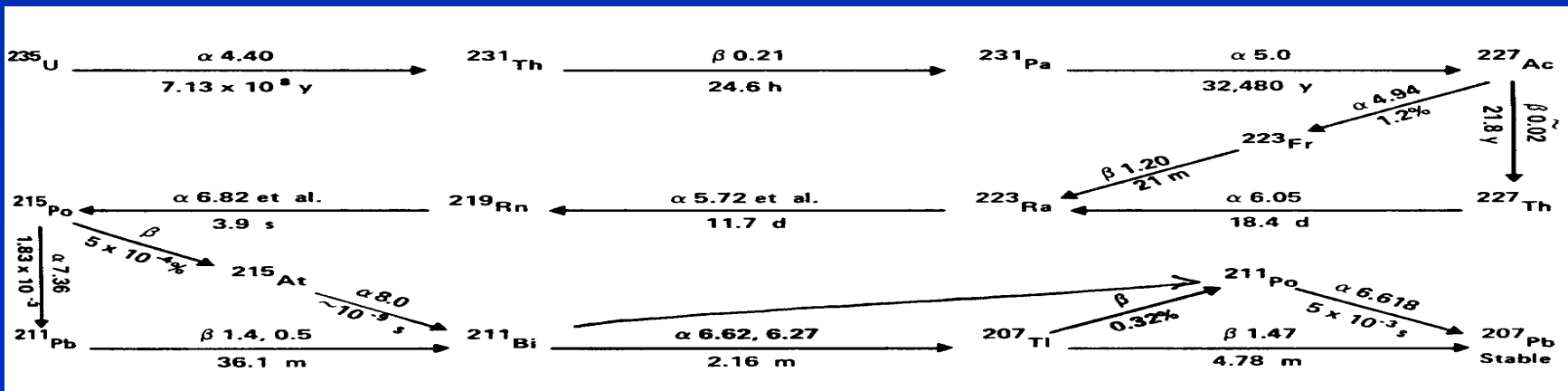


FIGURE A. 3.7.3. Uranium series decay scheme (α and β energies in MeV). (From Klement, A. W., Jr., *Radioactive Fallout, Soils, Plants, Foods, Man, Fowls*, E. B., Ed., Elsevier, Amsterdam, 1965, 113. With permission.)

La serie dell'Attinio

THE ACTINIUM SERIES

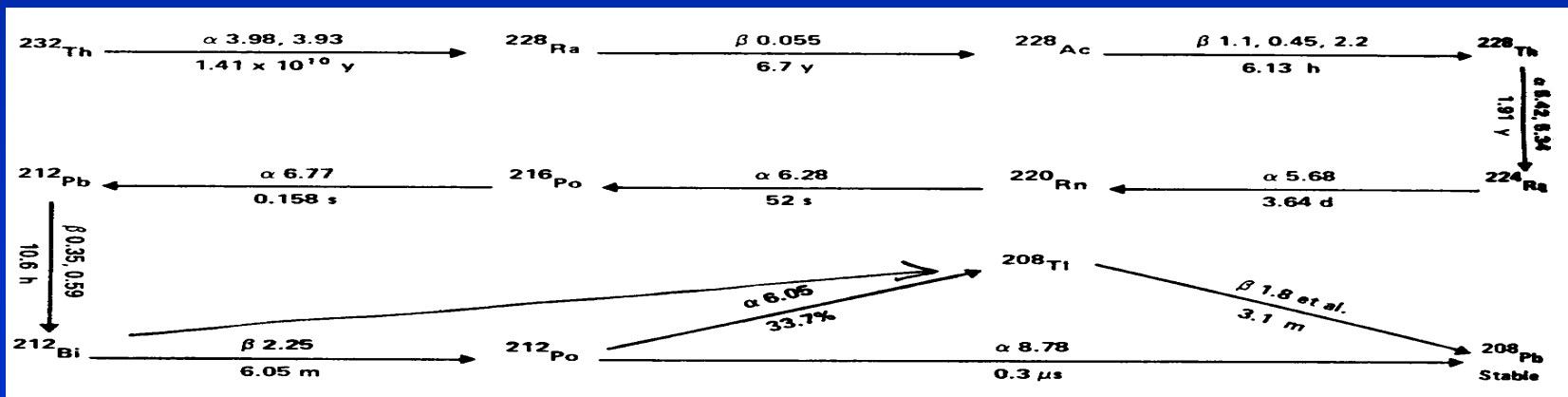
Radioactive species	Nuclide	Type of disintegration	Half-life	Disintegration constant, sec^{-1}	Particle energy, Mev
Actinouranium (AcU)	${}_{92}\text{U}^{235}$	α	$7.10 \times 10^8 \text{ y}$	3.09×10^{-17}	4.559 m
Uranium Y (UY)	${}_{90}\text{Th}^{231}$	β	25.6 h	7.51×10^{-6}	0.30
Protoactinium (Pa)	${}_{91}\text{Pa}^{231}$	α	$3.43 \times 10^4 \text{ y}$	6.40×10^{-13}	5.046 m
Actinium (Ac)	${}_{89}\text{Ac}^{227}$	α, β	21.6 y	1.02×10^{-9}	$\alpha: 4.94$ $\beta: 0.046$
Radioactinium (RdAc)	${}_{90}\text{Th}^{227}$	α	18.17 d	4.41×10^{-7}	6.03 m
Actinium K (AcK)	${}_{87}\text{Fr}^{223}$	α, β	22 m	5.25×10^{-4}	$\beta: 1.2$ $\alpha: 5.34$
Actinium X (AcX)	${}_{88}\text{Ra}^{223}$	α	11.68 d	6.87×10^{-7}	5.864
Astatine-219	${}_{85}\text{At}^{219}$	α, β	0.9 m	1.26×10^{-2}	$\alpha: 6.27$
Ac Emanation (An)	${}_{86}\text{Em}^{219}$	α	3.92 s	0.177	6.810 m
Bismuth-215	${}_{83}\text{Bi}^{215}$	α, β^-	8 m	1.44×10^{-3}	?
Actinium A (AcA)	${}_{84}\text{Po}^{215}$	α, β^-	$1.83 \times 10^{-3} \text{ s}$	3.79×10^2	$\alpha: 7.37$
Actinium B (AcB)	${}_{82}\text{Pb}^{211}$	β	36.1 m	3.20×10^{-4}	1.39
Astatine-215	${}_{85}\text{At}^{215}$	α	10^{-4} s	7×10^2	8.00
Actinium C (AcC)	${}_{83}\text{Bi}^{211}$	α, β^-	2.15 m	5.28×10^{-3}	$\alpha: 6.617 \text{ m}$
Actinium C' (AcC')	${}_{84}\text{Po}^{211}$	α	0.52 s	1.33	7.442 m
Actinium C'' (AcC'')	${}_{81}\text{Tl}^{207}$	β	4.79 m	2.41×10^{-3}	1.44
Actinium D (AcD)	${}_{82}\text{Pb}^{207}$	Stable			



La serie del Torio

THE THORIUM SERIES

Radioactive species	Nuclide	Type of disintegration	Half-life	Disintegration constant, sec ⁻¹	Particle energy, Mev
Thorium (Th)	⁹⁰ Th ²³²	α	1.39 × 10 ¹⁰ y	1.58 × 10 ⁻¹⁸	4.007
Mesothorium1 (MsTh1)	⁸⁸ Ra ²²⁸	β	6.7 y	3.28 × 10 ⁻⁹	0.04
Mesothorium2 (MsTh2)	⁸⁰ Ac ²²⁸	β	6.13 h	3.14 × 10 ⁻⁵	2.18
Radiothorium (RdTh)	⁹⁰ Th ²²⁸	α	1.910 y	1.15 × 10 ⁻⁸	5.423 m
Thorium X (ThX)	⁸⁸ Ra ²²⁴	α	3.64 d	2.20 × 10 ⁻⁶	5.681 m
Th Emanation (Tn)	⁸⁶ Em ²²⁰	α	51.5 s	1.34 × 10 ⁻²	6.280
Thorium A (ThA)	⁸⁴ Po ²¹⁶	α, β	0.16 s	4.33	6.774
Thorium B (ThB)	⁸² Pb ²¹²	β	10.6 h	1.82 × 10 ⁻⁵	0.58
Astatine-216 (At ²¹⁶)	⁸⁵ At ²¹⁶	α	3 × 10 ⁻⁴ s	2.3 × 10 ³	7.79
Thorium C (ThC)	⁸³ Bi ²¹²	α, β	60.5 m	1.91 × 10 ⁻⁴	α: 6.086 m β: 2.25
Thorium C' (ThC')	⁸⁴ Po ²¹²	α	3.0 × 10 ⁻⁷ s	2.31 × 10 ⁶	8.780
Thorium C'' (ThC'')	⁸¹ Tl ²⁰⁸	β	3.10 m	3.73 × 10 ⁻³	1.79
Thorium D (ThD)	⁸² Pb ²⁰⁸	Stable			



Altri isotopi naturali con $\tau > 10^9$ y

TABLE 12—Non-series primordial radionuclides

Radionuclide	Half-Life	Isotopic Abundance	Elemental Abundance in Crustal Rock	Concentration in Crustal Rock
	(years)	(percent)	(ppm)	(pCV/g)
Potassium-40	1.26×10^9	0.0118	2.09×10^4	17
Vanadium-50	6×10^{16}	0.25	135	4×10^{-7}
Rubidium-87	4.8×10^{10}	27.85	90	2
Cadmium-113	$> 1.3 \times 10^{15}$	12.26	0.2	$< 6 \times 10^{-8}$
Indium-115	6×10^{14}	95.77	0.1	5×10^{-7}
Tellurium-123	1.2×10^{12}	0.87	0.002*	4×10^{-8}
Lanthanum-138	1.12×10^{11}	0.089	30	6×10^{-4}
Cerium-142	$> 5 \times 10^{10}$	11.07	60	$< 3 \times 10^{-7}$
Neodymium-144	1.4×10^{15}	23.87	28	7×10^{-8}
Samarium-147	1.05×10^{11}	15.07	6.0	0.02
Gadolinium-152	1.1×10^{14}	0.20	5.4	2×10^{-7}
Hafnium-174	2.0×10^{16}	0.163	3	5×10^{-9}
Lutecium-176	2.2×10^{10}	2.60	0.50	0.001
Rhenium-187	4.3×10^{10}	62.93	0.001*	3×10^{-8}
Platinum-190	6.9×10^{11}	0.0127	0.005*	2×10^{-9}
Platinum-192	1×10^{15}	0.78	0.005*	7×10^{-8}
Bismuth-209	$> 2 \times 10^{19}$	100	0.17	$< 1 \times 10^{-10}$

* Not given by Taylor (1964); value from Mason (1958).

decadimento β^-

$E_\gamma = 1460$ keV

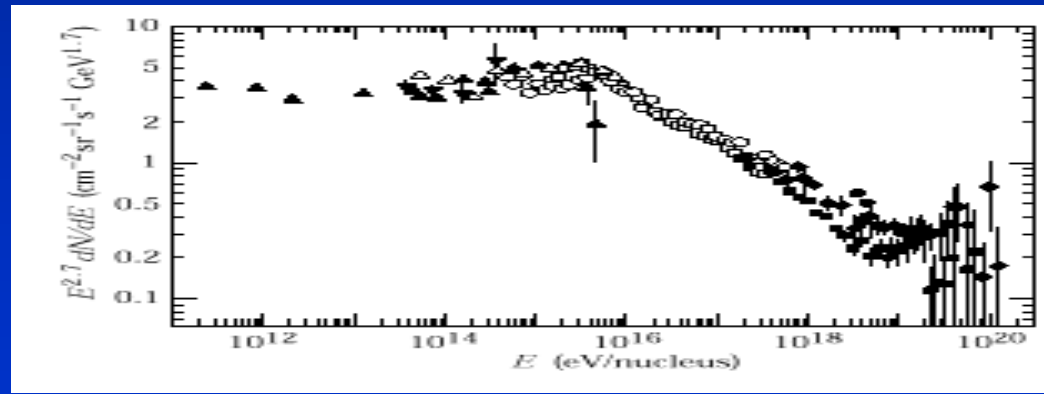
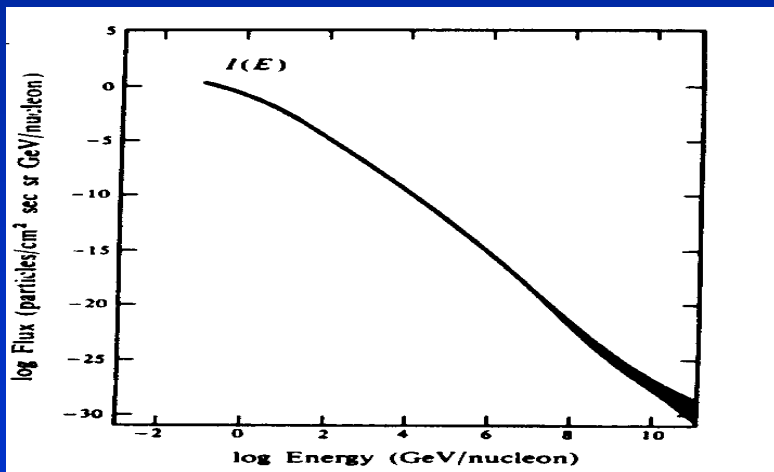
TABLE 13—Nuclides undergoing spontaneous fission as an alternative to decay α

Radionuclide	Half-Life for Decay	Half-Life for Spontaneous Fission
	(years)	(years)
Th-230	8.0×10^4	$\geq 1.5 \times 10^{17}$
Th-232	1.41×10^{10}	$> 1 \times 10^{21}$
Pa-231	3.25×10^4	1.1×10^{18} *
U-234	2.47×10^5	2×10^{16}
U-235	7.1×10^8	1.9×10^{17}
U-238	4.51×10^9	6.5×10^{18}

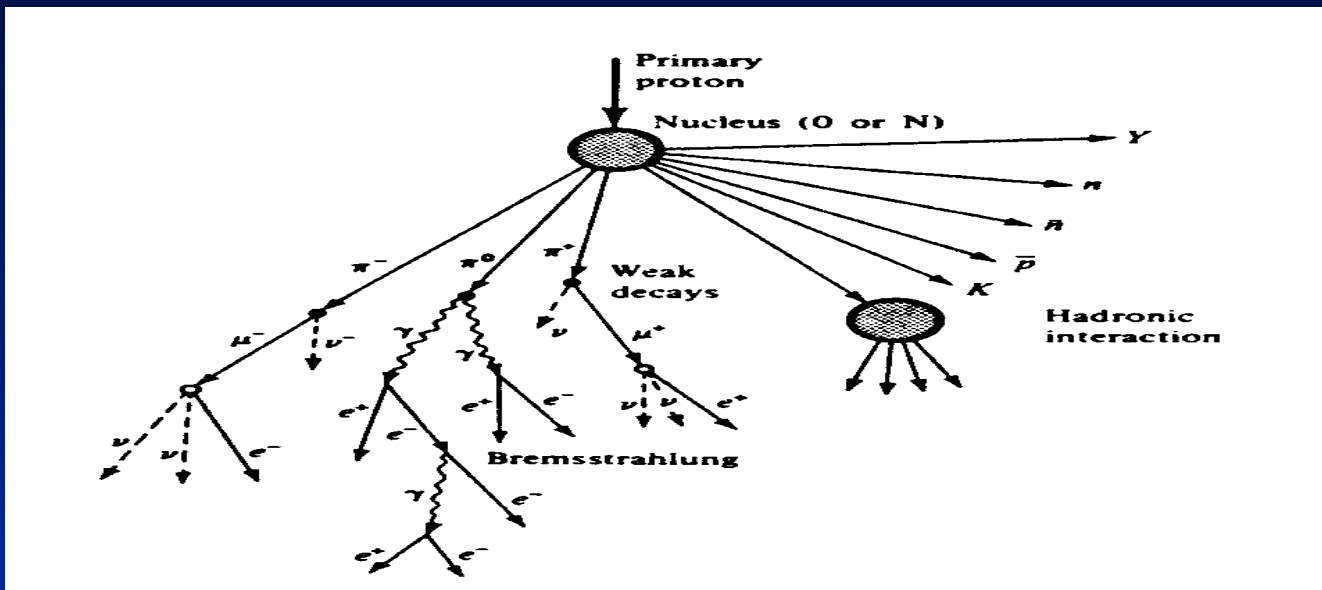
* Segrè (1952).

I raggi cosmici

Non è ancora certo se la maggior parte delle particelle che compongono i raggi cosmici abbia origine galattica o extra-galattica. In figura è riportato lo spettro della componente primaria di raggi cosmici misurato. L'energia più alta riportata in figura è pari a 10^{11} GeV (cioè 10^{20} eV, ossia 10 Joule !), ma sono stati osservati raggi cosmici con energia di 10^{12} e 10^{13} GeV. La potenza totale posseduta dai raggi cosmici nella nostra galassia è nell'ordine di 10^{49} erg/anno = 10^{52} GeV/anno (10^{35} Watt).



Raggi cosmici secondari



Un protone altamente energetico interagisce nell'atmosfera e genera secondari che a loro volta, interagiscono e generano altre particelle: si ha un processo a cascata. I pioni carichi hanno una elevata probabilità di colpire un nucleo e di generare altri pioni secondari. I pioni neutri, che hanno una vita media più corta ($\tau = 10^{-16}$ s, $\lambda = 3 \cdot 10^{-6}$ cm), generalmente decadono in due γ : I γ producono cascate elettromagnetiche. I pioni carichi che non interagiscono con la materia decadono trasformandosi in **muoni** μ con un tempo di dimezzamento pari a 10^{-8} sec: $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ ($\tau = 10^{-8}$ s, $\lambda = 7.8$ m).

