

Fisica applicata

Laurea in Scienza e Tecnologia dei Materiali

Rivelatori di particelle/radiazione

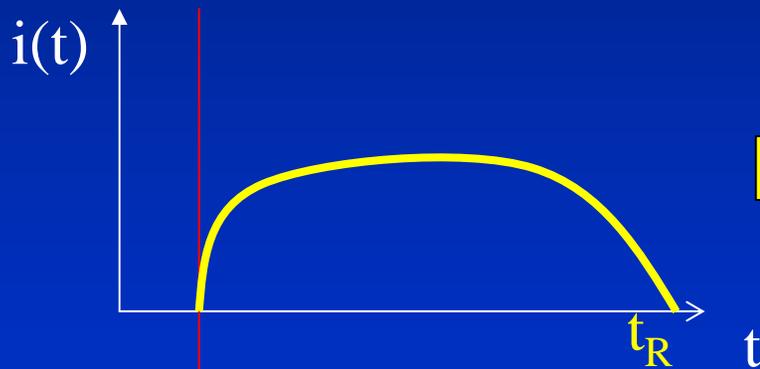
Acceleratori di bassa energia

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

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 $Q \propto E_{\text{dep.}}$

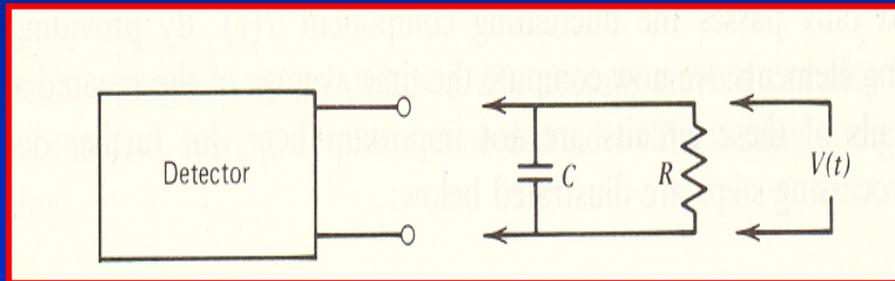
Integrazione del segnale

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).

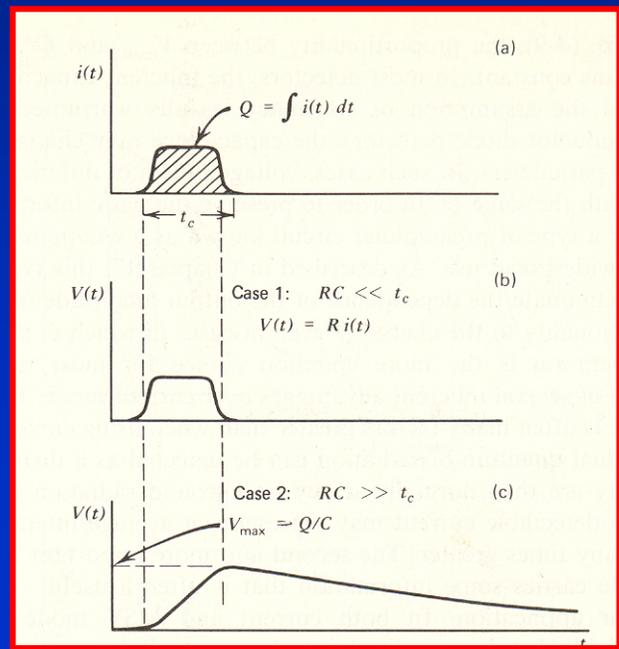
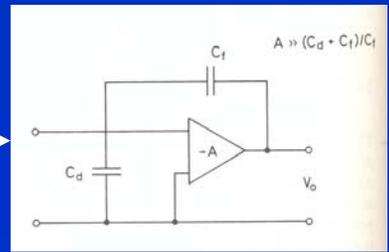
Si invia l'impulso di corrente del riv. ad un circuito RC



$$V_c = Q/C$$

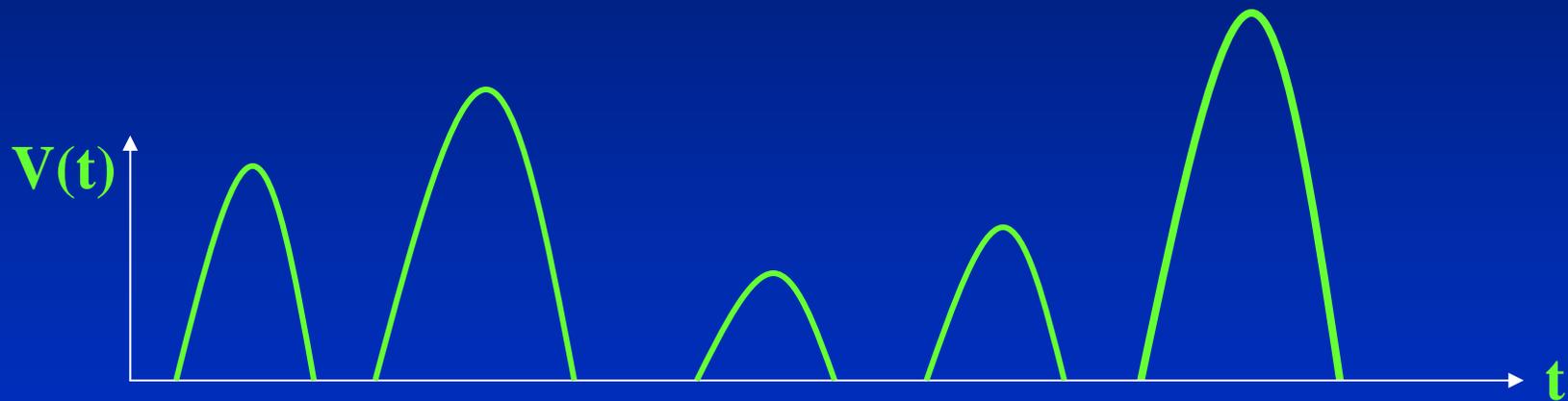
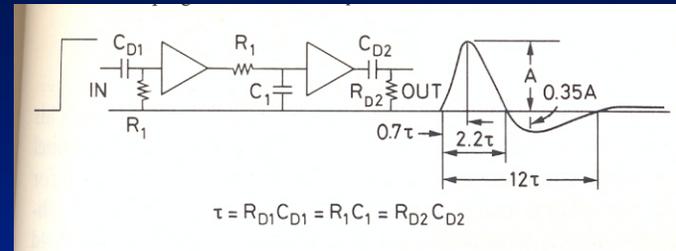
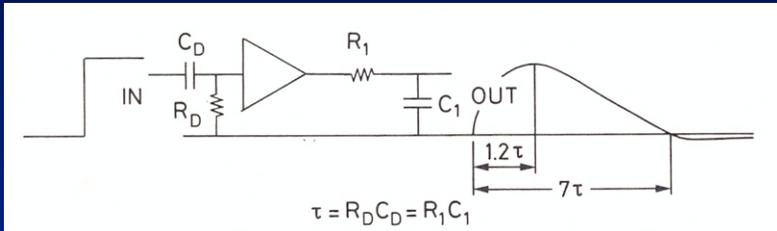
Quando l'impulso di corrente si è esaurito...