I μ non interagiscono con la materia nucleare, hanno una massa di 105.7 MeV ed un tempo di dimezzamento di 10^{-6} sec e $\lambda_1 \approx 700$ m): possono con buona probabilità attraversare l'atmosfera senza decadere, e se la loro energia è abbastanza grande non solo giungono sulla superficie terrestre, ma penetrano considerevolmente sotto la crosta terrestre. Il muone decadendo si trasforma in elettrone:



il decadimento avviene con più alta probabilità (anzi quasi esclusivamente) quando ha perso tutta la sua energia cinetica e si è arrestato. I μ sono al minimo di ionizzazione ($dE/dx \approx 2\text{MeV}/\text{cm}^2/\text{g}$)

TABLE 1—The composition of cosmic rays $(\text{cm}^2\text{-s})^{-1}$ near solar maximum at 54° North geomagnetic latitude in terms of flux density versus atmospheric depth

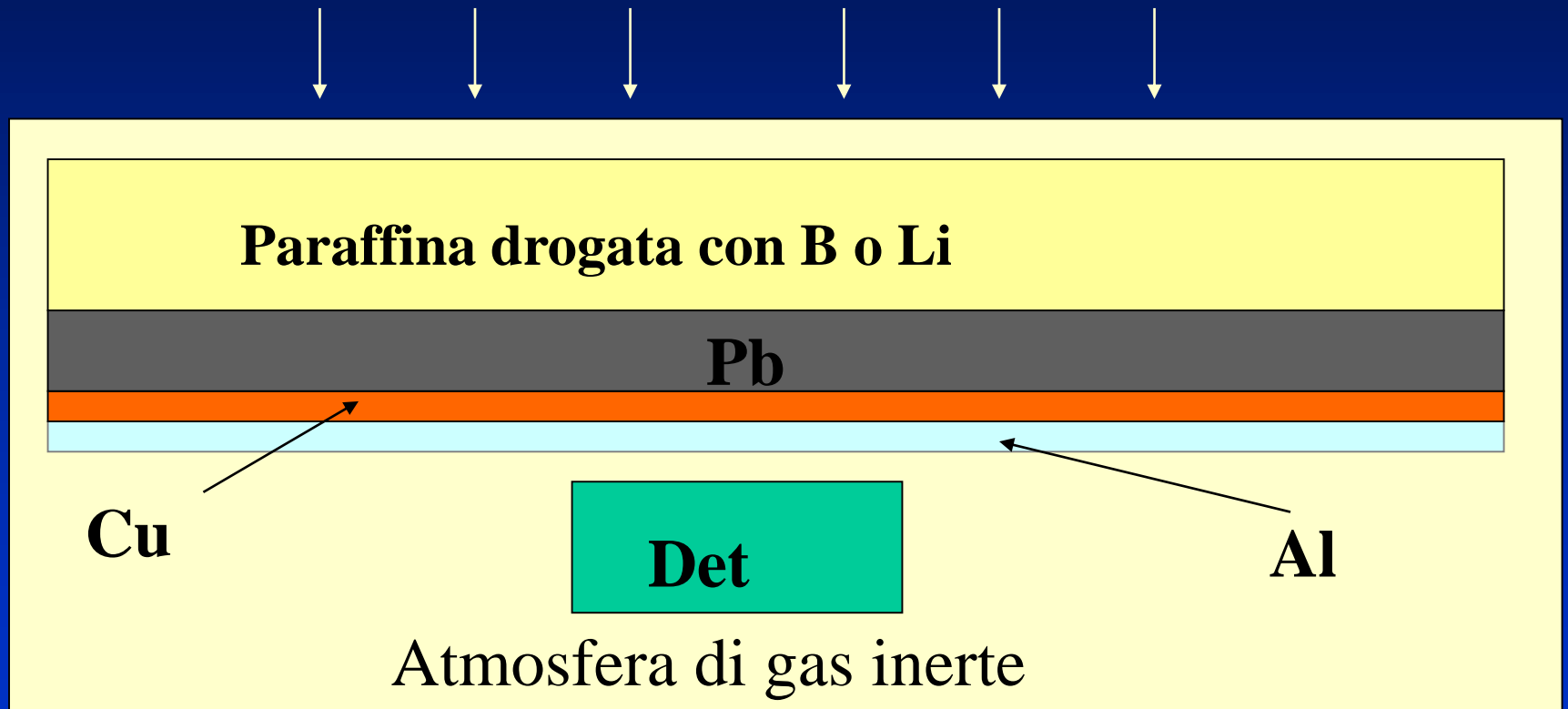
Atm. Depth (g/cm ²)	Altitude ^a (km)	Muons	Electrons	Protons	Charged Pions	Neutrons
20	26.7	2.11×10^{-3}	4.33	7.12×10^{-1}	1.74×10^{-3}	8.02
50	20.8	6.64×10^{-3}	5.07	6.30×10^{-1}	4.78×10^{-3}	1.09×10
100	16.3	1.01×10^{-1}	3.94	4.56×10^{-1}	6.88×10^{-3}	1.06×10
150	13.7	1.13×10^{-1}	2.74	3.21×10^{-1}	6.92×10^{-3}	7.91
200	11.9	1.11×10^{-1}	1.82	2.21×10^{-1}	5.93×10^{-3}	5.86
250	10.5	1.03×10^{-1}	1.19	1.49×10^{-1}	4.70×10^{-3}	4.19
300	9.31	9.34×10^{-2}	7.71×10^{-1}	1.00×10^{-1}	3.60×10^{-3}	2.94
350	8.26	8.33×10^{-2}	4.00×10^{-1}	6.67×10^{-2}	2.68×10^{-3}	2.04
400	7.33	7.16×10^{-2}	3.19×10^{-1}	4.40×10^{-2}	1.89×10^{-3}	1.38
450	6.50	6.31×10^{-2}	2.08×10^{-1}	2.90×10^{-2}	1.34×10^{-3}	9.33×10^{-1}
500	5.73	5.56×10^{-2}	1.36×10^{-1}	1.90×10^{-2}	9.46×10^{-4}	6.27×10^{-1}
550	5.02	4.92×10^{-2}	9.04×10^{-2}	1.24×10^{-2}	6.57×10^{-4}	4.18×10^{-1}
600	4.35	4.31×10^{-2}	5.89×10^{-2}	8.10×10^{-3}	4.46×10^{-4}	2.75×10^{-1}
650	3.75	3.84×10^{-2}	4.00×10^{-2}	6.23×10^{-3}	3.04×10^{-4}	1.81×10^{-1}
700	3.17	3.44×10^{-2}	2.77×10^{-2}	3.35×10^{-3}	2.05×10^{-4}	1.19×10^{-1}
750	2.62	3.10×10^{-2}	1.95×10^{-2}	2.13×10^{-3}	1.38×10^{-4}	7.72×10^{-2}
800	2.10	2.81×10^{-2}	1.41×10^{-2}	1.36×10^{-3}	9.22×10^{-5}	5.02×10^{-2}
850	1.62	2.56×10^{-2}	1.05×10^{-2}	8.67×10^{-4}	6.14×10^{-5}	3.25×10^{-2}
900	1.15	2.34×10^{-2}	8.07×10^{-3}	5.55×10^{-4}	4.07×10^{-5}	2.10×10^{-2}
950	0.71	2.15×10^{-2}	6.36×10^{-3}	3.56×10^{-4}	2.69×10^{-5}	1.35×10^{-2}
1033	0.00	1.90×10^{-2}	4.55×10^{-3}	1.71×10^{-4}	1.34×10^{-5}	6.46×10^{-3}

^a Mean altitude of given pressure level according to U. S. Standard Atmosphere



Schermature passive

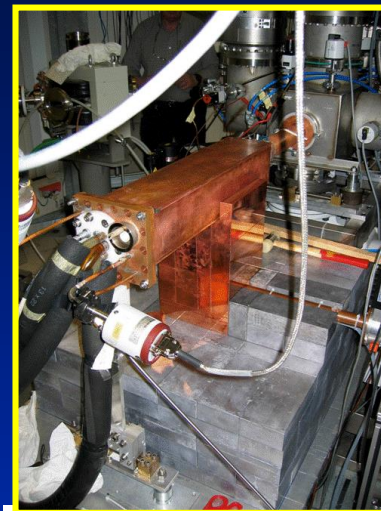
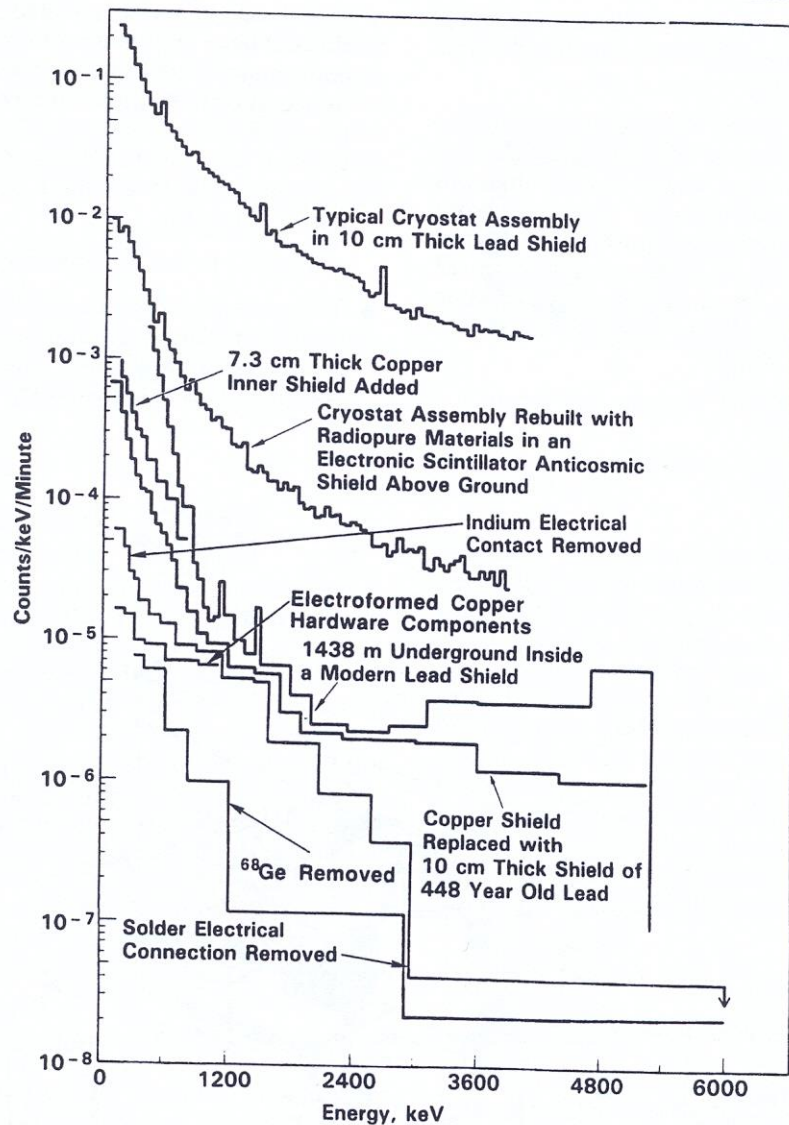
La parte meno penetrante della radiazione di fondo (*naturale e cosmica*) può essere eliminata schermando i rivelatori con spessori opportuni di diversi materiali



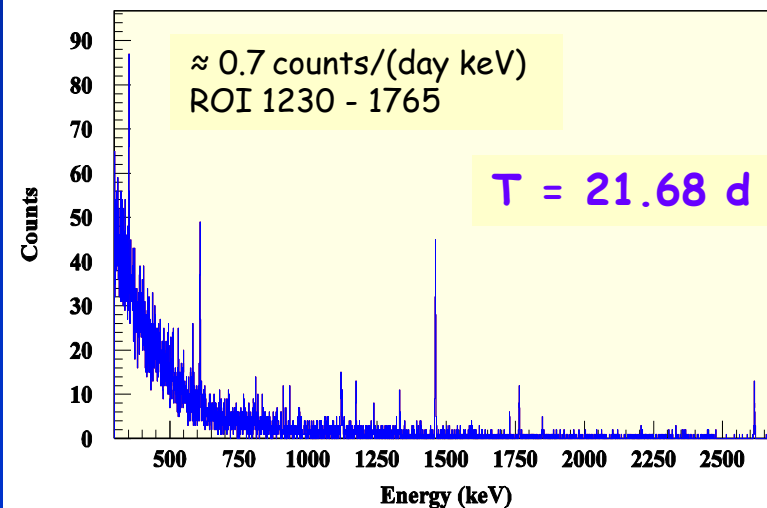
La schermatura va estesa su tutto l'angolo solido o comunque al massimo di copertura possibile

Rivelatori al germanio: misure di bassissima attività

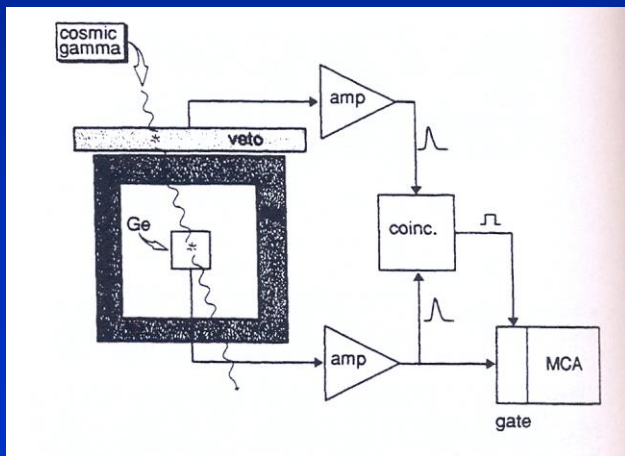
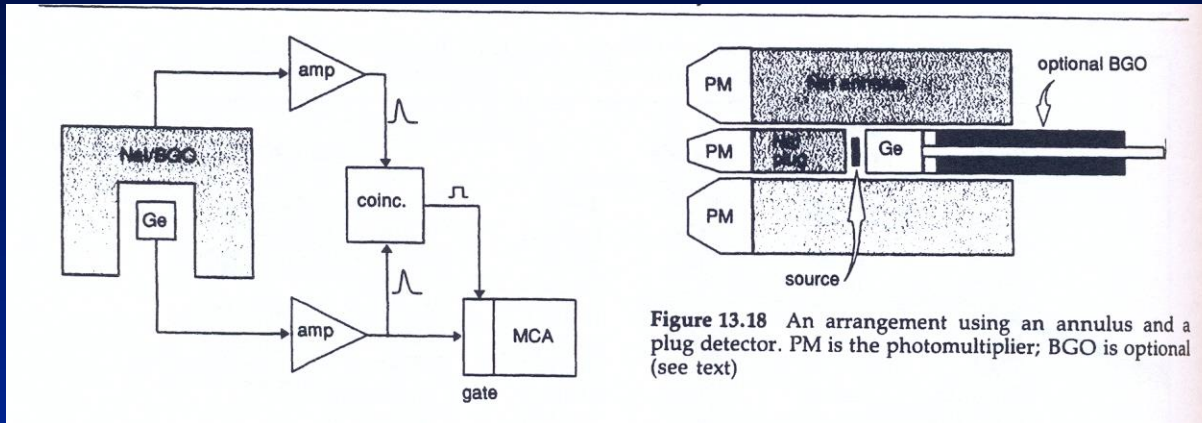
LNGS: set-up esperimento LUNA



Ultra Low-Background HPGe ; $\eta = 130\%$



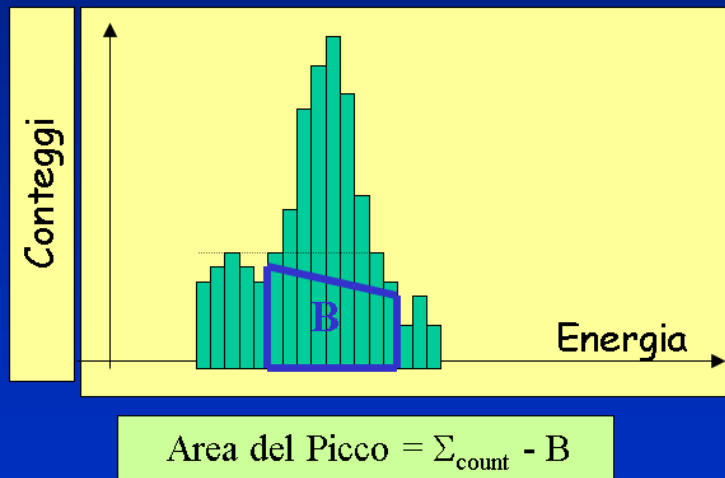
Rivelatori al germanio: misure di bassissima attività



Le schermature attive "active shielding" riducono il fondo ma hanno (o possono avere) effetti anche sull'efficienza di rivelazione nel caso, molto frequente, di emissioni γ in cascata da uno stesso isotopo con un meccanismo concettualmente analogo a quello del summing. I rivelatori di anti-coincidenza sono solitamente scintillatori inorganici (NaI, BGO) per gli schermi anti-Compton mentre si privilegiano grandi scintillatori organici per il veto della radiazione cosmica.

Sensibilità

La sensibilità di misura è definita come la minima ampiezza del segnale (o meglio della quantità ad esso associata: attività, flusso di particelle, concentrazione, etc) rivelabile (**MDL**). Dipende naturalmente dall'efficienza del rivelatore e dal fondo. Se nella zona dello spettro dove vado a cercare la presenza di un certo picco ho, **in media**, b conteggi di fondo al secondo allora:



$$MDL = n \frac{\sqrt{b}}{\eta \sqrt{T_{mis}}}$$

$H_p : b = \text{rate medio conteggi fondo} [s^{-1}]$

$\text{rate eventi} = S \Rightarrow \text{rate conteggi} = \eta S$

quindi $MDL \rightarrow \eta S_{\min} T_{\text{mis}} = n \sigma_B = n \sqrt{b T_{\text{mis}}}$

che corrisponde alla minima quantità (attività, concentrazione, etc) che produce un conteggio pari a n deviazioni standard del conteggio medio del fondo e cioè sicuramente non confondibile con una fluttuazione statistica del fondo stesso (*si dovrebbe anche tenere conto delle fluttuazioni statistiche del segnale...*)

Più correttamente:

L_C = conteggio minimo, dopo la misura, attribuibile con un certo livello di confidenza alla presenza di un segnale oltre al fondo

L_D = conteggio minimo, prima della misura, si ritiene, entro un certo livello di confidenza, di poter attribuire alla presenza di un segnale oltre al fondo → MDL

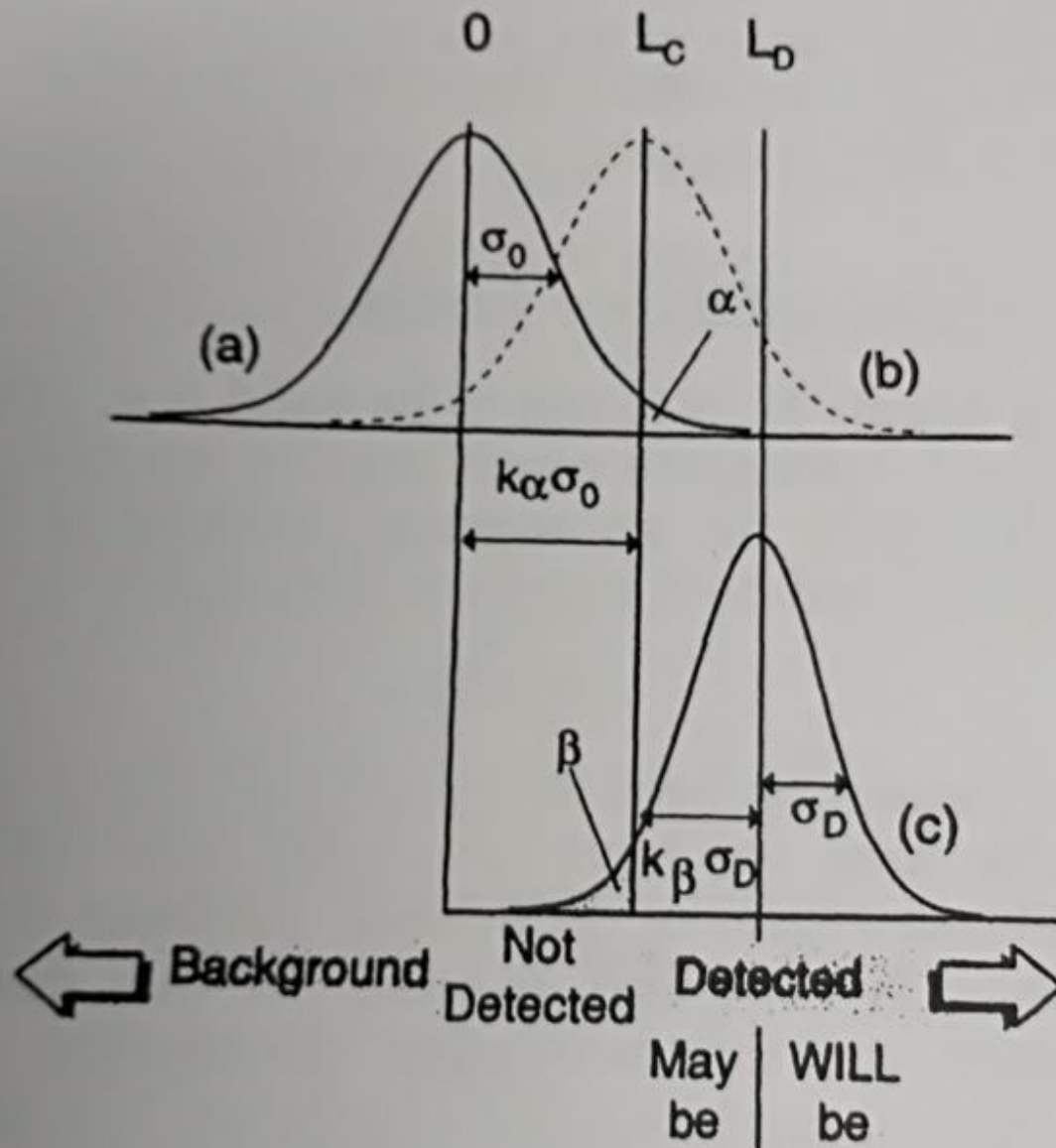


Figure 5.10 Definition of detection limit (the vertical axis represents the frequency of observing a particular count)

Scintillatori

L'interazione della radiazione con alcuni particolari materiali produce il fenomeno della scintillazione che può essere sfruttato per rivelare, appunto, la radiazione.

Lo scintillatore ideale è un materiale in cui il passaggio di cariche elettriche genera luce in un regime di stretta proporzionalità tra luce emessa ed energia cinetica dissipata. Lo scintillatore ideale deve anche essere perfettamente trasparente in modo da consentire la raccolta della luce prodotta senza perdite; inoltre l'indice di rifrazione del materiale deve essere molto vicino a quello del vetro (~1.5)

Il processo di luminescenza deve poi essere sufficientemente rapido da consentire il conteggio delle singole particelle incidenti

Scintillatori organici 1

Una classe di scintillatori molto usati è quella degli scintillatori organici costituiti da catene di molecole tipo benzene (CH_6). Gli elettroni secondari prodotti dalle radiazioni ionizzanti eccitano i livelli molecolari del materiale che **si diseccitano, emettendo fotoni ottici (con λ nel visibile), in pochi ns.**

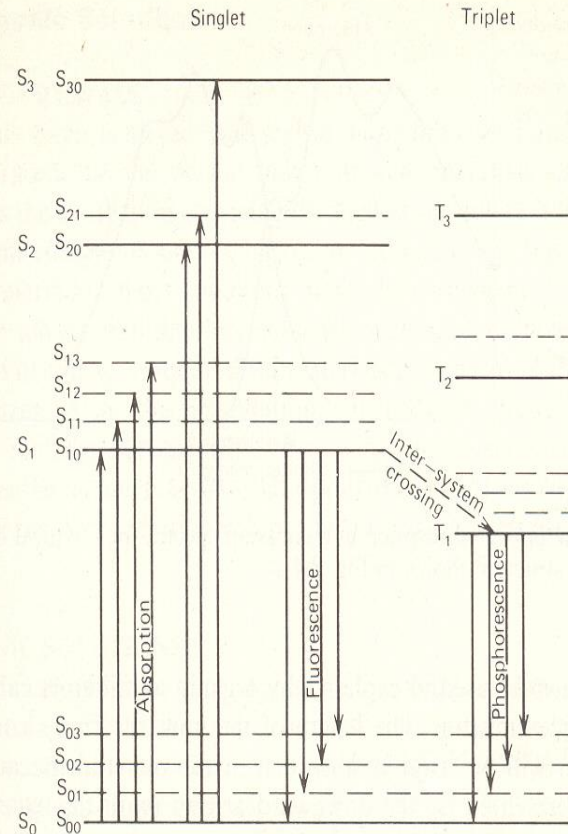
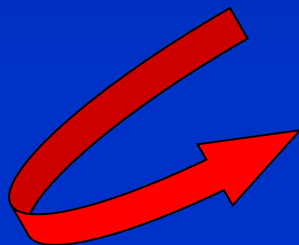
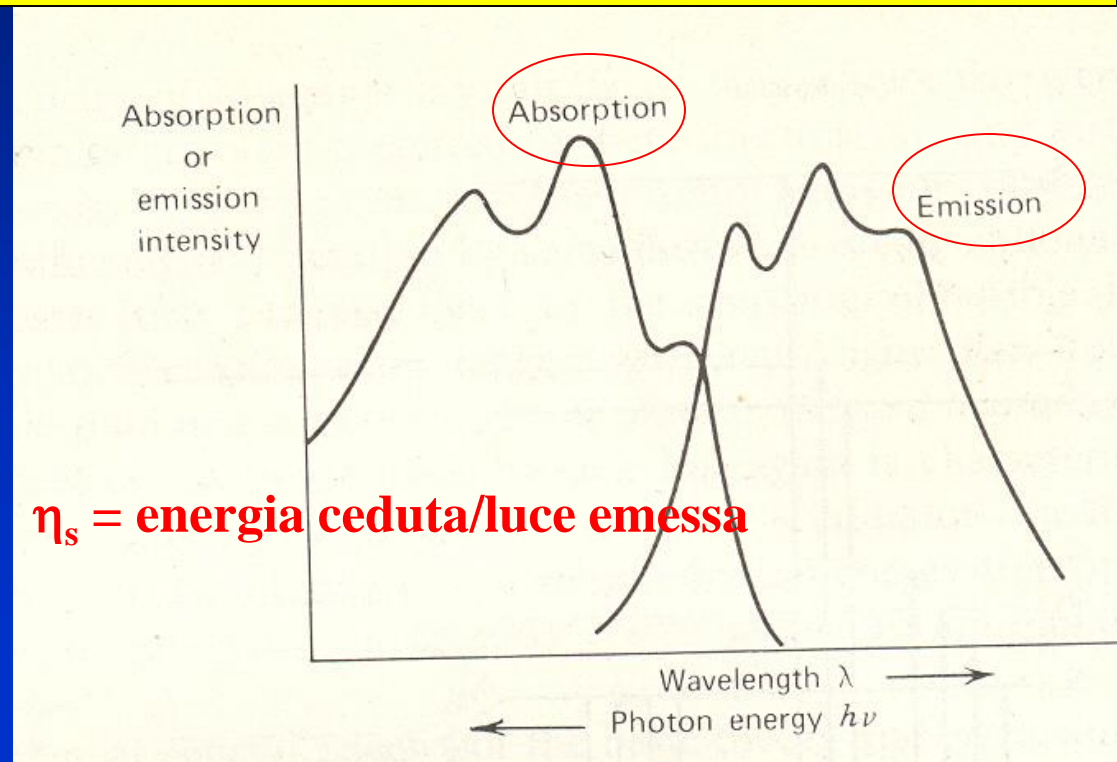


Figure 8-1 Energy levels of an organic molecule with π -electron structure. (From J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Copyright 1964 by Pergamon Press, Ltd. Used with permission.)

Scintillatori organici 2

Naturalmente, perché il materiale sia un buon rivelatore occorre che la luce emessa per scintillazione non venga riassorbita dal materiale stesso (quenching)

Scintillatore organico



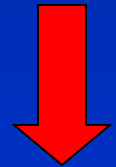
Scintillatori organici 3

ρ e Z basse \rightarrow
bassa η per i γ

TABLE 8-1 Properties of Some Commercially Available Organic Scintillators

Scintillator	Type	Density (g/cm ³)	Refractive Index	Melting, Softening or Boiling Point (°)	Light Output, % Anthracene ^a	Decay Constant, Main Component (ns)	Wave-length of Maximum Emission (nm)	Content of Loading Element (% by wt.)	Number of H Atoms/Number of C Atoms	Principal Applications ^b
Crystal	Anthracene	1.25	1.62	217	100	30	447		0.715	γ , α , β fast neutrons
	Stilbene	1.16	1.626	125	50	4.5	410		0.858	Fast neutrons (PSD), γ , etc.
Plastic	NE 102	1.032	1.581	75	65	2.4	423		1.104	γ , α , β , fast n dosimetry
	NE 105	1.037	1.58	75	46	~ 2.4	423		1.104	γ , α , β , fast neutrons, etc.
	NE 110	1.032	1.58	75	60	3.3	434		1.104	Ultrafast timing
	NE 111	1.032	1.58	75	55	1.7	375		1.096	Solvent bondable
	NE 113	1.032	1.58	75	60	3.3	434		1.108	Long decay time
	NE 115	1.58	1.58	75	35	225	385			
	NE 140	1.045	1.58	75	58	~ 2	425	Sn 5%		
	Pilot B	1.032	1.58	75	68	1.8	408		1.100	Fast counting
	Pilot F	1.032	1.58	75	64	2.1	425		1.104	Fast neutrons, protons, electrons
	Pilot U	1.032	1.58	75	67	1.36	391		1.100	Ultrafast timing
	Pilot Y	1.032	1.58	75	60	3.1	432		1.102	Fast neutrons, protons, electrons, Large-area applications
Liquid	NE 213	0.874	1.508	141	78	3.7	425		1.213	Fast neutrons (PSD)
	NE 216	0.885	1.523	141	78	3.5	425		1.171	α , β (internal counting)
	NE 220	1.036	1.442	104	65	3.8	425		1.669	α , β (internal, aqueous sample)
	NE 221	1.08	1.442	104	55	4	425		1.669	α , β (internal counting)
	NE 224	0.877	1.505	169	80	2.6	425		1.330	γ , fast neutrons
	NE 226	1.61	1.38	80	20	3.3	430		0	γ , insensitive to neutrons
	NE 228	0.735	1.403	99	45		385		2.00	Neutrons
	NE 230	0.945	1.50	81	60	3.0	425	D 14.2%	0.984	(D/C) special applications
	NE 231	0.88	1.50	80	58	2.8	425		0.984	Special applications
	NE 232	0.89	1.43	81	60	4	430	D 24.5%	1.96	(D/C) special applications
	NE 233	0.874	1.506	117	74	3.7	425		1.118	α , β (internal counting)
	NE 235A (235H)	0.858	1.47	350	40 (50)	4	420		2.0	α , fast neutrons, large tanks
	NE 250	1.035	1.452	104	50	4	425		1.760	α , β (internal, aqueous sample)
	NE 260				40		425			α , β (internal counting)
Loaded Liquid	NE 311 (311A)	0.91	1.411	85	65	3.8	425	B 5%	1.701	Neutrons, β
	NE 313	0.88	1.506	136	62	4.0	425	Gd 0.5%	1.220	Neutrons
	NE 316	0.93	1.496	148.5	35	4.0	425	Sn 10%	1.411	γ , X-rays
	NE 323	0.879	1.50	161	60	3.8	425	Gd 0.5%	1.377	Neutrons

$\epsilon \approx 100$ eV



Scarsa
risoluzione
energetica

^aNaI(Tl) is 230% on this scale.

^bPSD represents neutron-gamma pulse shape discrimination.

Scintillatori organici 4

Negli scintillatori organici l'intensità della luce emessa (cioè il numero di fotoni ottici) dipende dalla particella incidente ma è generalmente lineare con l'energia

In un plastico un elettrone da 1 MeV ha un range < 1 cm

(gli ioni hanno range ancora più breve)

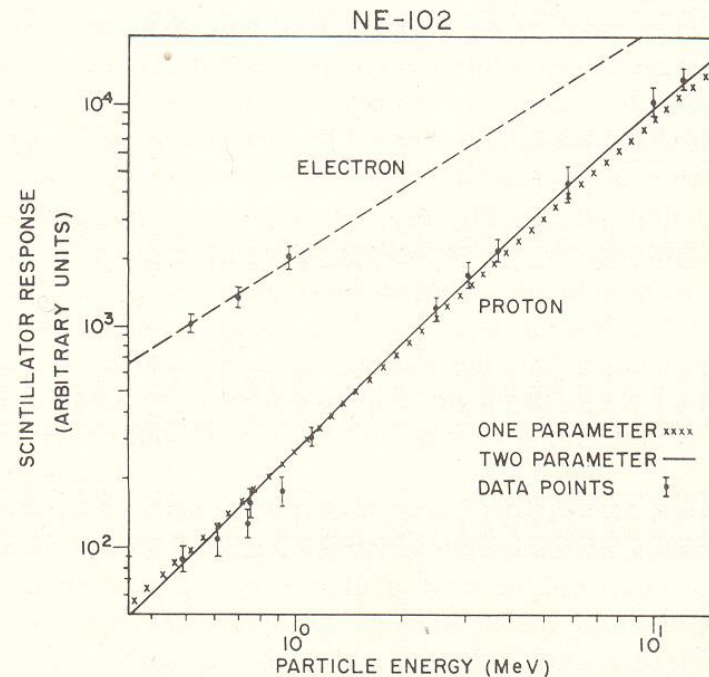


Figure 8-3 The scintillation light yield for a commercially available plastic scintillator (NE 102) when excited by electrons and protons. The data are fit by curves from Eq. (8-3) (one parameter) and Eq. (8-9) (two parameter). (From Craun and Smith.²⁶)

Sono ottimi per rivelare neutroni

Scintillatori inorganici 1

Un'altra classe di scintillatori è composta da materiali inorganici in cui la scintillazione è legata a fenomeni reticolari e da tecniche di drogaggio

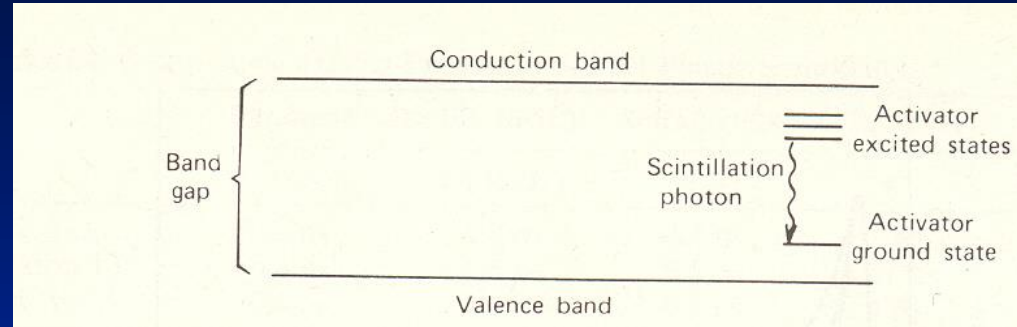


TABLE 8-3 Properties of Common Inorganic Scintillators

Material	Specific Gravity	Wavelength of Maximum Emission (nm) λ_{\max}	Index of Refraction at λ_{\max}	Principal Decay Constant (μs)	Pulse 10–90% Rise Time (μs)	Total Light Yield in Photons/MeV	Absolute Scintillation Efficiency for Fast Electrons	Relative γ -Ray Pulse Height with Bialkali PM Tube
NaI(Tl)	3.67	415	1.85	0.23	0.5	38000	11.3%	1.00
CsI(Tl)	4.51	540	1.80	1.0	4	52000	11.9	0.49
CsI(Na)	4.51	420	1.84	0.63	4	39000	11.4	1.11
LiI(Eu)	4.08	470	1.96	1.4	—	11000	2.8	0.23
BGO	7.13	505	2.15	0.30	0.8	8200	2.1	0.13
BaF ₂ slow component	4.89	310	1.49	0.62	3	10000	4.5	0.13
BaF ₂ fast component	4.89	220	—	0.0006	—	—	—	0.03 ^a
ZnS(Ag) (polycrystalline)	4.09	450	2.36	0.2	—	—	—	1.30 ^b
CaF ₂ (Eu)	3.19	435	1.44	0.9	4	24000	6.7	0.78
CsF	4.11	390	1.48	0.004	—	—	—	0.05
Li glass ^c	2.5	395	1.55	0.075	—	—	1.5	0.10
For comparison, a typical organic (plastic) scintillator: NE 102A	1.03	423	1.58	0.002	—	10000	3.0	0.25

^aUsing UV-sensitive PM tube.