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

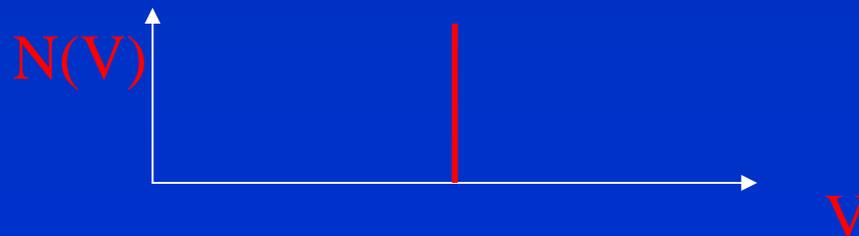


Risoluzione energetica 1

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:

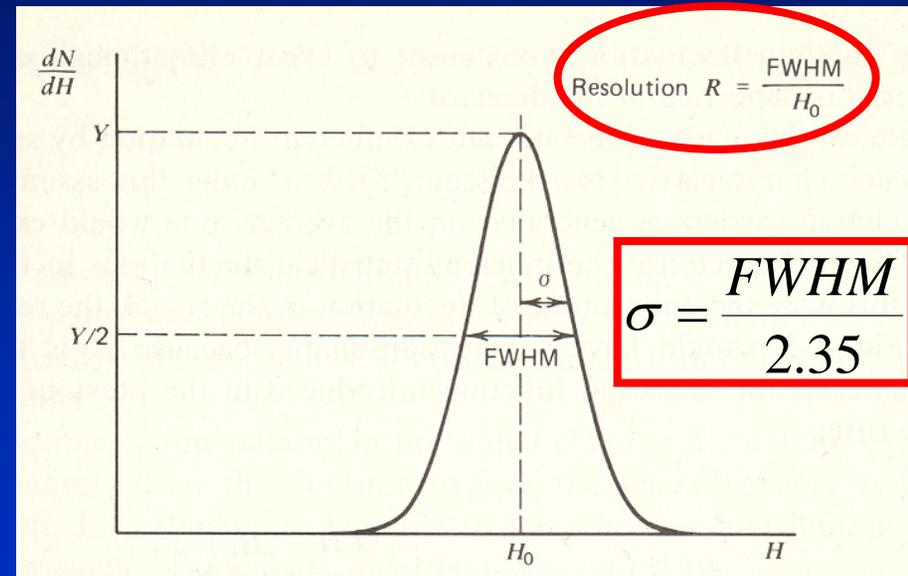
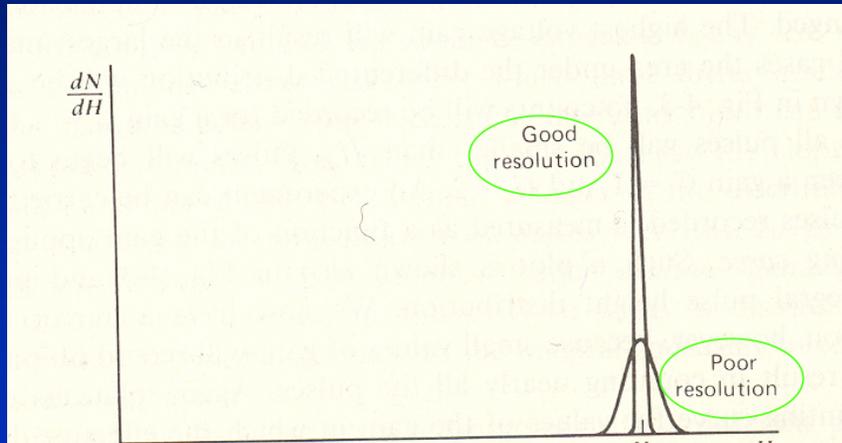


Se la deposizione di energia nel rivelatore è costante, ci si aspetterebbero impulsi tutti uguali, cioè una distribuzione in ampiezza tipo delta di Dirac:



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 $E_{ced} = \text{cost}$:

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

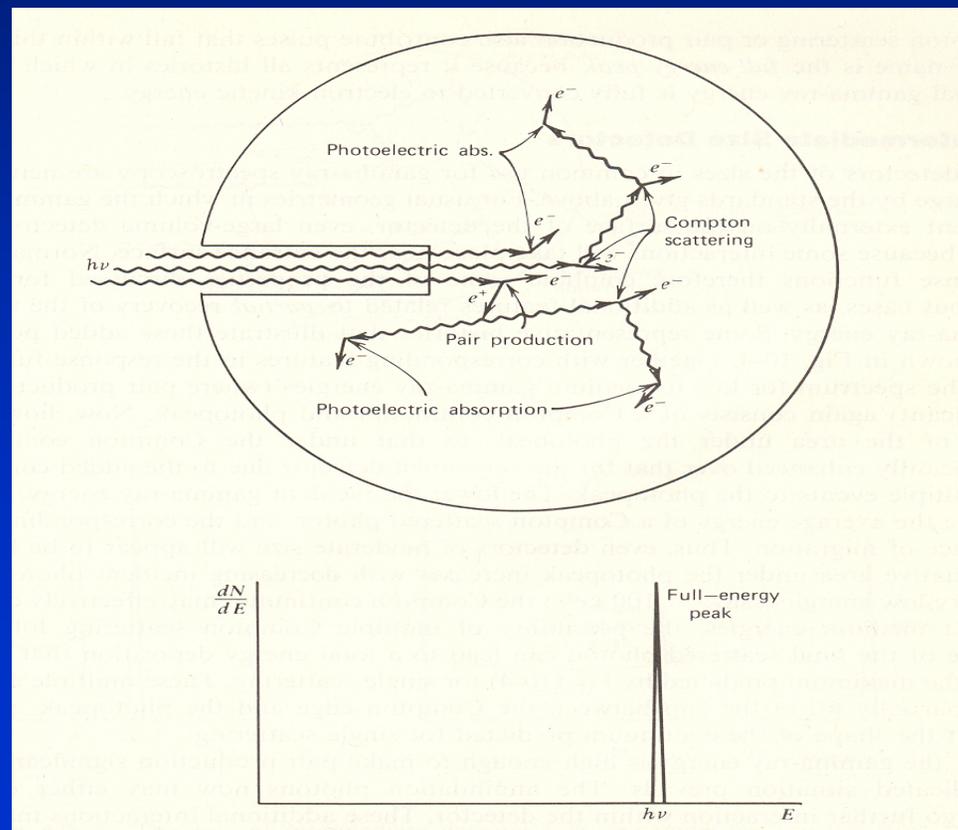
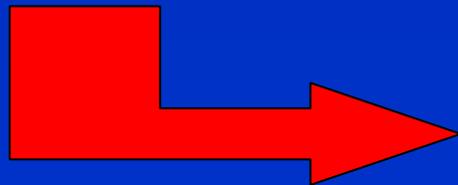
In realtà $R > R_{th}$ (SEMPRE) causa il rumore elettronico ed altri effetti

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"

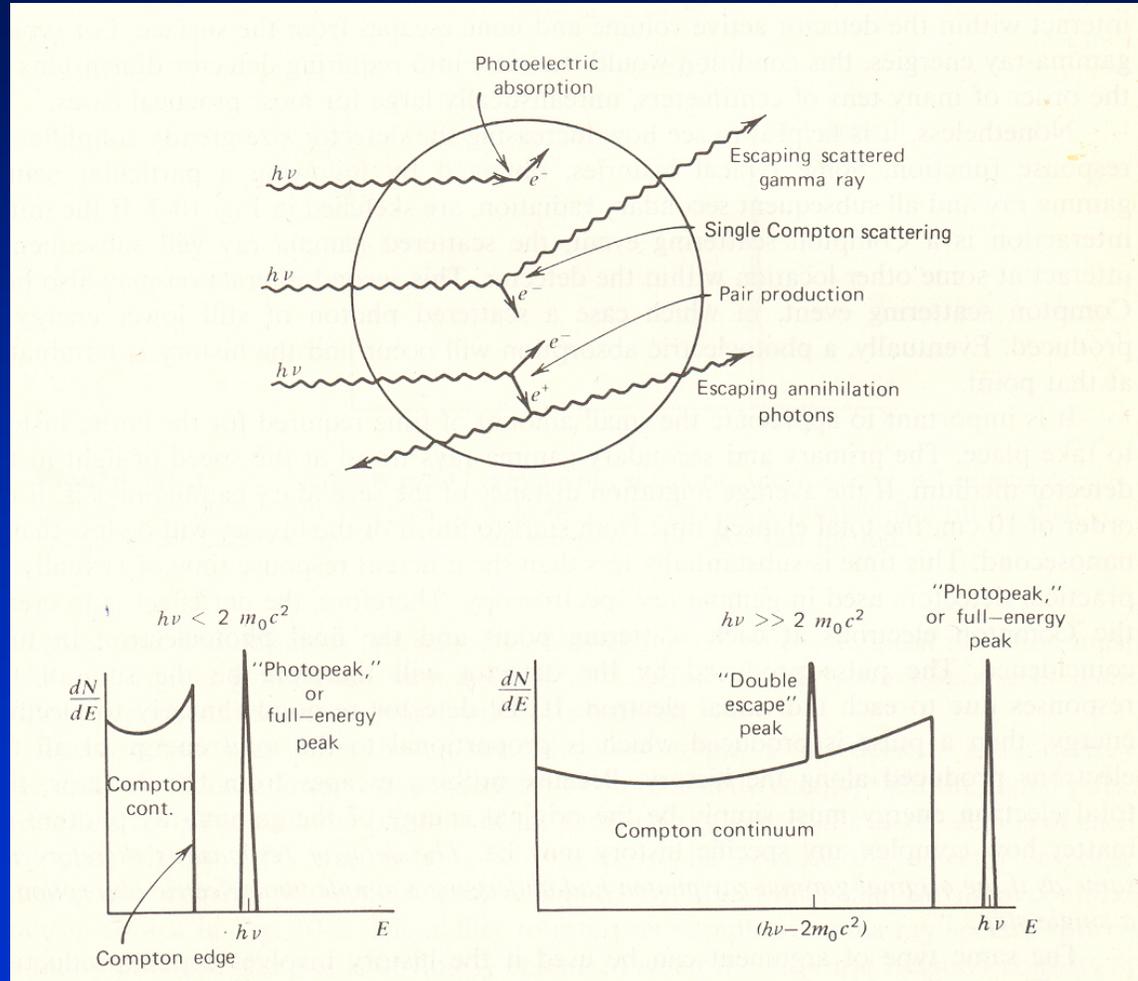
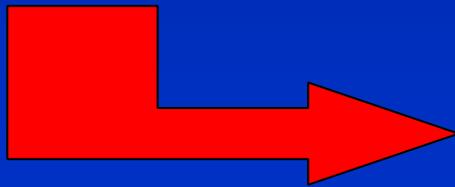
Tutti i processi di interazione γ -rivelatore si concludono, inevitabilmente, con l'assorbimento totale dell'energia trasportata dal fotone