^bFor alpha particles.

^cProperties vary with exact formulation. Also see Table 15-1.

Source: Data derived primarily from Refs. 56–58.

Alta ρ e Z
Buona η per i γ

Risoluzione intermedia tra gli scint. organici ed i rivelatori a stato solido

Scintillatori inorganici 2

Gli spettri γ misurati con scintillatori inorganici hanno una forma simile a quella dei rivelatori al germanio ma la peggiore risoluzione (tipicamente 5% - 10%) rende più difficile l'interpretazione di spettri con molti picchi.

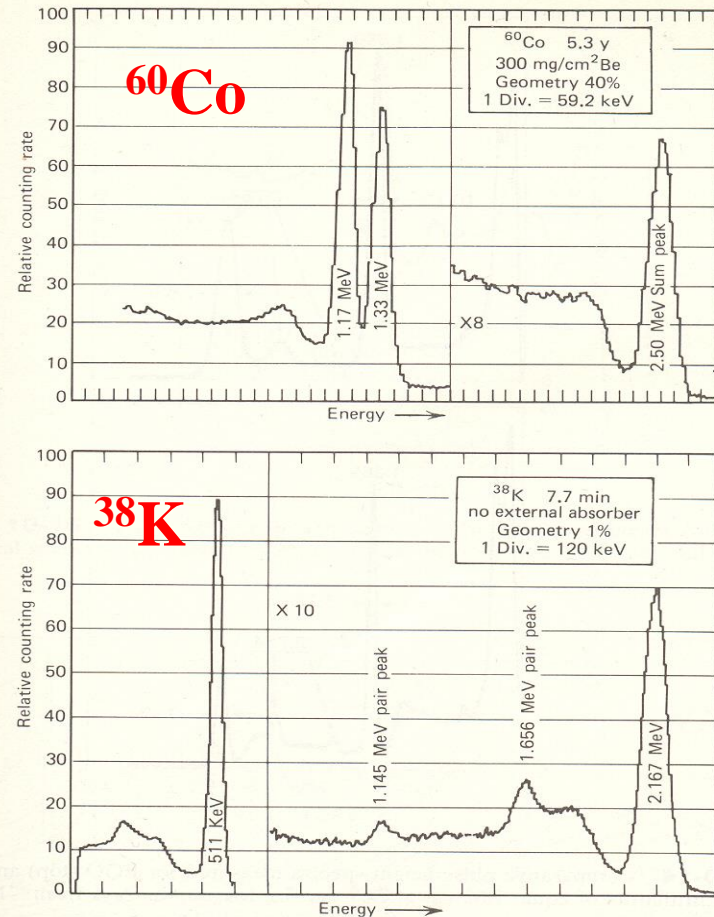
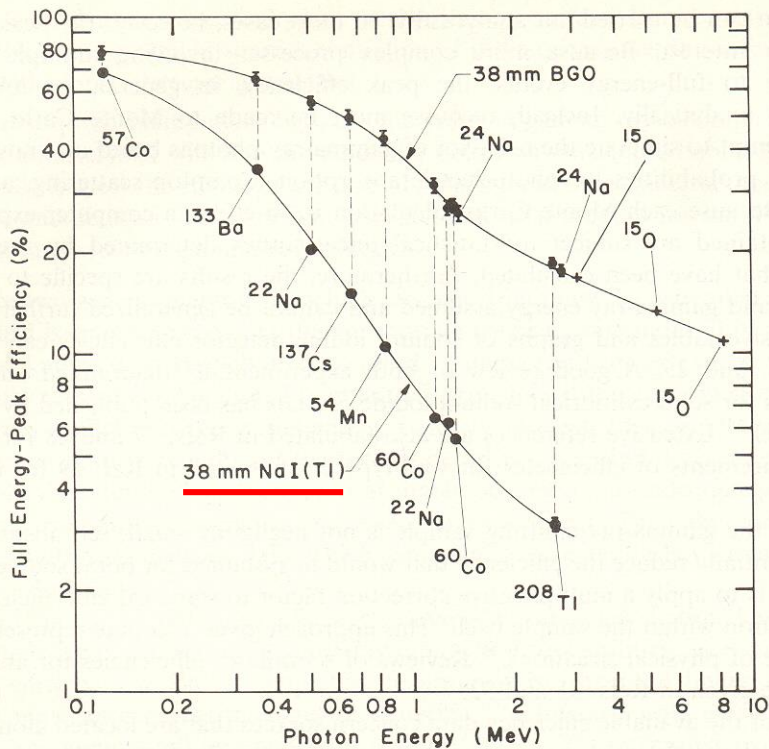


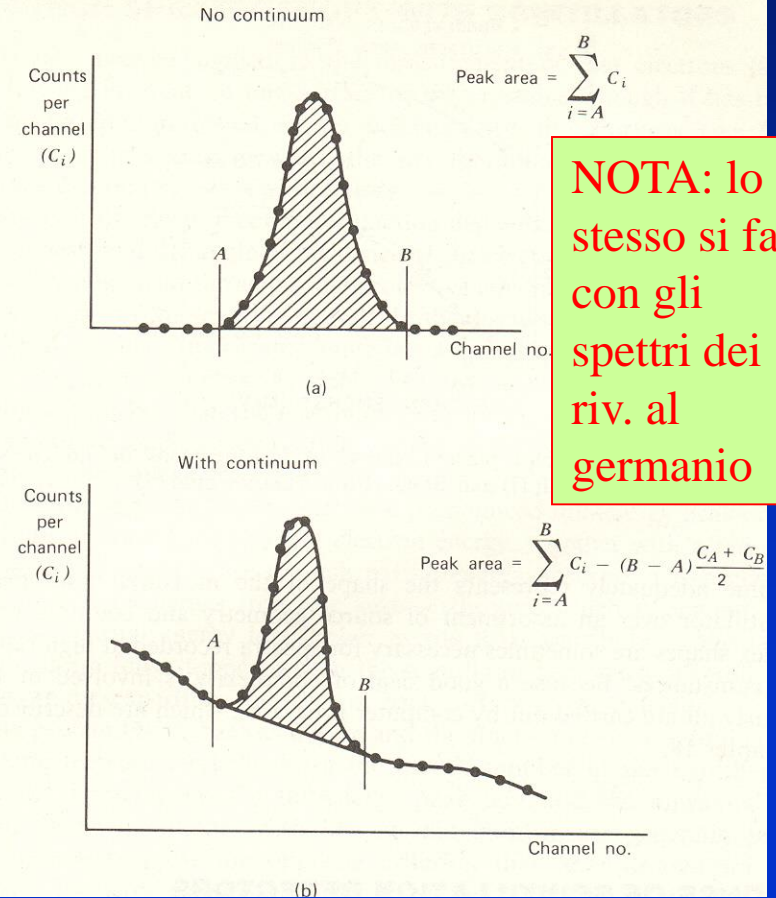
Figure 10-13 (a) Experimentally measured pulse height spectrum for ^{60}Co (1.17 and 1.33 MeV gamma rays) from a 10.16 cm \times 10.16 cm cylindrical NaI(Tl) scintillator. The large fractional solid angle of 40% subtended by the detector enhances the sum peak intensity. (b) Spectrum from ^{38}K (2.167 MeV gamma ray plus positron annihilation photons) from a 7.62 cm \times 7.62 cm NaI(Tl) scintillator. The single and double escape peaks for the high-energy gamma ray are evident, as well as a backscatter peak at \sim 200 keV. (From F. Adams and R. Dams, *Applied Gamma-Ray Spectrometry*, 2nd ed. Copyright 1970 by Pergamon Press, Ltd. Used with permission.)

Scintillatori inorganici 3

L'η di rivelazione è definita solitamente in base ai conteggi raccolti nel **picco di assorbimento totale**



I conteggi nel picco, cioè la sua area, si ottengono sottraendo il fondo continuo con la *regola del trapezio*



NOTA: lo stesso si fa con gli spettri dei riv. al germanio

Conversione luce-carica elettrica

scintillatore

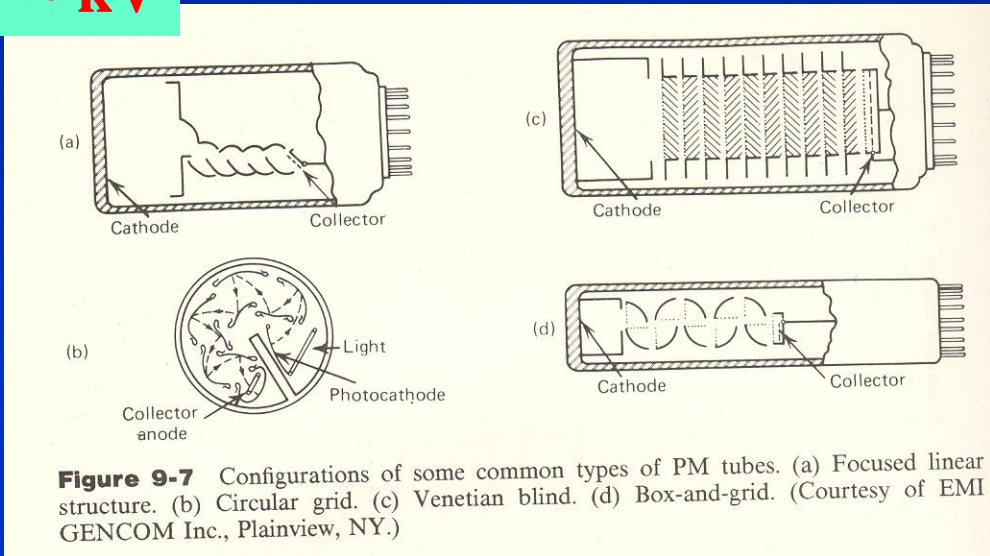
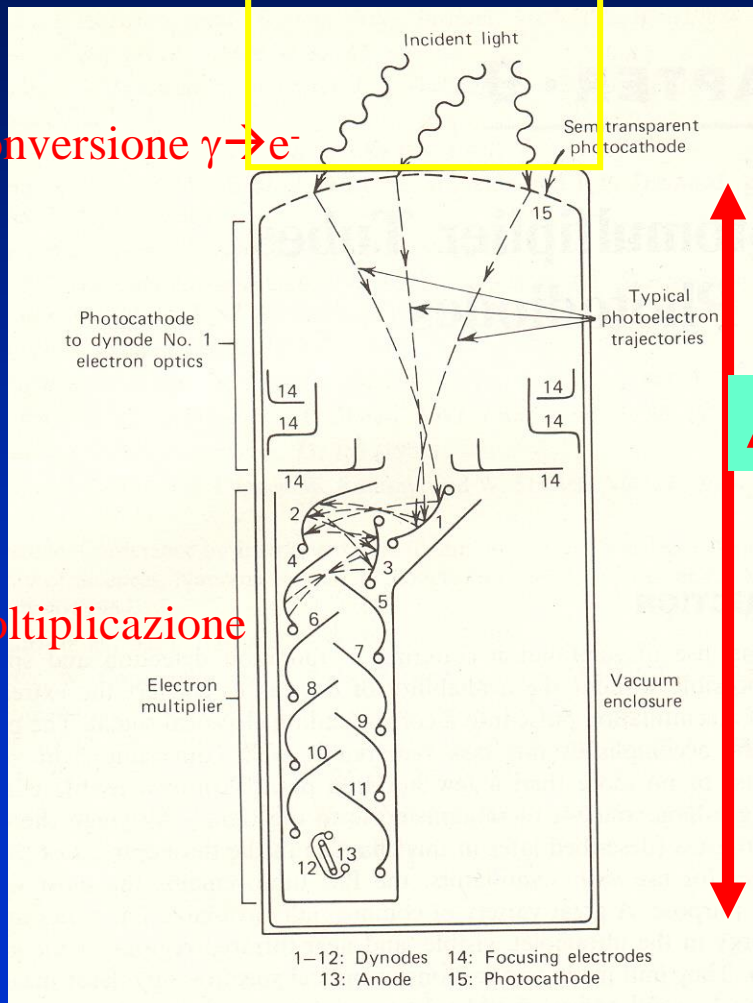
Con tutti gli scintillatori il segnale luminoso viene convertito in un segnale elettrico con fotomoltiplicatori che sfruttano l'effetto fotoelettrico sul fotocatodo.

Di solito $N_e/N_{\gamma_0} = 10^9 - 10^{10}$ e $N_e \propto E_{ced}$

$\Delta V \sim kV$

Conversione $\gamma \rightarrow e^-$

moltiplicazione



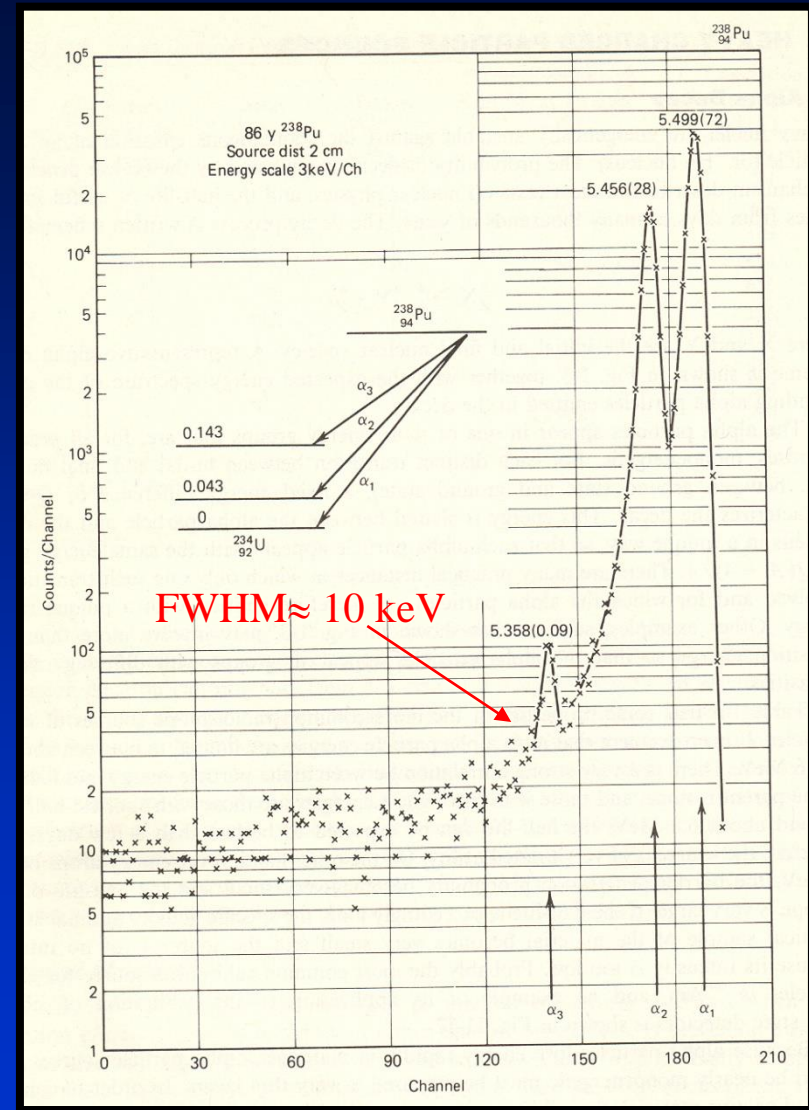
Spettrometria α : rivelatori al Si

Il silicio si utilizza per la rivelazione di particelle cariche e di raggi x. I rivelatori al silicio hanno spessori variabili tra 100 e 2000 μm sufficienti ad assorbire completamente particelle di diverse decine di MeV. La risoluzione energetica è nell'ordine del $\%_{\infty}$. La misura va fatta in vuoto con campioni sottili e di piccole dimensioni.