Funzione di risposta 2

Rivelatore "piccolo"

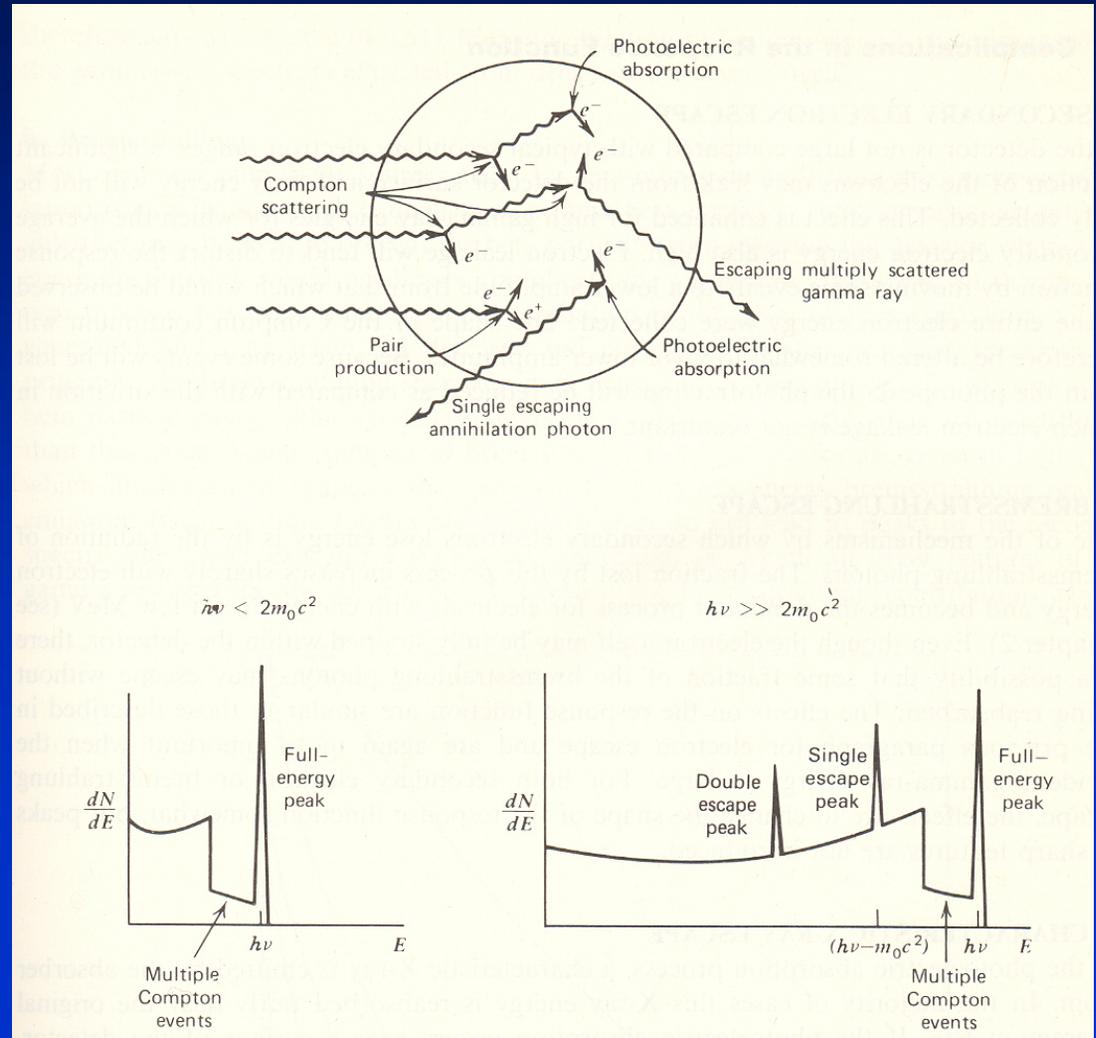
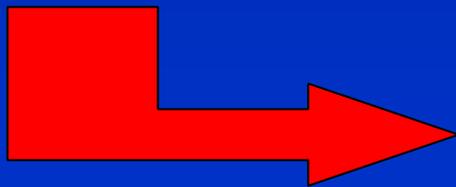
Gran parte della radiazione Compton diffusa e dei γ di annichilazione sfugge al rivelatore. Lo spettro dei segnali rivelati è molto più complesso



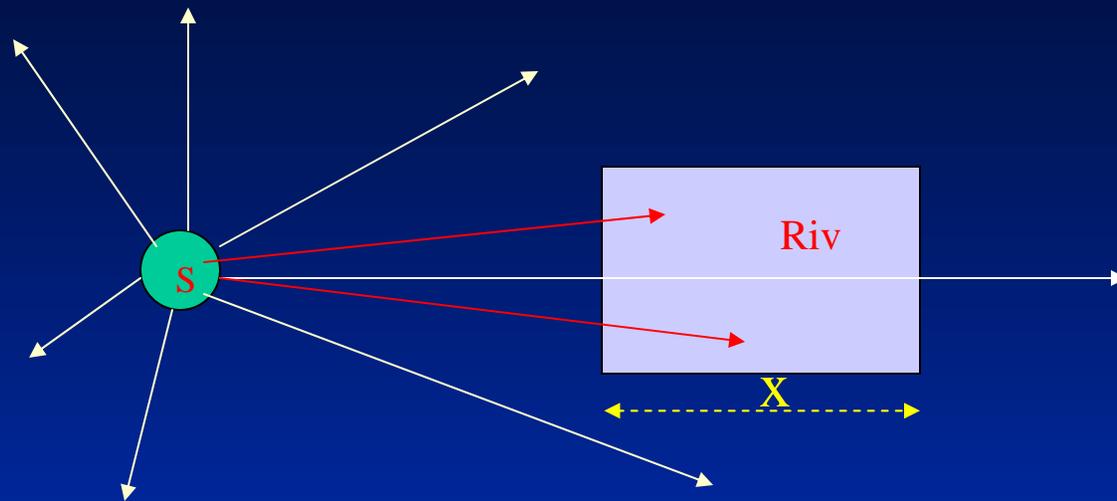
Funzione di risposta 3

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

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



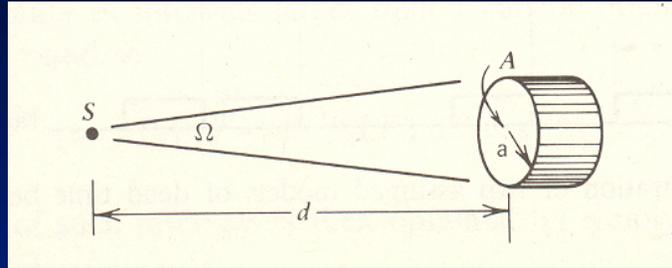
$$\eta = \eta_i \eta_g$$

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:



Quindi:

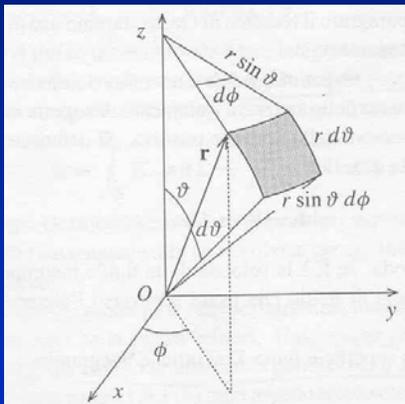
$$\eta_g = \frac{\Omega}{4\pi}$$

se l'emissione è isotropa,

e:

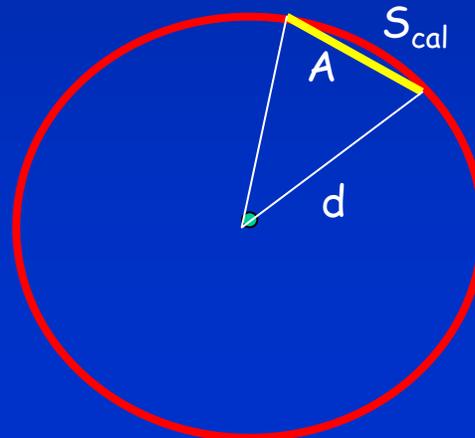
$$N_s = \frac{N_{riv}}{\eta_g \eta_i}$$

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



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

Ma...



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



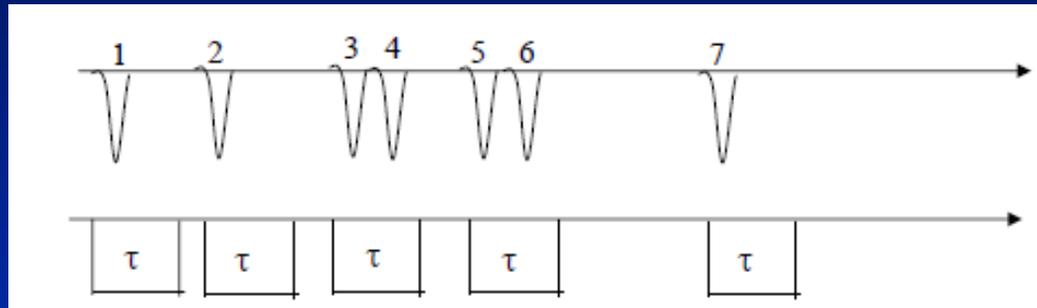
$$\Omega = S_{cal}/d^2 \approx A/d^2$$

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

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.



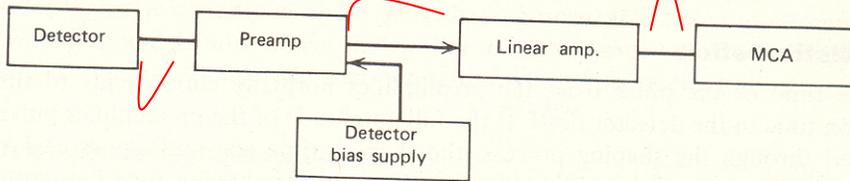
$R_v = \text{tasso di conteggio reale} [s^{-1}]$

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

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

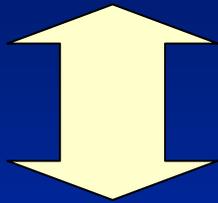
Il prodotto $R_m \tau$ è la frazione di tempo morto: la correzione presuppone che la frequenza del segnale sia costante nel tempo...ma questo è vero solo in media pertanto è comunque sempre necessario cercare condizioni sperimentali in cui la correzione sia piccola (diciamo $\sim 10\%$)

Catena elettronica spettrometrica



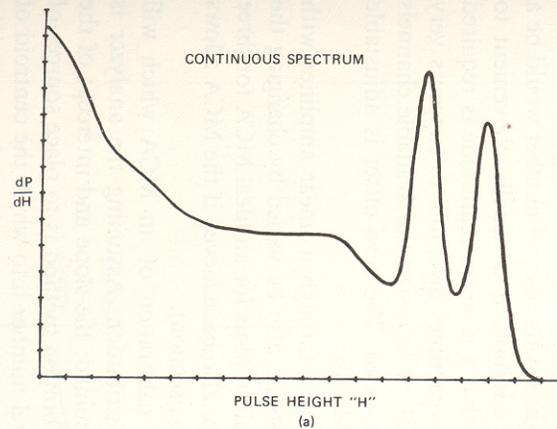
(a)

Deve essere lineare!!

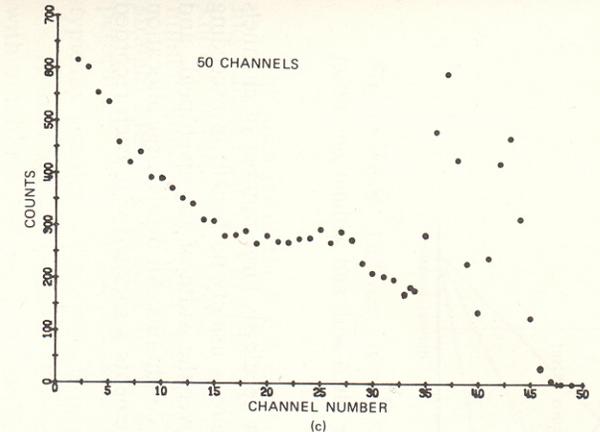


Può avere diverse configurazioni ma gli elementi indicati nello schema sono sempre presenti. Il prodotto finale è la digitalizzazione dello spettro dei segnali in una distribuzione ad intervalli detti "*canali*". La relazione canali/energia è lineare, con un termine noto che esprime la presenza di eventuali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

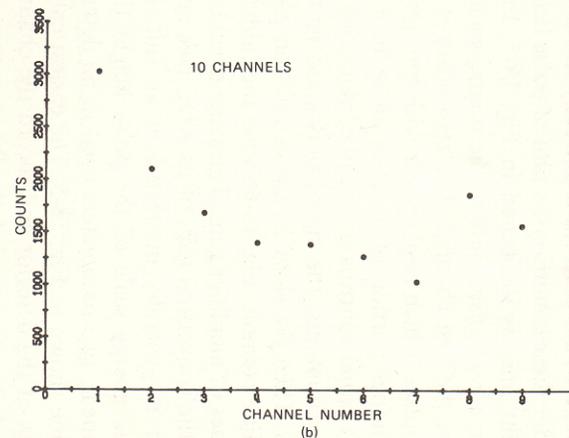
$$E = a \cdot CH + b$$



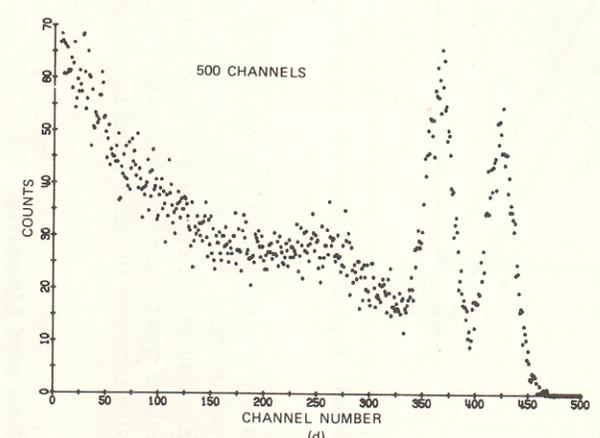
(a)



(c)



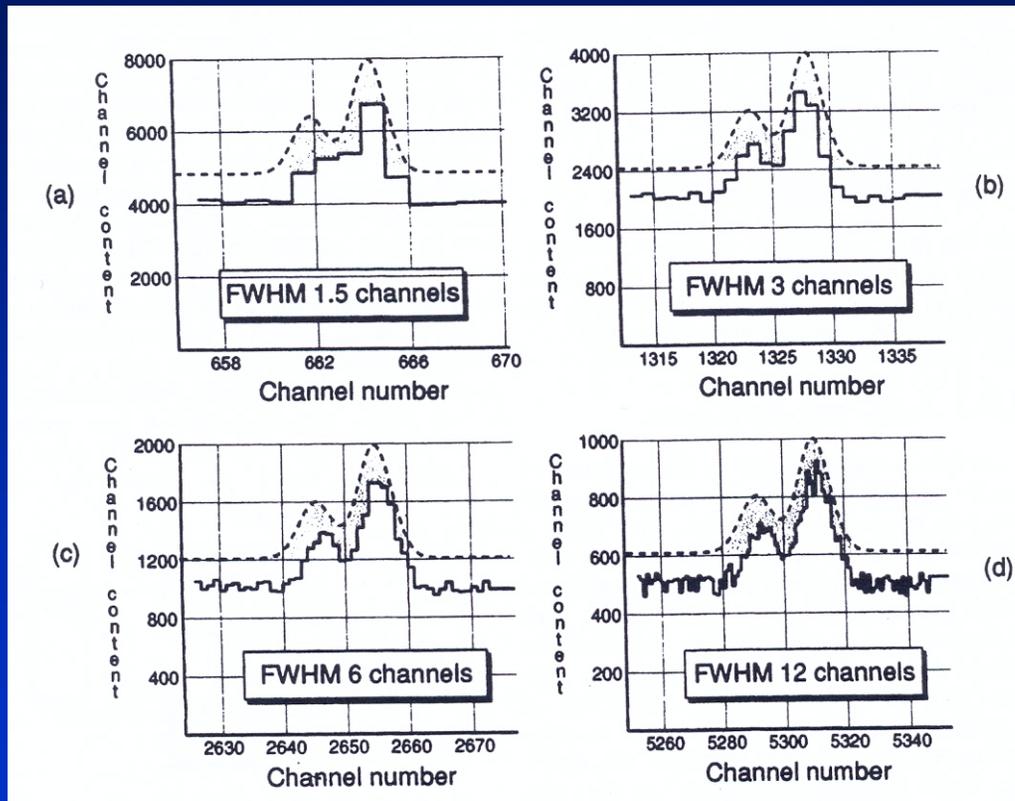
(b)



(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**)



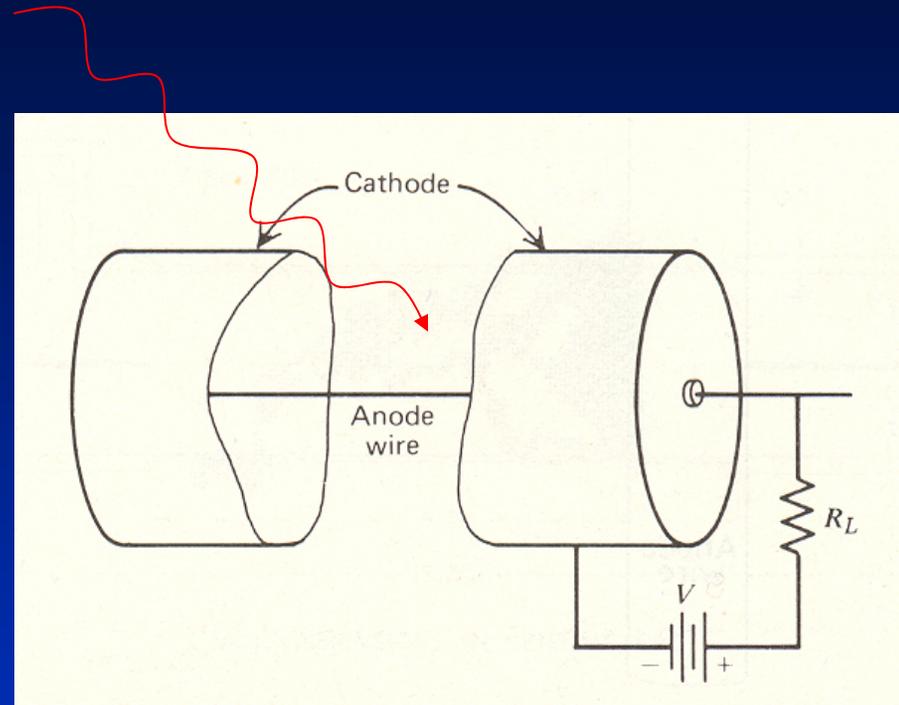
- a) pochi canali → perdita risoluzione
- b) OK
- c) OK
- d) troppi canali → segnale rumoroso

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

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 $= v_D = \mu E / P$

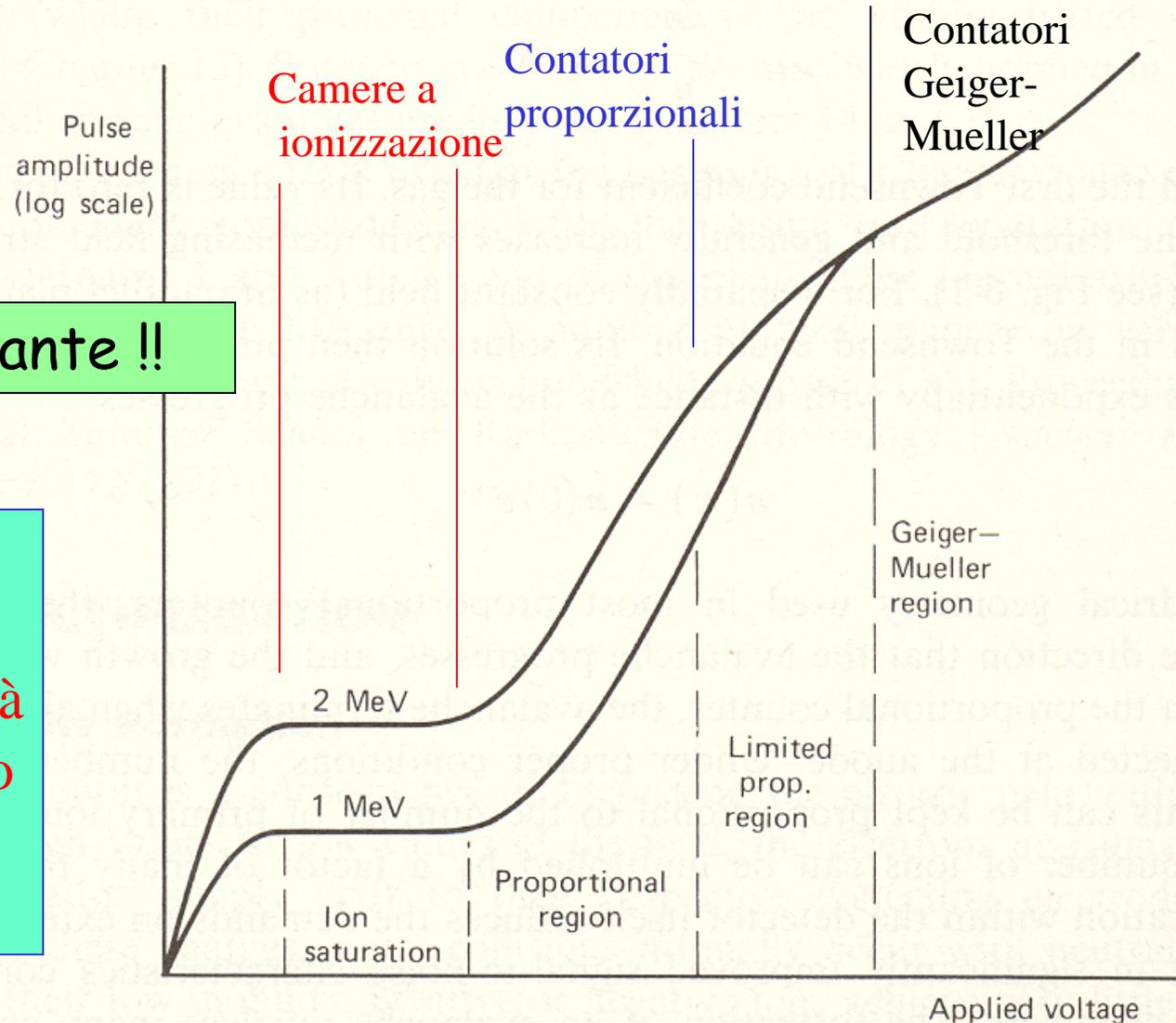
con $\mu =$ mobilità \approx costante : $1 - 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ atm V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