TABLE 1-3 Common Alpha-Emitting Radioisotope Sources

Source	Half-Life	Alpha Particle Kinetic Energy (with Uncertainty) in MeV		Percent Branching
^{148}Gd	93 y	3.182787	± 0.000024	100
^{232}Th	1.4×10^{10} y	4.012	± 0.005	77
		3.953	± 0.008	23
^{238}U	4.5×10^9 y	4.196	± 0.004	77
		4.149	± 0.005	23
^{235}U	7.1×10^8 y	4.598	± 0.002	4.6
		4.401	± 0.002	56
		4.374	± 0.002	6
		4.365	± 0.002	12
		4.219	± 0.002	6
^{236}U	2.4×10^7 y	4.494	± 0.003	74
		4.445	± 0.005	26
^{230}Th	7.7×10^4 y	4.6875	± 0.0015	76.3
		4.6210	± 0.0015	23.4
^{234}U	2.5×10^5 y	4.7739	± 0.0009	72
		4.7220	± 0.0009	28
^{231}Pa	3.2×10^4 y	5.0590	± 0.0008	11
		5.0297	± 0.0008	20
		5.0141	± 0.0008	25.4
		4.9517	± 0.0008	22.8
^{239}Pu	2.4×10^4 y	5.1554	± 0.0007	73.3
		5.1429	± 0.0008	15.1
		5.1046	± 0.0008	11.5
^{240}Pu	6.5×10^3 y	5.16830	± 0.00015	76
		5.12382	± 0.00023	24
^{243}Am	7.4×10^3 y	5.2754	± 0.0010	87.4
		5.2335	± 0.0010	11
^{210}Po	138 d	5.30451	± 0.00007	99 +
^{241}Am	433 d	5.48574	± 0.00012	85.2
		5.44298	± 0.00013	12.8
		5.49921	± 0.00020	71.1
^{238}Pu	88 y	5.4565	± 0.0004	28.7
		5.80496	± 0.00005	76.4
^{244}Cm	18 y	5.762835	± 0.000030	23.6
		6.067	± 0.003	1.5
^{243}Cm	30 y	5.992	± 0.002	5.7
		5.7847	± 0.0009	73.2
		5.7415	± 0.0009	11.5
		6.11292	± 0.00008	74
^{242}Cm	163 d	6.06963	± 0.00012	26
		6.4288	± 0.0015	93
$^{254\text{m}}\text{Es}$	276 d	6.63273	± 0.00005	90
^{255}Es	20.5 d	6.5916	± 0.0002	6.6

Data from Rytz.³

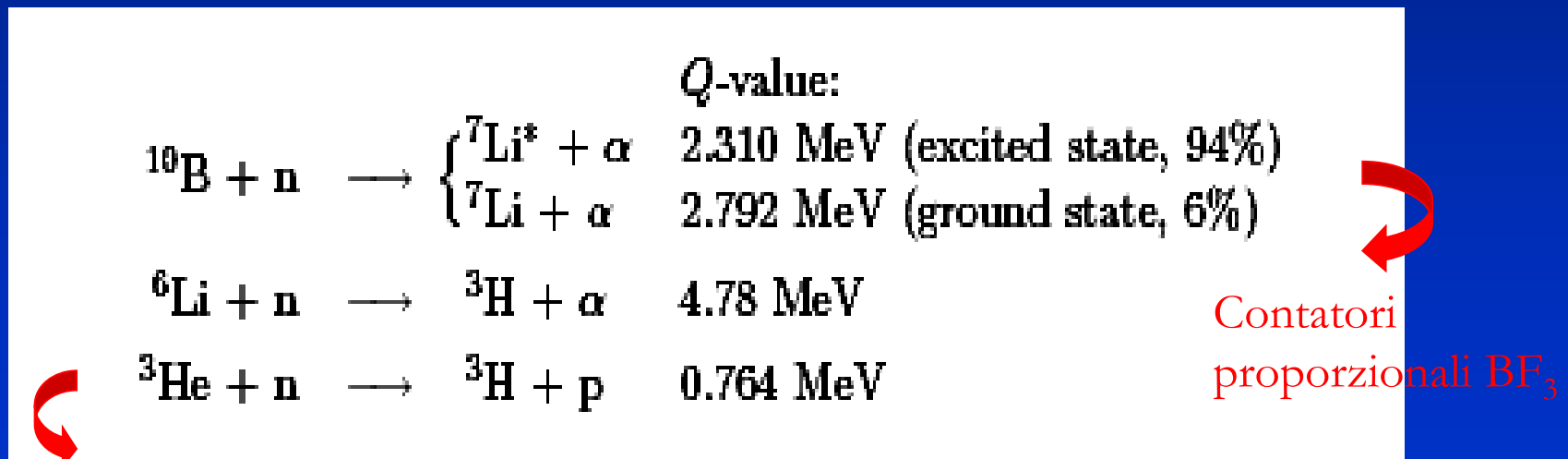


Le energie sono tutte molto simili

Rivelatori di neutroni (termici)

In taluni casi, come già visto, si possono usare gli scintillatori organici che, se pur con scarsa risoluzione, consentono di misurare l'Energia cinetica del neutrone stesso. Una buona risoluzione si ottiene invece accoppiando due scintillatori posti ad una certa distanza e misurando il "Tempo di volo" ($E = \frac{1}{2} mv^2 \leftrightarrow v = d/\Delta t$)

Un caso molto importante è quello dei rivelatori di neutroni termici che consistono in contatori proporzionali in cui il gas contiene isotopi che catturano i neutroni termici con elevata probabilità tramite reazioni (n, α) o (n,p) \rightarrow si rileva quindi l'impulso elettrico prodotto dal passaggio delle particelle ionizzanti emesse dalla reazione di cattura per "contare" il n. di neutroni incidenti



NB: ^3He è molto scarso e quindi molto caro \rightarrow i contatori ad ^3He stanno scomparendo

Spettrometria β

I decadimenti β -puri sono solo quelli elencati in tabella ma comprendono tre casi di primaria importanza:

^3H : usato come marcatore di molecole in radiobiologia e presunto futuro combustibile nei reattori a fusione

^{14}C : prodotto dai raggi cosmici in atmosfera e alla base della datazione tramite "radiocarbonio"

^{90}Sr (in Equilibrio Secolare con ^{90}Y): prodotto di fissione particolarmente pericoloso per la sua lunga vita media e per la sua affinità chimica con il calcio \rightarrow rischio per tumore alle ossa.

TABLE 1-1 Some "Pure" Beta-Minus Sources

Nuclide	Half-Life	Endpoint Energy (MeV)
^3H	12.26 y	0.0186
^{14}C	5730 y	0.156
^{32}P	14.28 d	1.710
^{33}P	24.4 d	0.248
^{35}S	87.9 d	0.167
^{36}Cl	3.08×10^5 y	0.714
^{45}Ca	165 d	0.252
^{63}Ni	92 y	0.067
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	27.7 y/64 h	0.546/2.27
^{99}Tc	2.12×10^5 y	0.292
^{147}Pm	2.62 y	0.224
^{204}Tl	3.81 y	0.766

Data from Lederer and Shirley.¹

TABLE 8-1 Properties of Some Commercially Available Organic Scintillators

Scintillator	Type	Density (g/cm ³)	Refractive Index	Melting, Softening or Boiling Point (°C)	Light Output, % Anthracene ^a	Decay Constant (ns)	Wave-length of Maximum Emission (nm)	Content of Loading Element (% by wt)	Number of H Atoms/Number of C Atoms	Principal Applications ^b
Crystal Anthracene	Crystal	1.25	1.62	217	100	30	447		0.715	γ , α , β fast neutrons
Crystal Stilbene	Crystal	1.16	1.626	125	50	4.5	410		0.858	Fast neutrons (PSD), γ , etc.
Plastic NE 102	Plastic	1.032	1.581	75	65	2.4	423		1.104	γ , α , β , fast n
Plastic NE 105	Plastic	1.037	1.58	75	46	- 2.4	423			dosimetry
Plastic NE 110	Plastic	1.032	1.58	75	60	3.3	434		1.104	γ , α , β , fast neutrons, etc.
Plastic NE 111	Plastic	1.032	1.58	75	55	1.7	375		1.096	Ultrafast timing
Plastic NE 113	Plastic	1.032	1.58	75	60	3.3	434		1.108	Solvent bondable
Plastic NE 115	Plastic	1.58	1.58	35	225		385			Long decay time
Plastic NE 140	Plastic	1.045	1.58	75	58	- 2	425	Sn 5%		
Plastic Pilot B	Plastic	1.032	1.58	75	68	1.8	408		1.100	Fast counting
Plastic Pilot F	Plastic	1.032	1.58	75	64	2.1	425		1.104	Fast neutrons, protons, electrons
Plastic Pilot U	Plastic	1.032	1.58	75	67	1.36	391		1.100	Ultrafast timing
Plastic Pilot Y	Plastic	1.032	1.58	75	60	3.1	432		1.102	Fast neutrons, protons, electrons, Large-area applications
Liquid NE 213	Liquid	0.874	1.508	141	78	3.7	425		1.213	Fast neutrons (PSD)
Liquid NE 216	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425		1.171	α , β (internal counting)
Liquid NE 220	Liquid	1.036	1.442	104	65	3.8	425		1.669	α , β (internal, aqueous sample)
Liquid NE 221	Gel	1.08	1.442	104	55	4	425		1.669	α , β (internal counting)
Liquid NE 224	Liquid	0.877	1.505	169	80	2.6	425		1.330	γ , fast neutrons
Liquid NE 226	Liquid	1.61	1.38	80	20	3.3	430		0	γ , insensitive to neutrons
Liquid NE 228	Liquid	0.735	1.403	99	45		385		2.00	Neutrons
Liquid NE 230	Deuterated liquid	0.945	1.50	81	60	3.0	425	D 14.2%	0.984	(D, C) special applications
Liquid NE 231	Liquid	0.88	1.50	80	58	2.8	425		0.984	Special applications
Liquid NE 232	Deuterated liquid	0.89	1.43	81	60	4	430	D 24.5%	1.96	(D, C) special applications
Liquid NE 233	Liquid	0.874	1.506	117	74	3.7	425		1.118	α , β (internal counting)
Liquid NE 235A (235H)	Liquid	0.858	1.47	350	40 (50)	4	420		2.0	α , fast neutrons, large tanks
Liquid NE 250	Liquid	1.035	1.452	104	50	4	425		1.760	α , β (internal, aqueous sample)
Liquid NE 260	Liquid			40	40		425			α , β (internal counting)
Loaded Liquid NE 311 (311A)	B(¹⁰ B) loaded	0.91	1.411	85	65	3.8	425	B 5%	1.701	Neutrons, β
Loaded Liquid NE 313	Gd loaded	0.88	1.506	136	62	4.0	425	Gd 0.5%	1.220	Neutrons
Loaded Liquid NE 316	Sr loaded	0.93	1.496	148.5	35	4.0	425	Sr 10%	1.411	γ , X-rays
Loaded Liquid NE 323	Gd loaded	0.879	1.50	161	60	3.8	425	Gd 0.5%	1.377	Neutrons

^aNaI(Tl) is 230% on this scale.

^bPSD represents neutron-gamma pulse shape discrimination.

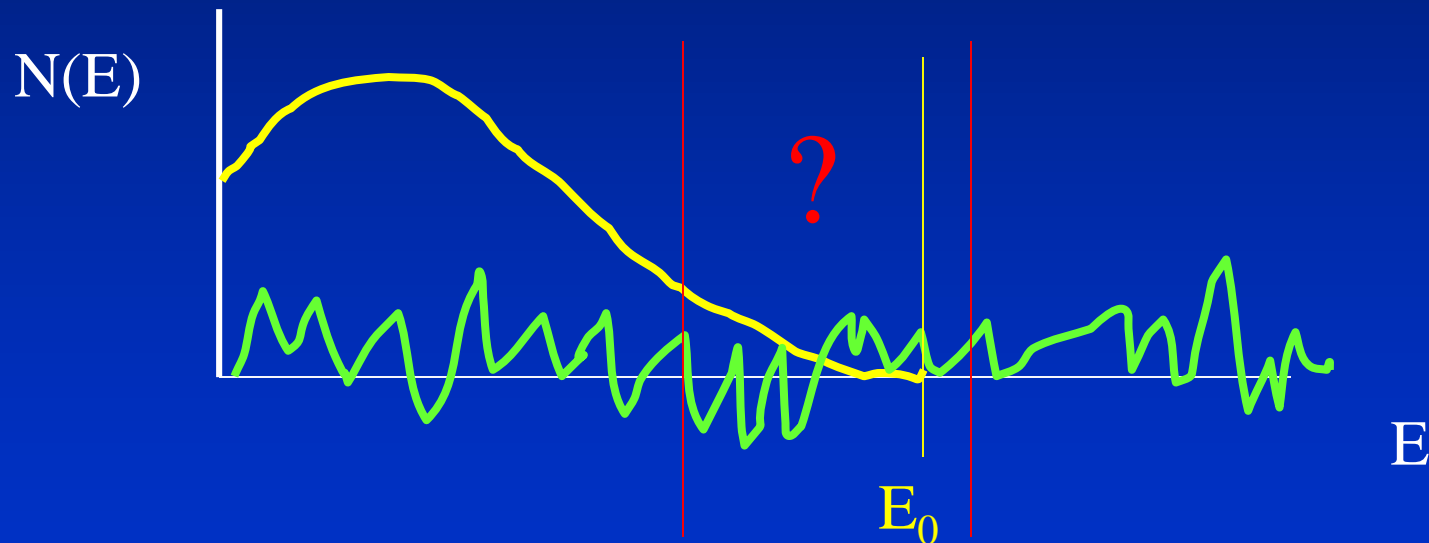
Source: Table of Physical Constants of Scintillators, Nuclear Enterprises, Inc.

Il rivelatore di elezione per la misura dell'energia di particelle β è lo scintillatore organico, eventualmente liquido nel caso del ^3He e talvolta del ^{14}C .

$\epsilon \approx 100 \text{ eV}$

Il Curie plot - 1

Per risalire all'isotopo padre dalla misura dello spettro beta occorre individuare l'energia della testa dello spettro (E_0). Questa operazione è solitamente difficile (o impossibile) perchè il rumore di fondo si sovrappone al segnale...



Si può allora ricorrere al **plot di Curie** che consente di linearizzare la forma dello spettro e misurarne l'intersezione con l'asse delle ascisse (E_0)

Il Curie plot - 2

La forma dello spettro β può essere descritta dall'espressione:

$$N(p)dp = C F(Z,E) (E_0 - E)^2 p^2 dp \quad (\text{considerando } m_v = 0)$$

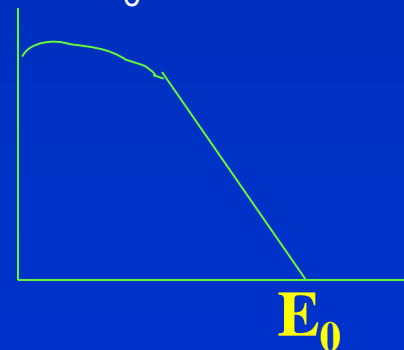
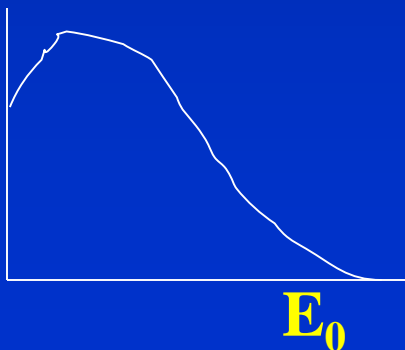
Con $C = \text{costante}$ e $F(Z,E) = \text{funzione di Fermi (interazione nucleo-elettrone)}$:

quando $E \rightarrow E_0$ $F(Z,E) \rightarrow 1$

E la funzione:

$$[N(p)/F(Z,E)p^2]^{1/2} \cong [N(p)/p^2]^{1/2} = C^{1/2}(E_0 - E)$$

è una retta che interseca l'asse delle energie in $E = E_0$.



Tecniche spettrometriche

Per ${}^3\text{H}$ → $R_e(E = 20 \text{ keV}) \approx 8 \mu\text{m}$ → quasi esclusivamente si porta il campione in soluzione e lo si miscela con un scintillatore liquido. In questi casi si deve misurare il "quenching" dovuto alla perdita di trasparenza della soluzione a causa di possibili impurità. Si utilizza il metodo dello "standard interno", si aggiunge cioè dopo l'analisi del campione una quantità di un isotopo noto che dà C_s conteggi in una soluzione senza quenching:

$$\Delta C = \eta(C_s + C_0) - \eta C_0 = \eta C_s \rightarrow \eta = \Delta C / C_s$$

La correzione è sicura solo se l'isotopo standard è ancora ${}^3\text{H}$ perché $\eta = \eta(E)$. Tipicamente $\eta({}^3\text{H}) \approx 60\%$.

Per ${}^{14}\text{C}$ → $R_e(E = 160 \text{ keV}) \approx 0.3 \text{ mm}$ → la misura è ancora critica e lo scintillatore liquido è la scelta più comune. Il problema è quello di isolare il ${}^{14}\text{C}$ da altri isotopi presenti nel campione, problema comune anche al conteggio tramite AMS di cui si parlerà a proposito del radiocarbonio.

Per ${}^{90}\text{Sr} + {}^{90}\text{Y}$ → $R_e(E = 2300 \text{ keV}) \approx 1.2 \text{ cm}$ → si possono usare scintillatori plastici con l'accortezza di preparare il campione in uno strato sottile. Resta in generale il problema della separazione da altri emettitori β e/o γ presenti nel campione.

⁹⁰Sr: separazione chimica

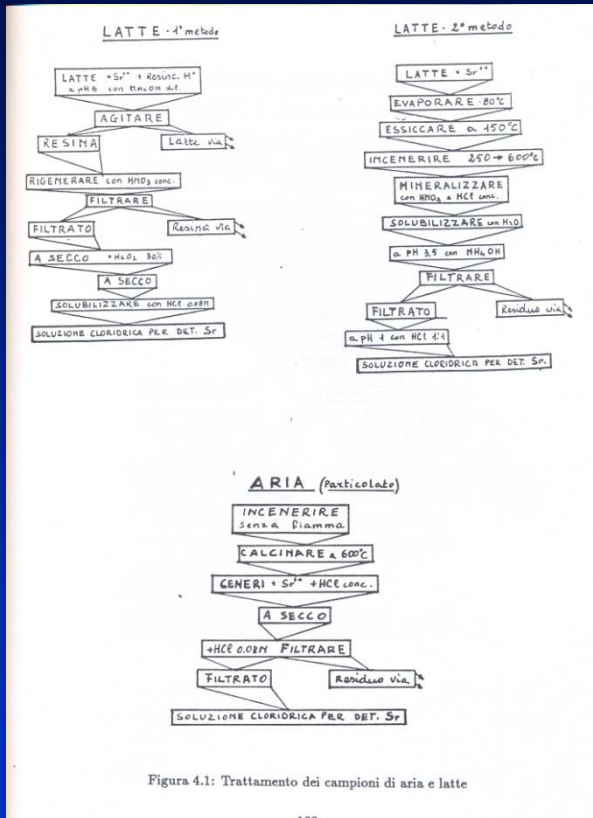
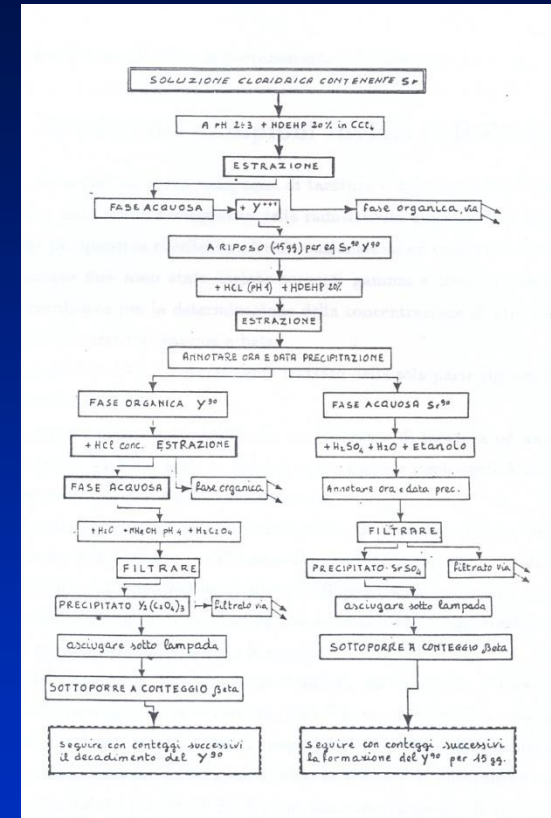
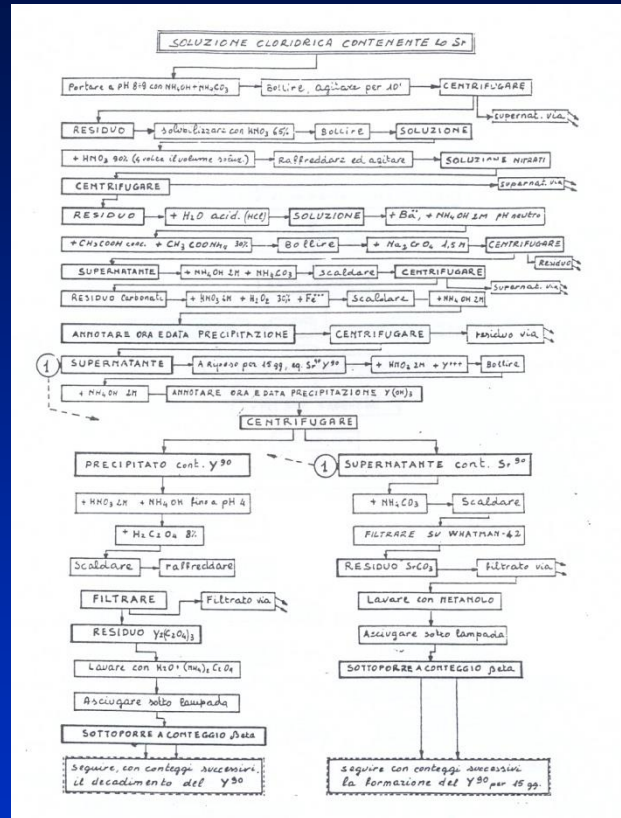


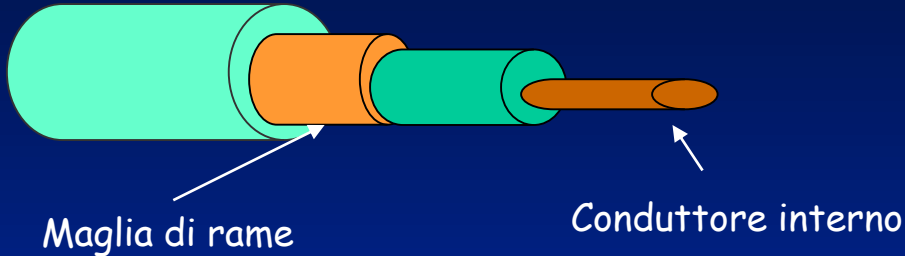
Figura 4.1: Trattamento dei campioni di aria e latte



Grande complessità, notevole probabilità di contaminazione e/o di perdita di materiale, lunghi tempi di preparazione e di conteggio con uno scintillatore plastico (che non si utilizza realmente come spettrometro ma semplicemente come contatore).

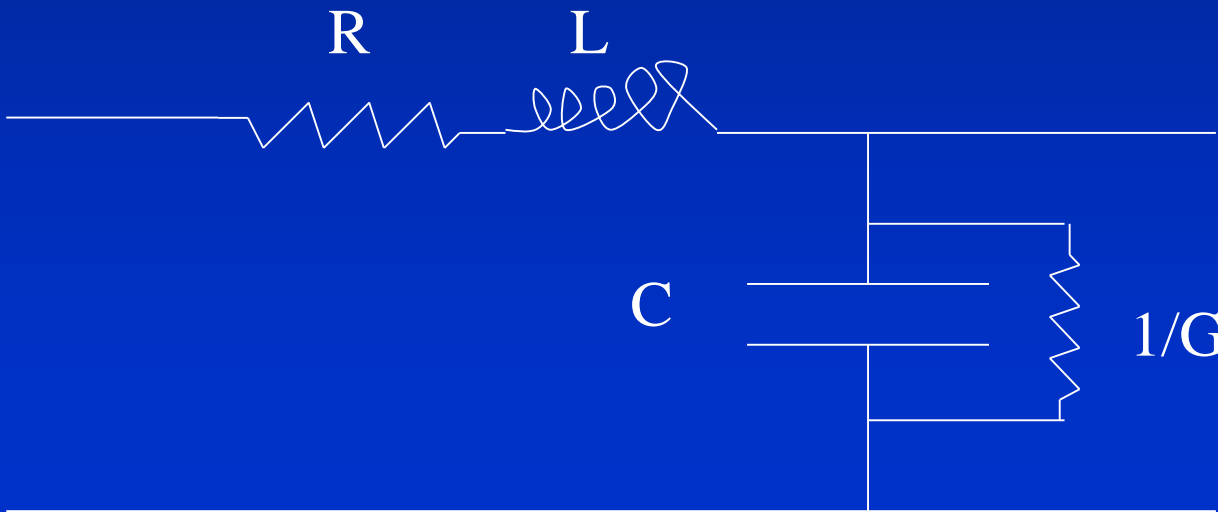
DLA= Amplificatore a linea di ritardo

Cavo coassiale (BNC, Lemo)



$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) = 0.2 \frac{\mu}{\mu_0} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$$
$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} = \frac{55.6}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{\text{pF}}{\text{m}}$$

Tipicamente: $C \sim 100 \text{ pF/m}$; $L \sim 20\text{-}30 \text{ }\mu\text{H/m}$



$R = \text{res./m}$

$G = \text{cond./m}$

DLA= Amplificatore a linea di ritardo

Si può scrivere la caduta di potenziale e le perdita di intensità di corrente lungo un tratto di cavo di lunghezza Δz :

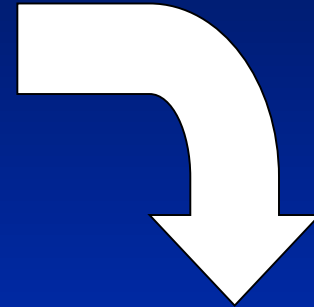
$$\Delta V(z,t) = -R\Delta z I(z,t) - L\Delta z \frac{\partial I(z,t)}{\partial t}$$
$$\Delta I(z,t) = -G\Delta z V(z,t) - C\Delta z \frac{\partial V(z,t)}{\partial t}$$

e con alcuni passaggi :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + (LG + RC) \frac{\partial V}{\partial t} + RGV$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} + (LG + RC) \frac{\partial I}{\partial t} + RGI$$

Se $R = G = 0$



$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}$$

$$V(z) = V_f e^{[i(\omega t - kz)]} + V_b e^{[i(\omega t + kz)]} \quad k = \omega \sqrt{LC}$$

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \text{velocità di propagazione}$$

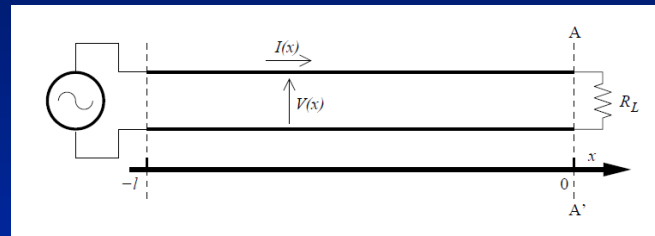
se la sezione del cavo è costante : $LC = \mu\epsilon$

DLA= Amplificatore a linea di ritardo

I cavi commerciali hanno $Z_0 = 50 \Omega$ o altri valori standard (93Ω)

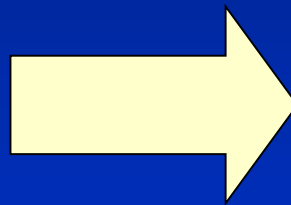
$$\text{Impedenza caratteristica : } Z_0 = \frac{V}{I} = \sqrt{\frac{L}{C}} = 60 \ln\left(\frac{b}{a}\right) \sqrt{\frac{\mu\epsilon_0}{\epsilon\mu_0}}$$

Se si chiude il cavo su una resistenza R :

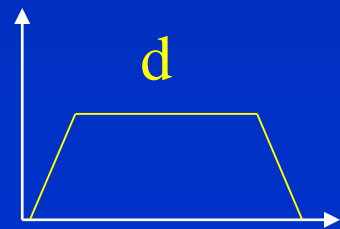
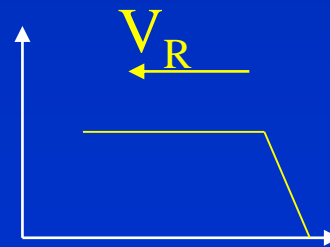
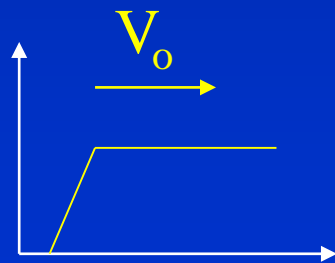


$$R = \frac{V_0 + V_R}{I_0 + I_R}$$

$$\rho = \frac{V_R}{V_0} = \frac{R - Z}{R + Z}$$



$$\begin{aligned} R \ll Z &\rightarrow \rho = -1 \rightarrow V_R = -V_0 \\ R = Z &\rightarrow \rho = 0 \rightarrow V_R = 0 \\ R \gg Z &\rightarrow \rho = 1 \rightarrow V_R = +V_0 \end{aligned}$$



AI PSD ←

⁹⁰Sr: separazione "fisica"

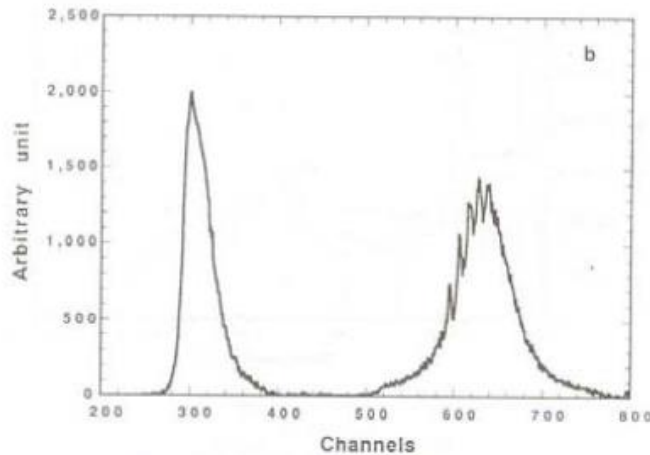


Fig. 3. a) PSD spectrum of a ⁹⁰Sr + ⁹⁰Y beta source. The two vertical lines define the pulse-width window. The lower peak is from background events in NaI(Tl) (cosmic rays) and by bremsstrahlung photons produced by high-energy ⁹⁰Y electrons. b) PSD spectrum of a ¹³⁷Cs beta-gamma source.

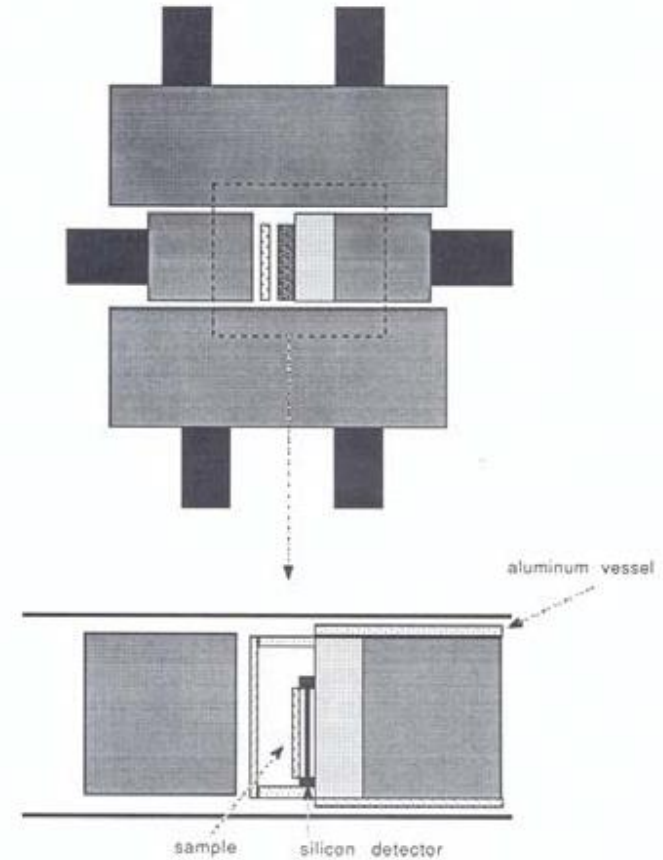


Fig. 1. Spectrometer geometry.

Table 1. Residues for some typical beta-gamma emitters with and without the silicon.

Isotope	Residual counts with silicon (%)	Residual counts without silicon (%)
²⁰³ Hg	$(2.4 \pm 0.3)10^{-2}$	$(1.8 \pm 0.1)10^{-1}$
¹³⁷ Cs ^a	$(1.4 \pm 0.4)10^{-2}$	$(3.0 \pm 0.2)10^{-1}$
¹³⁷ Cs	$(4.1 \pm 0.2)10^{+0}$	$(3.4 \pm 0.2)10^{+1}$
⁶⁰ Co	$(2.0 \pm 0.1)10^{-2}$	$(5.4 \pm 0.2)10^{-1}$
⁸⁸ Y	$(1.6 \pm 0.1)10^{-3}$	$(2.8 \pm 0.2)10^{-1}$

^a Only gamma component.

Rivelatori di neutroni: scintillatori liquidi

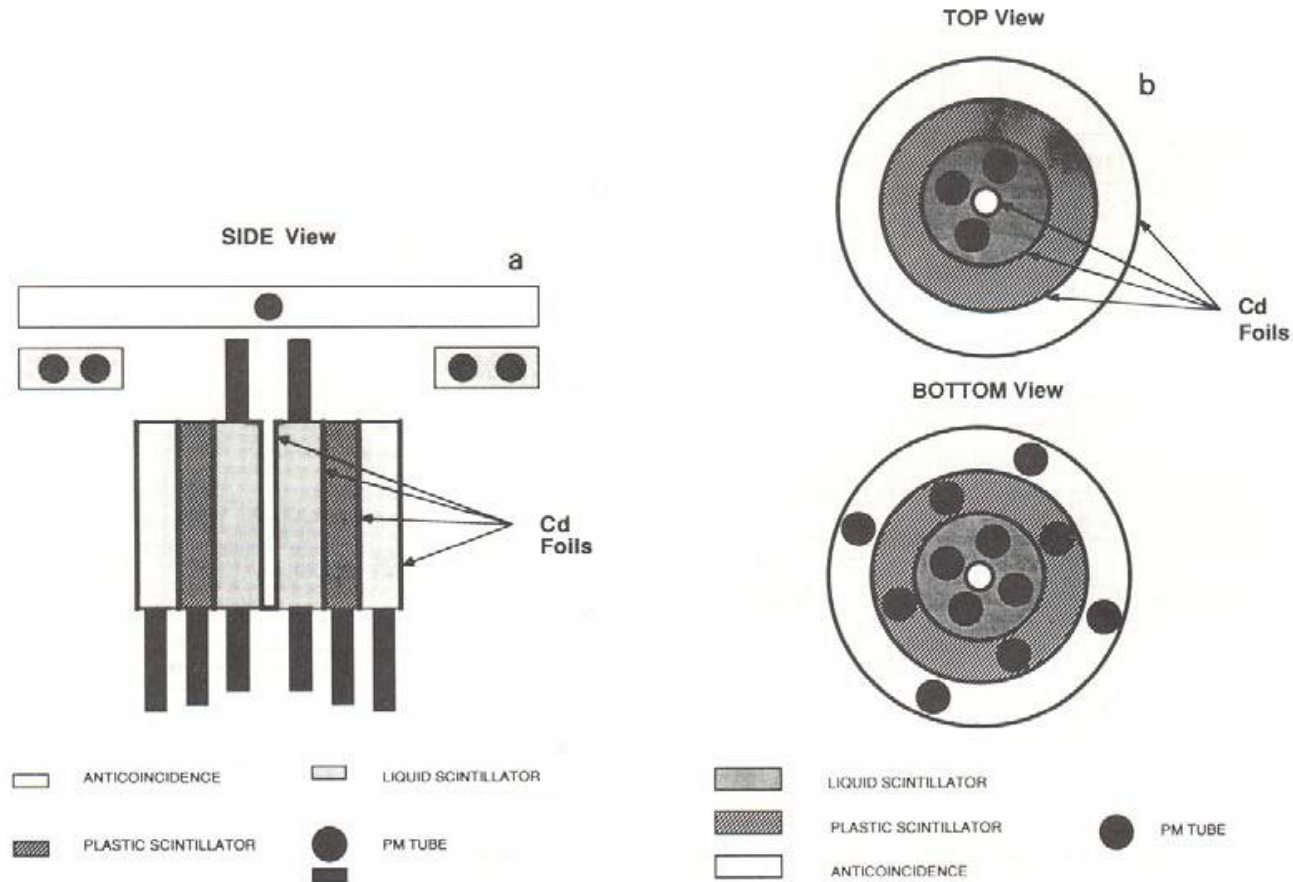


Fig. 1. Spectrometer geometry and composition. (a) Top and bottom view. (b) Side view.