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

Rivelatori a gas 2

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

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



Rivelatori a gas 3

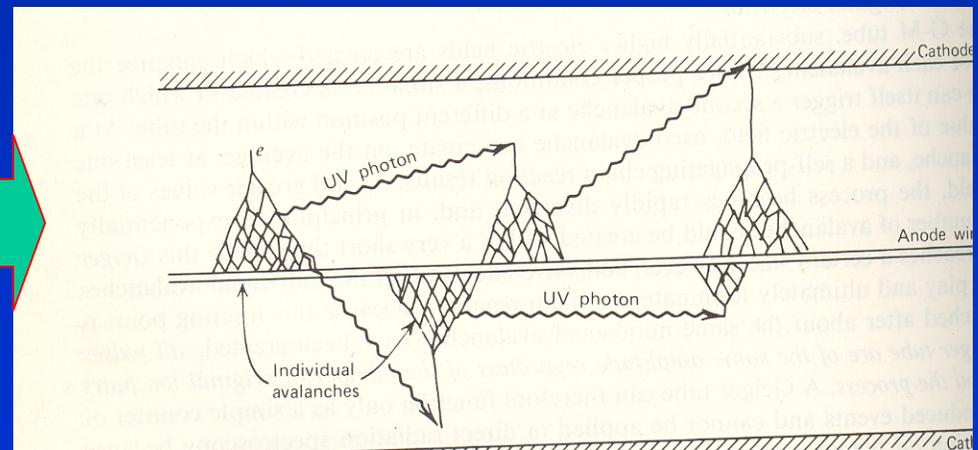
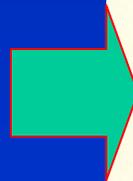
TABLE 5-1 Values of the Energy Dissipation per Ion Pair (the W -Value) for Different Gases^a

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.

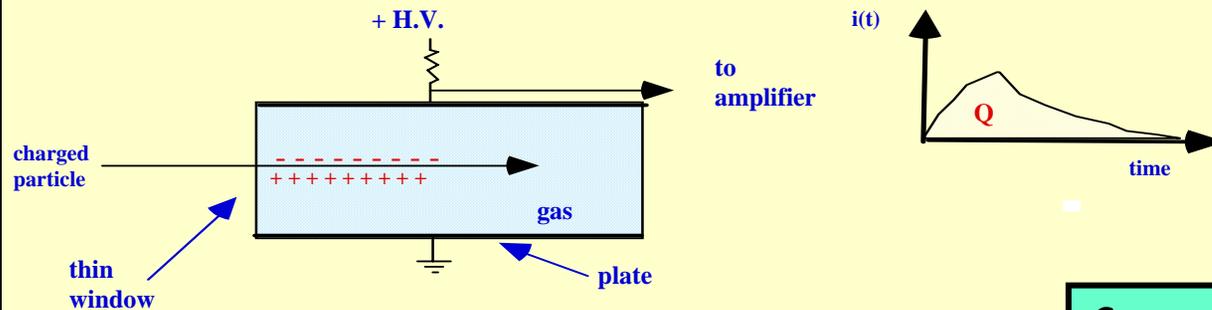
L'energia media per creare una coppia e^- - ione è relativamente alta → **cattiva risoluzione** La densità del mezzo (gas) è bassa → **bassa η per i γ**

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

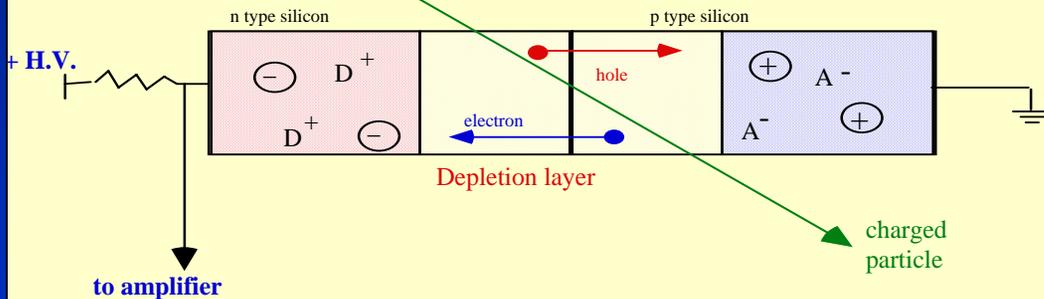


Rivelatori a semiconduttore 1

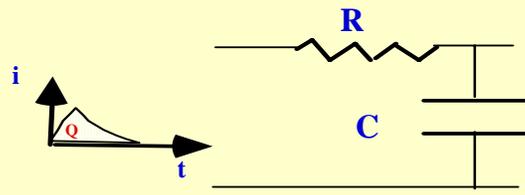
PARALLEL PLATES IONIZATION CHAMBER



PN JUNCTION SILICON DETECTOR reversed - bias



Sono dispositivi concettualmente simili ai precedenti: il condensatore pieno di gas è sostituito da un diodo al Si o al Ge. Il diodo è polarizzato inversamente e la zona di svuotamento è il volume sensibile in cui la radiazione forma coppie elettrone-lacuna



$$V = Q/C$$

$$Q = Ne = E / \epsilon$$

$$\epsilon = 1.1 \text{ eV for silicon}$$

Rivelatori a semiconduttore 2

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

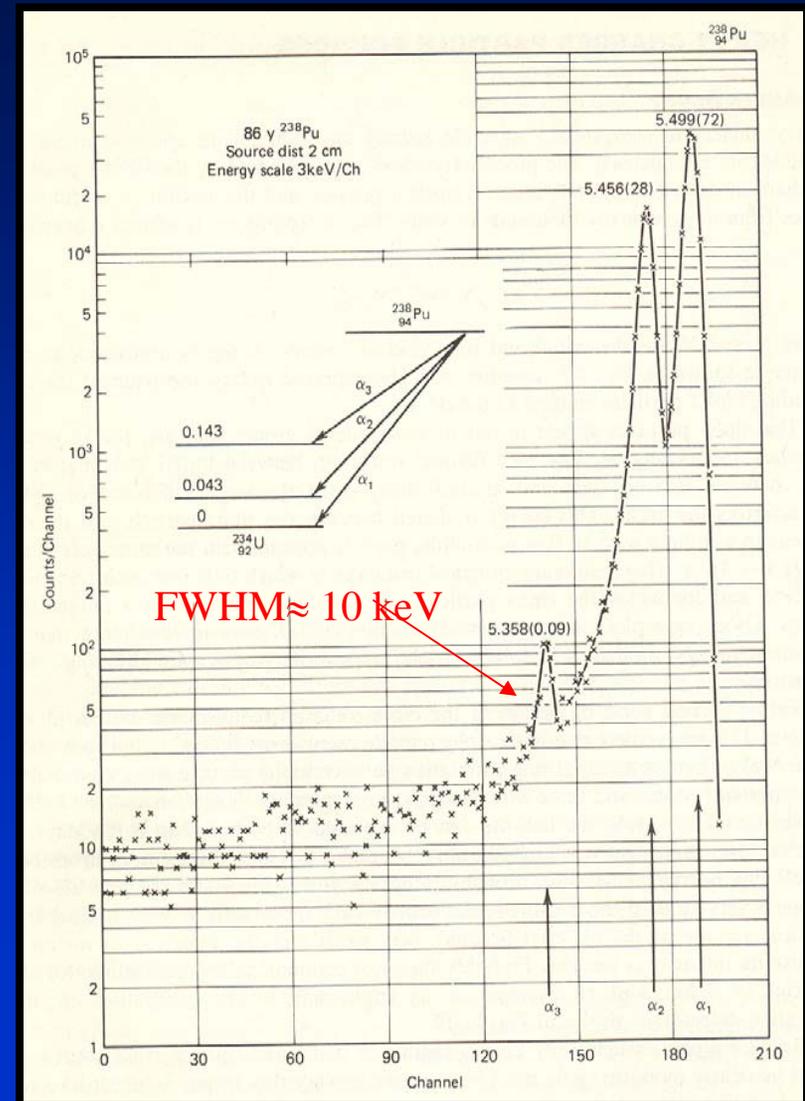
Ottima
risoluzione
energetica

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

Rivelatori al silicio

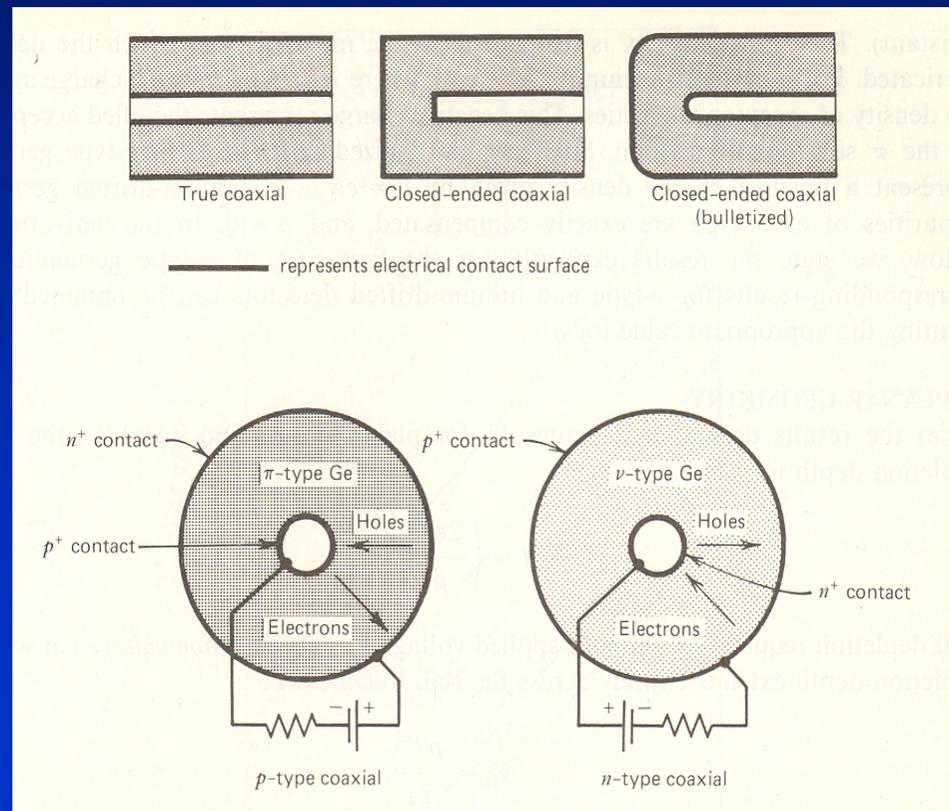
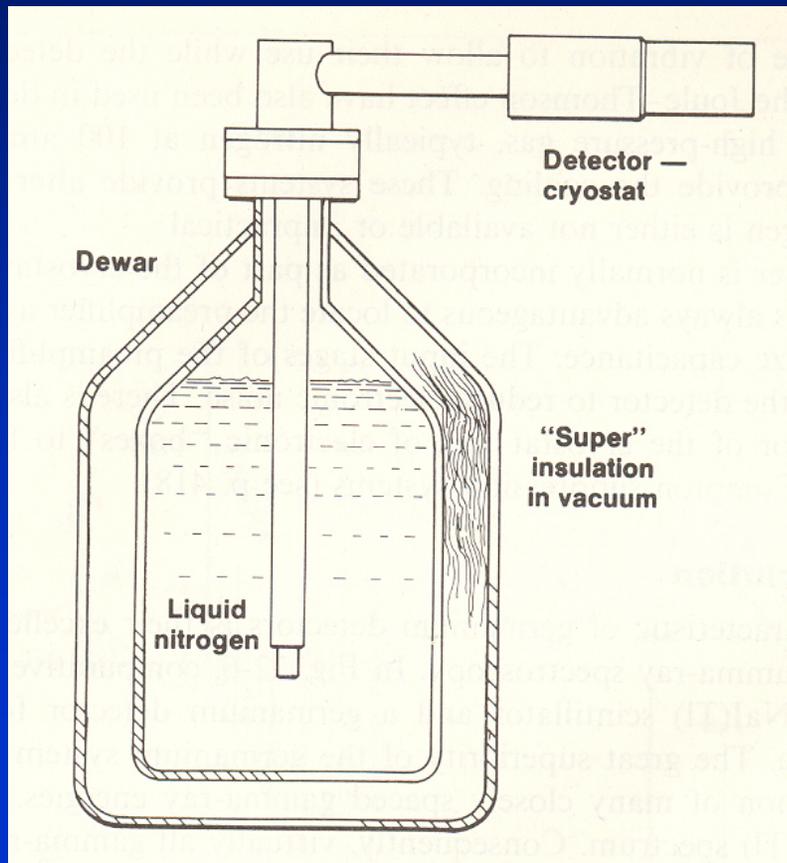
Il silicio si utilizza per la rivelazione di particelle cariche e di raggi x. I rivelatori al silicio hanno spessori variabili tra 100 e 2000 μm sufficienti ad assorbire completamente particelle di diverse decine di MeV. La risoluzione energetica è nell'ordine del ‰ .

I rivelatori sono costruibili in volumi relativamente piccoli (cm^3) e quindi non sono adatti per la misura di γ