NE213: $\tau \sim 15$ ns per γ e $\tau \sim 130$ ns per protoni (e quindi per neutroni)

Rivelatori di neutroni: discriminazione multiparametrica

376

G. Ricco et al. / A solid angle multiparameter neutron detector

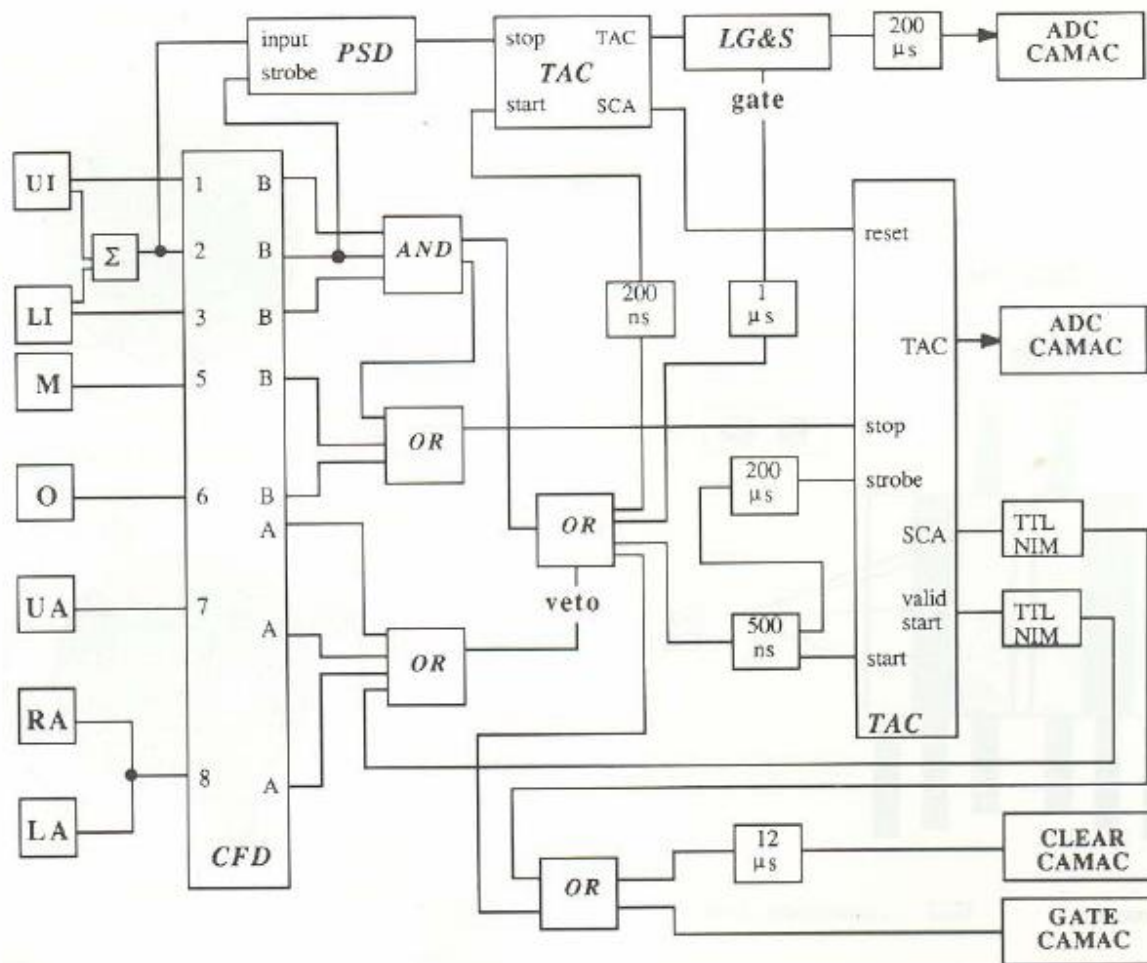


Fig. 2. Trigger logic and circuit scheme. Letters on the left-most column indicate the summed anode pulses of: UI – inner upper photomultipliers, LI – inner lower photomultipliers, M – middle photomultipliers, O – outer photomultipliers, UA – upper anticoincidence photomultipliers, RA – right anticoincidence photomultipliers, LA – left anticoincidence photomultipliers.

Rivelatori di neutroni: discriminazione multiparametrica

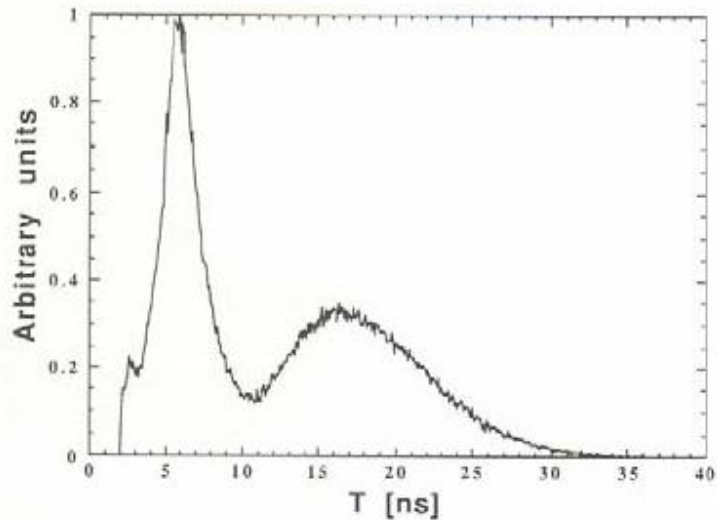


Fig. 5. Pulse shape discrimination: measured crossover time distribution of an Am-Be neutron source. Peak-to-valley ratio is 7.7 and 2.6 for gamma and n peak respectively. Threshold energy was 60 kee.

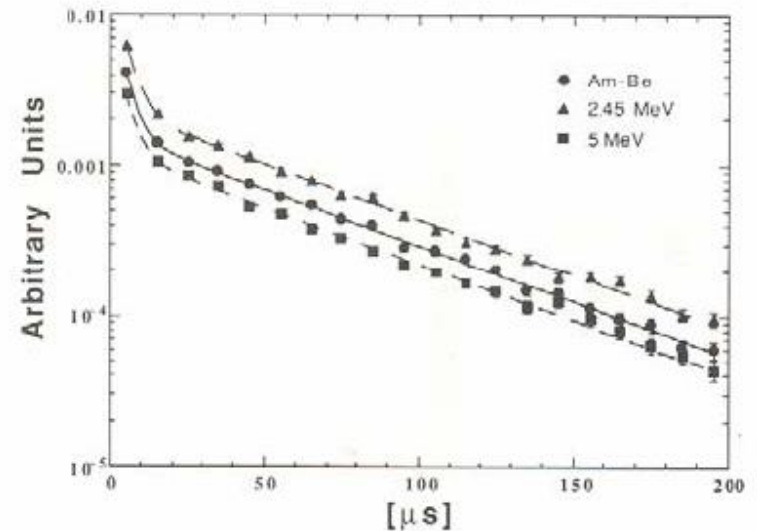
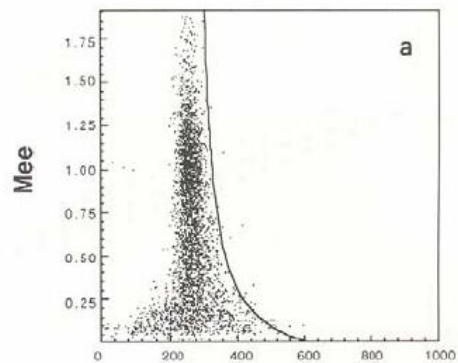
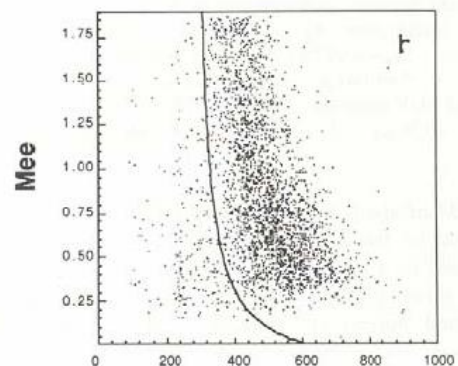


Fig. 4. Neutron captures time distributions, normalized to 100% detection efficiency, for an Am-Be source and monoenergetic neutrons as determined by Monte Carlo simulation.

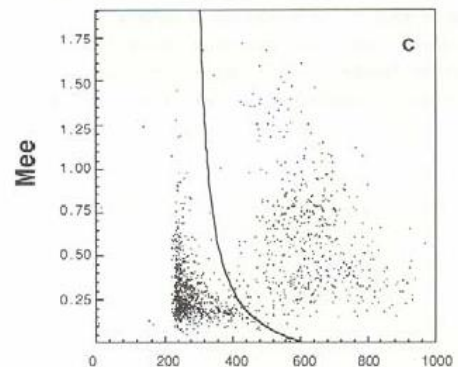
Rivelatori di neutroni: discriminazione multiparametrica



PSD channels



PSD channels



PSD Channels

Fig. 9. Correlation between pulse amplitude in the liquid scintillator and PSD output in a two-dimensional plot. (a) ^{60}Co gamma source. (b) Am-Be neutron source. (c) Background.

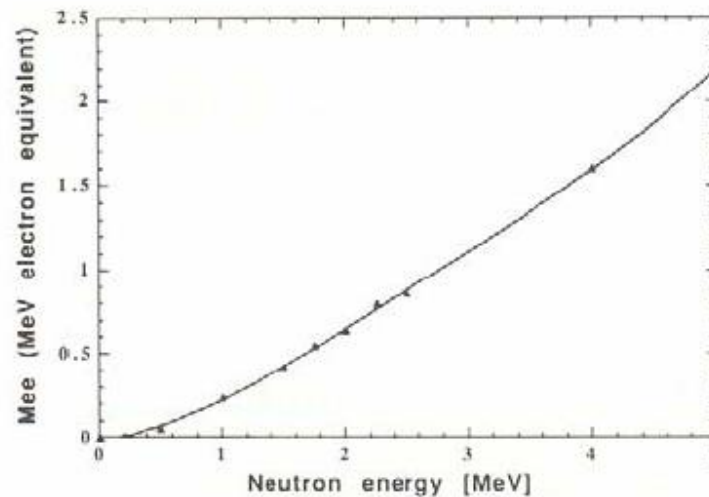
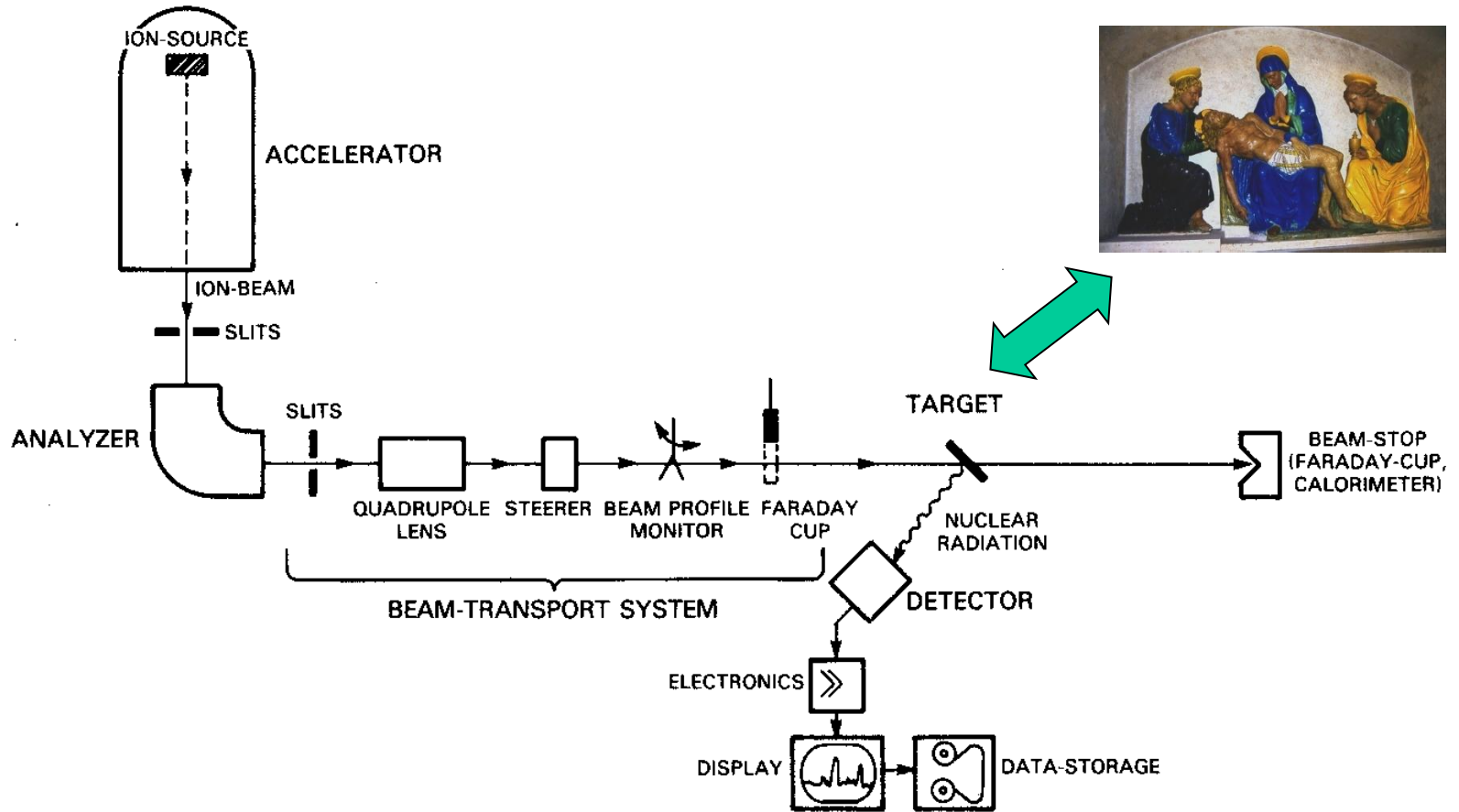


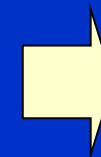
Fig. 6. Mee (MeV electron equivalent) versus neutron energy calculated in the detector energy range (0.6–5 MeV).

Acceleratori di particelle/ioni



In molti casi di interesse di questo corso protoni e α con $T \sim \text{MeV}$

$$T = \frac{1}{2}mv^2 \rightarrow v = \sqrt{\frac{2T}{m}} \rightarrow \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2T}{mc^2}} \approx \sqrt{\frac{2}{10^3}} \approx 4.710^{-2}$$



$$v \sim 1.4 \cdot 10^7 \text{ m/s}$$

Classificazione

Per accelerare e trasportare particelle/ioni cariche si possono/devono sfruttare le forze elettromagnetiche...

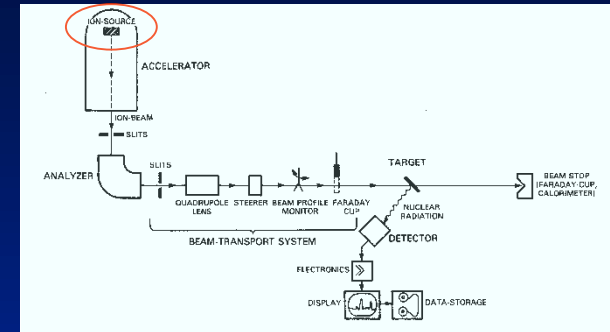
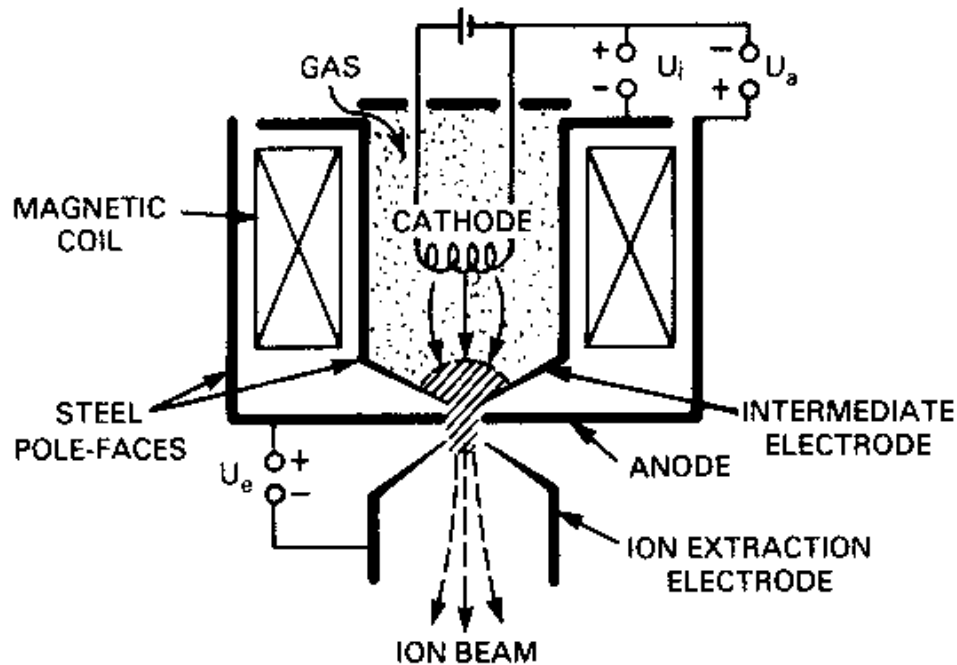
Tabella 4.1. Classificazione degli acceleratori.

Acceleratore	Particella accelerata	E	H	Orbita	Energia max in MeV
Elettrostatico o Van De Graaff	e, p, d, α o altre	Costante	Nulla	Rettilinea	12
Tandem Van De Graaff	p, α o altre	Costante	Nulla	Rettilinea	21
Circuito moltiplicatore, o Cockcroft-Walton	e, p, d, α	Costante	Nulla	Rettilinea	4
Betatrone	e	Nulla	Variabile	Circolare	300
Ciclotrone	p, d, α	ω fisso	Costante	Spirale	25 per p
Ciclotroni focalizzati a settori	p, d, α o altre	ω fisso	Variabile con θ	Spirale a settori	75 per p
Sincrociclotrone	p	ω variabile	Costante	Spirale	700
Sincrotrone	e	ω fisso	Variabile	Circolare	10^4
Protosincrotrone	p	ω variabile	Variabile	Circolare	10^4
Protosincrotrone a focalizzazione forte	p	ω variabile	Variabile	Circolare	3×10^4
Acceleratore lineare (rf)	p, d	$\omega \sim 200-800$ Mc sec^{-1}	Nulla	Rettilinea	800
Acceleratore lineare convenzionale	e	$\omega \sim 3000 \text{ Mc sec}^{-1}$	Nulla	Rettilinea	2×10^4
Ioni pesanti (Linac)	$^{12}\text{C}, ^{16}\text{O},$ ecc.	$\omega \sim 70 \text{ Mc sec}^{-1}$	Nulla	Rettilinea	$10 \times A$ dello ione



Sorgenti di ioni

(a) DUOPLASMATRON ION SOURCE

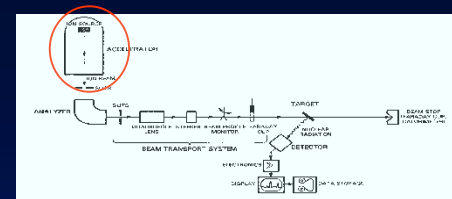


$U_a \approx 100 \text{ V}$, $P_{\text{gas}} \approx 10 \text{ mbar}$, $U_{\text{ext}} \approx 10 - 50 \text{ kV}$

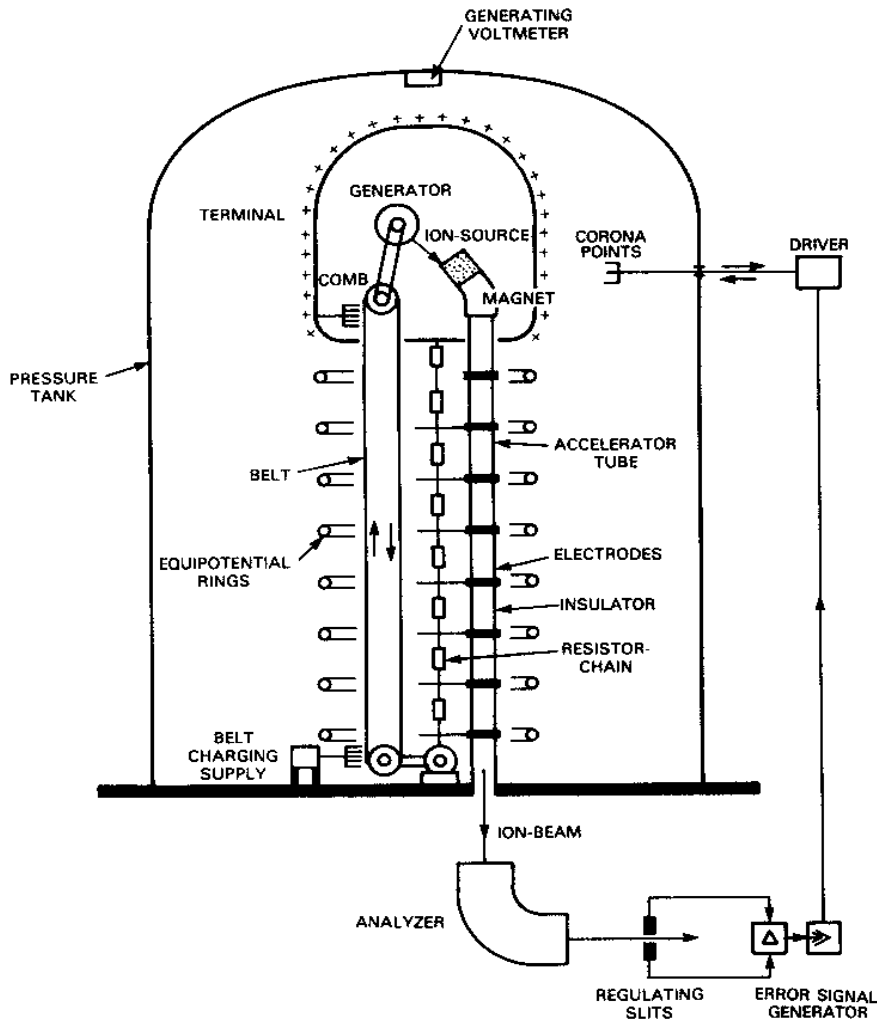
$I \approx 0.5 \text{ mA per H}^+$

Pre-collimazione del fascio

Acceleratore Van De Graaff



(a) VAN DE GRAAFF ACCELERATOR



Un motore fa girare una cinghia isolata da terra. Una corona di punta è posta di fronte alla cinghia e produce una scarica a corona ionizzando il gas circostante, cosicché gli ioni prodotti di segno opposto al potenziale della punta vengono respinti da questa, si depositano sulla cinghia dove sono raccolti e trasportati verso il terminale: un apposito sistema mette in contatto per strofinio la calotta metallica con la cinghia e raccoglie le cariche, che compariranno sulla superficie metallica esterna del terminale. Questo si carica ad un potenziale $V = Q/C$. La V del terminale viene poi distribuita lungo il tubo accelerante tramite un partitore resistivo. La cinghia deve continuare a portare carica per compensare la corrente che fluisce attraverso il partitore

$$V = Q/C_{\text{terminale}} \Rightarrow dV/dt = I_{\text{belt}}/C \approx 1 \text{ MV/s}$$

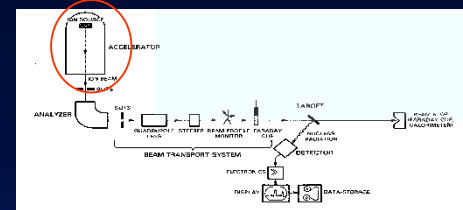
$$I_{\text{belt}} = I_{\text{beam}} + I_{\text{isol}} + I_{\text{cor}} + I_{\text{res}} \quad \rightarrow \quad I_{\text{beam}} \leq I_{\text{belt}} \approx 1 \text{ mA}$$

In aria: scariche se $E > 30 \text{ kV/m}$. Sulla superficie di una sfera:

$$E = V/R; \text{ se } R = 1 \text{ m} \Rightarrow V_{\text{max}} = 3 \text{ MV (1 MV, in pratica !)}$$

Con gas isolante a $P \sim \text{mbar}$ (SF_6): $V_{\text{max}} \approx 10 \text{ MV}$

Acceleratore Tandem

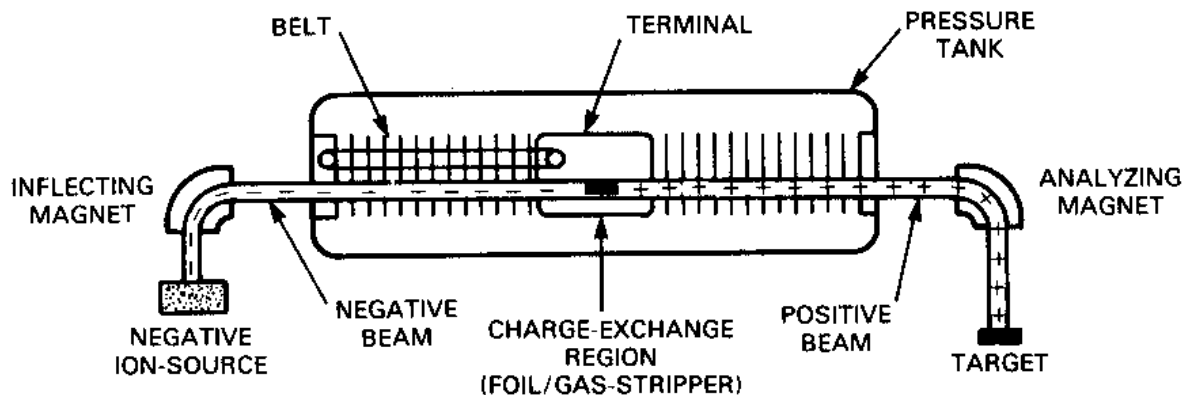


E' ancora un Van de Graaf, ma lo ione può acquistare energia almeno doppia in quanto la differenza di potenziale realizzata viene sfruttata due volte. Nel tandem la sorgente cede (anziché togliere) elettroni agli atomi del fascio, che partono quindi con una carica netta negativa e sono accelerati verso il potenziale (positivo) prodotto dal Van de Graaf. A metà del tubo accelerante, dove giungono con una energia cinetica pari a eV , gli ioni del fascio incontrano un sottilissimo foglietto (stripper) con il quale interagiscono e dal quale emergono ionizzati positivamente, pronti per essere nuovamente accelerati verso il potenziale zero.

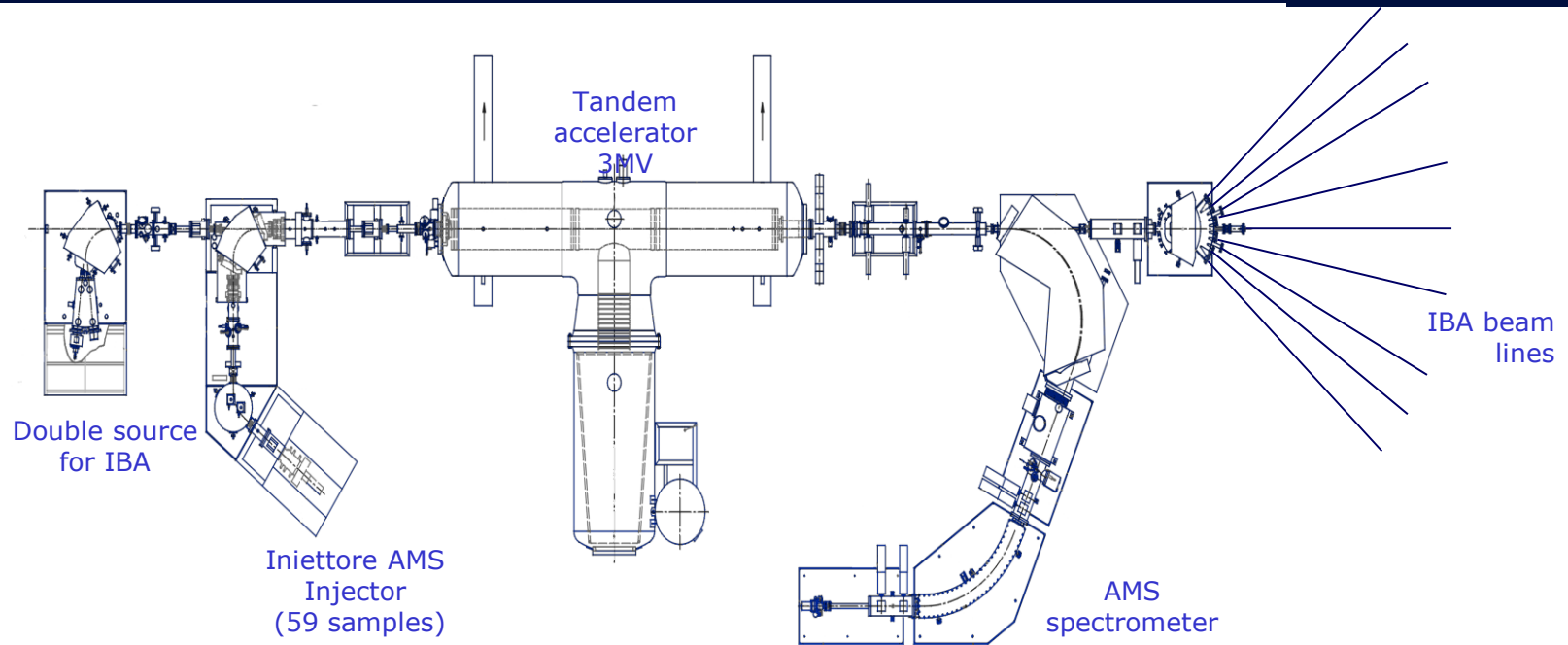
$$E_{\text{beam}} = V_{\text{term}}(1+q), \text{ } q \text{ carica dello ione negativo prodotto dalla sorgente}$$

Terminale HV caricato come Van De Graaff o simili
Solo ioni negativi !

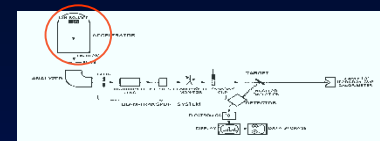
(a) TANDEM-ACCELERATOR



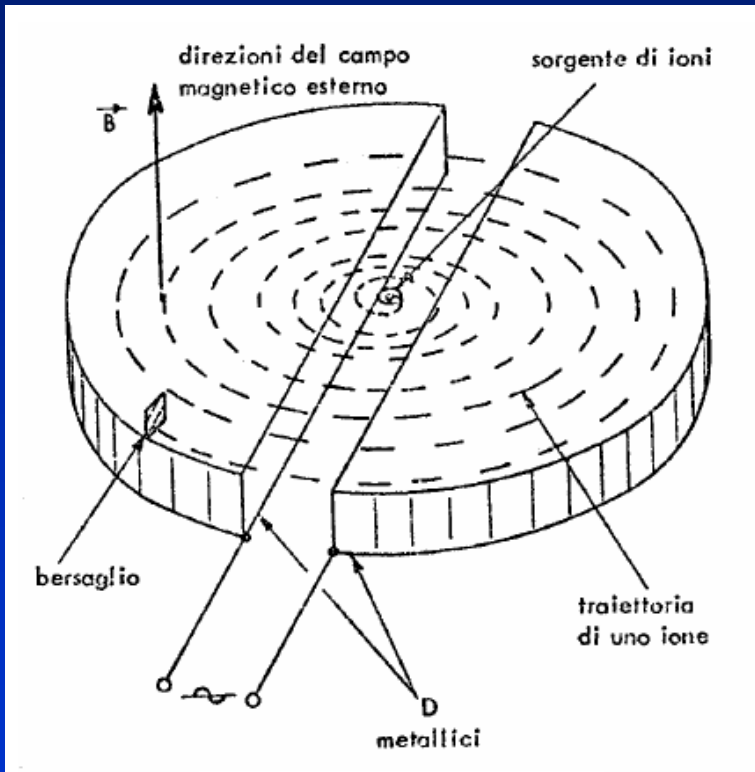
INFN Firenze: IBA e AMS



Ciclotrone



Nel ciclotrone si ha una zona di campo magnetico costante nella quale protoni o ioni percorrono traiettorie circolari. Il ciclotrone è diviso in due zone a forma di "D" entro le quali si trova il campo magnetico, separate da una differenza di potenziale oscillante (radiofrequenza). La massima energia degli ioni è dell'ordine di 50÷100 MeV, quindi sono assenti gli effetti relativistici. Gli ioni percorrono una traiettoria a spirale in quanto, ad ogni passaggio nella sezione tra le due "D", vengono accelerati e si presentano nella zona successiva con una velocità maggiore. Il raggio dell'orbita aumenta con la velocità, ma il tempo t di percorrenza di una semicirconferenza è costante.



$$F = evB = m \frac{v^2}{R} \Rightarrow R = \frac{mv}{eB}$$

$$t = \frac{\pi R}{v} = \frac{\pi m}{eB} \text{ indipendente da } v \text{ (e da } E)$$

$$T = 2t = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{eB} \Rightarrow f = \frac{1}{T} = \frac{eB}{2\pi m} \Rightarrow \omega = 2\pi f = \frac{e}{m} B$$

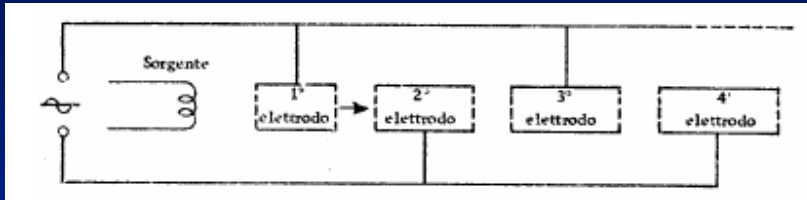
La frequenza f , dell'ordine di qualche MHz, si chiama "frequenza di ciclotrone". Per ottenere una accelerazione, ad ogni giro gli ioni devono presentarsi tra le due "D" in fase con la differenza di potenziale applicata, ossia il tempo richiesto da uno ione per percorrere mezza circonferenza deve essere uguale a metà del periodo del segnale di potenziale. La radiofrequenza applicata tra le due "D" ha quindi esattamente il valore della frequenza di ciclotrone. Il campo oscillante ha in genere una differenza di potenziale pari a 200÷400 kV ed il numero totale di rivoluzioni degli ioni prima dell'estrazione è dell'ordine di un centinaio. L'energia cinetica massima dipende dal raggio massimo:

$$E_{\max} = \frac{p_{\max}^2}{2m} = \frac{(eBR_{\max})^2}{2m}$$

Esercizio: calcolare l'energia di estrazione di p e α da un ciclotrone con $R = 1$ m e $B = 2$ T

LINAC

Il principio dell'accelerazione multipla viene anche sfruttato negli acceleratori lineari in cui la traiettoria delle particelle è rettilinea. Nella figura è riportato lo schema di un acceleratore lineare. Gli elettrodi pari e dispari sono collegati ai poli opposti di un oscillatore. Negli intervalli tra i tubi posti sull'asse della cavità si stabilisce una differenza di potenziale $V = V_0 \cos(\omega t)$



Schema del LINAC per ioni non relativistici

Uno ione che si trova nell'intervallo tra due tubi è soggetto al campo elettrico mentre all'interno di un tubo $V = \text{cost.}$ Uno ione che si affaccia sugli intervalli negli istanti appropriati, per esempio per $t = 0, T, 2T, \dots$ ($T = 2\pi/\omega$ essendo il periodo dell'onda) subisce molteplici impulsi acceleranti. La distanza L tra gli intervalli deve via via aumentare e deve essere tale che uno ione entri nel tubo quando questo è negativo e ne esca quando è positivo, quindi $L = vT/2$, dove v è la velocità (costante) all'interno del tubo. Nel caso non relativistico, dopo l'attraversamento di j intervalli, la velocità vale:

$$v_j = \sqrt{\frac{2e}{m} jV_0} \quad \text{e} \quad L_j = \sqrt{\frac{2e}{m} jV_0} \frac{T}{2}$$

Poiché lo ione resta in ciascun tubo per un tempo $t = T/2$, anche lo spazio tra i due tubi deve essere percorso in un tempo $t = T/2$ se si vuole mantenere la sincronizzazione. La distanza tra due tubi successivi quindi crescerà lungo l'acceleratore dal momento che la velocità dello ione aumenta.

Nel caso estremo relativistico, essendo $v = c$ costante, la lunghezza L dei tubi e la spaziatura s tra di essi restano invece costanti e valgono $L = s = cT/2$.