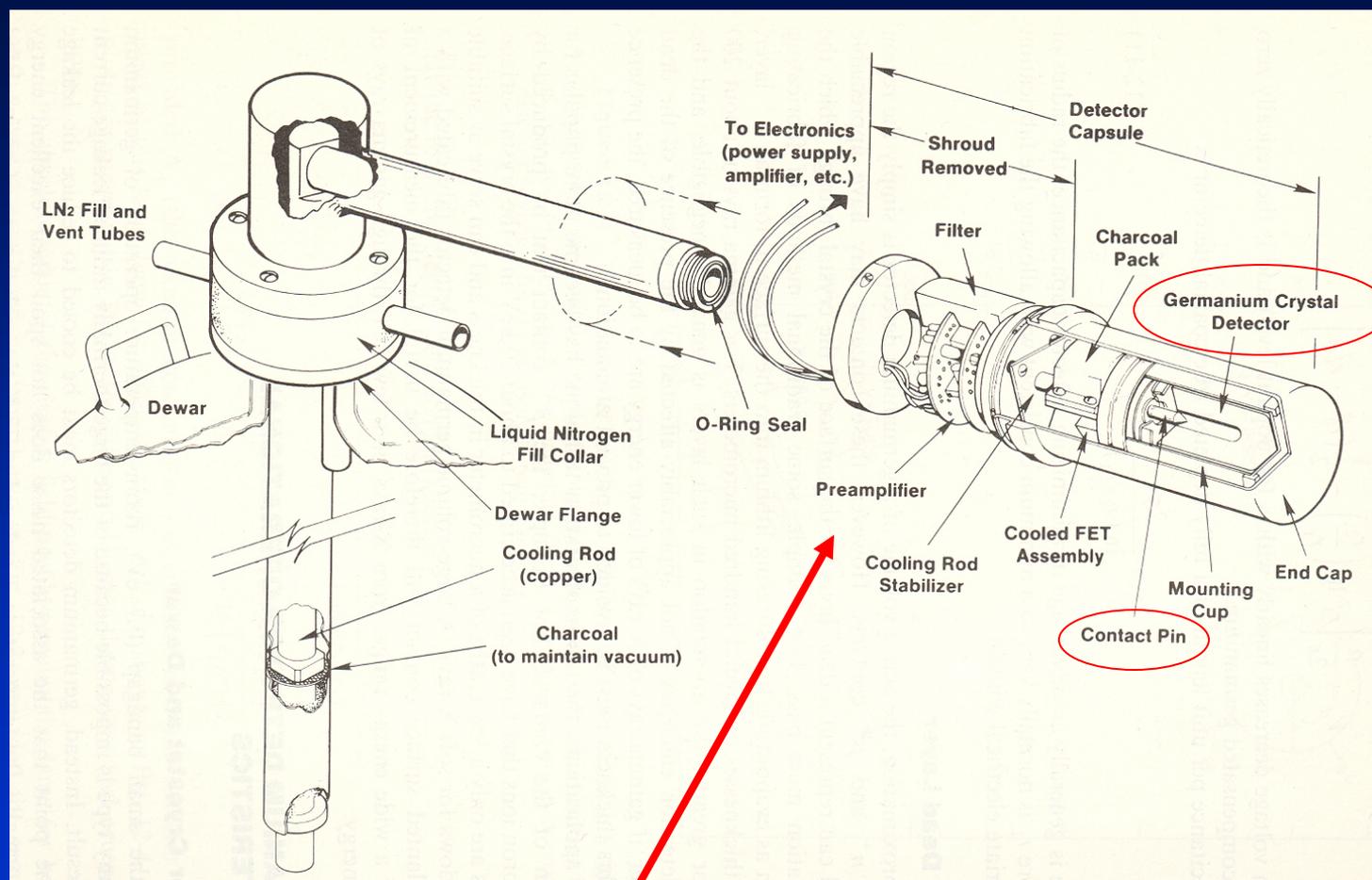


Rivelatori al germanio 1

Si riescono a costruire in volumi maggiori (\approx litro) ma vanno mantenuti alla temperatura del LN_2

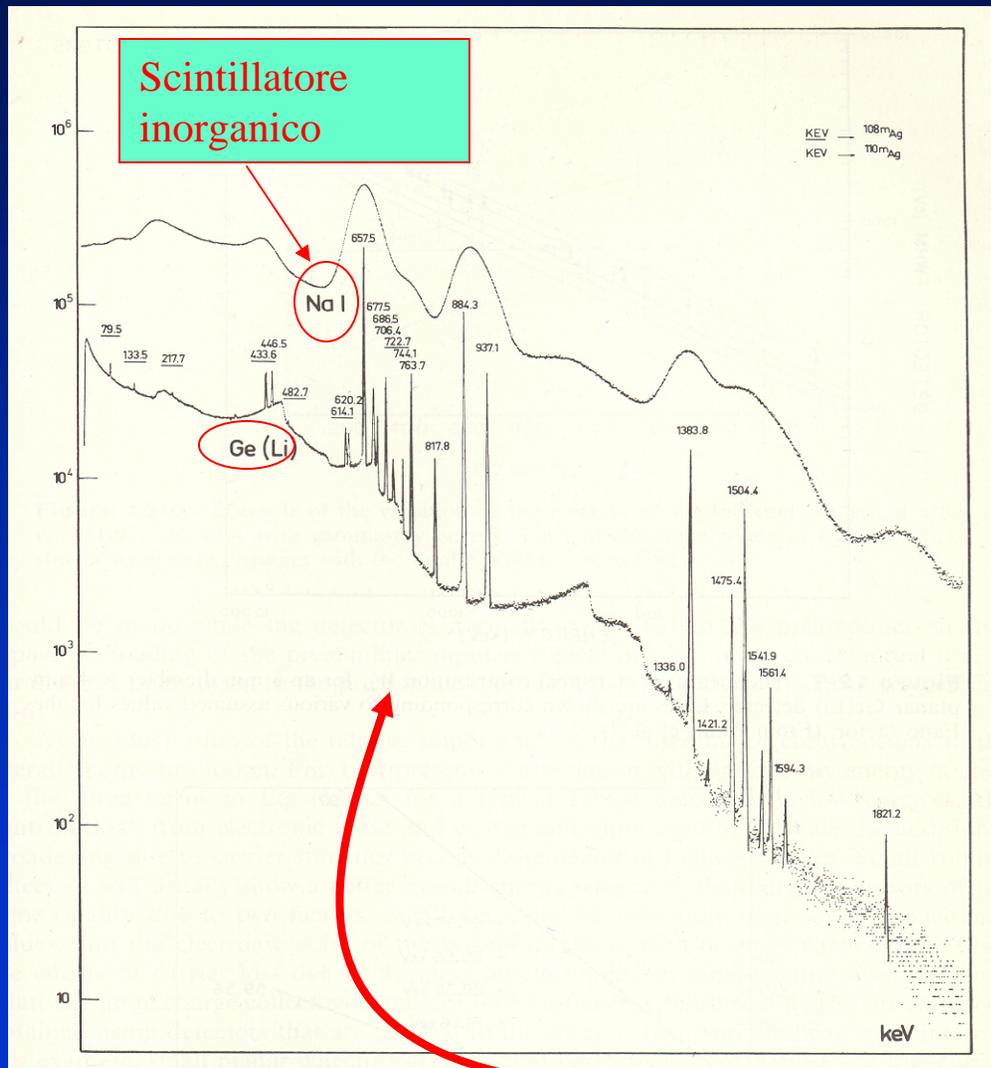


Rivelatori al germanio 2



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

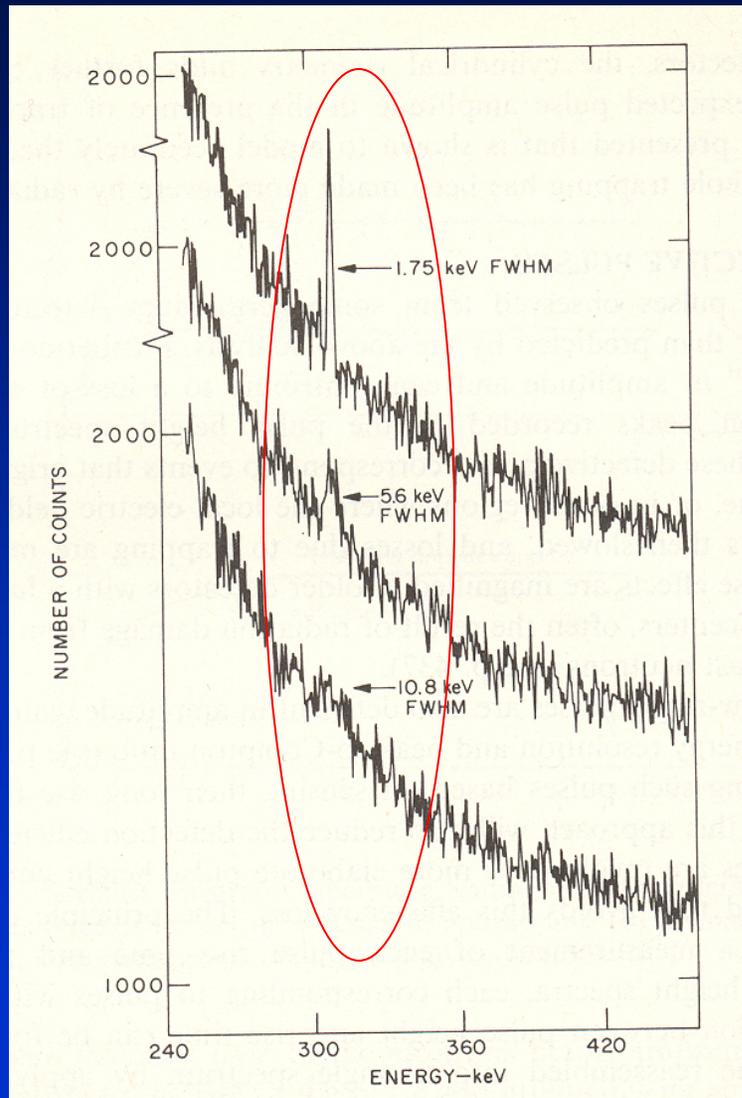
Rivelatori al germanio 3



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 \approx 1 keV

Rivelatori al germanio 4



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 5

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

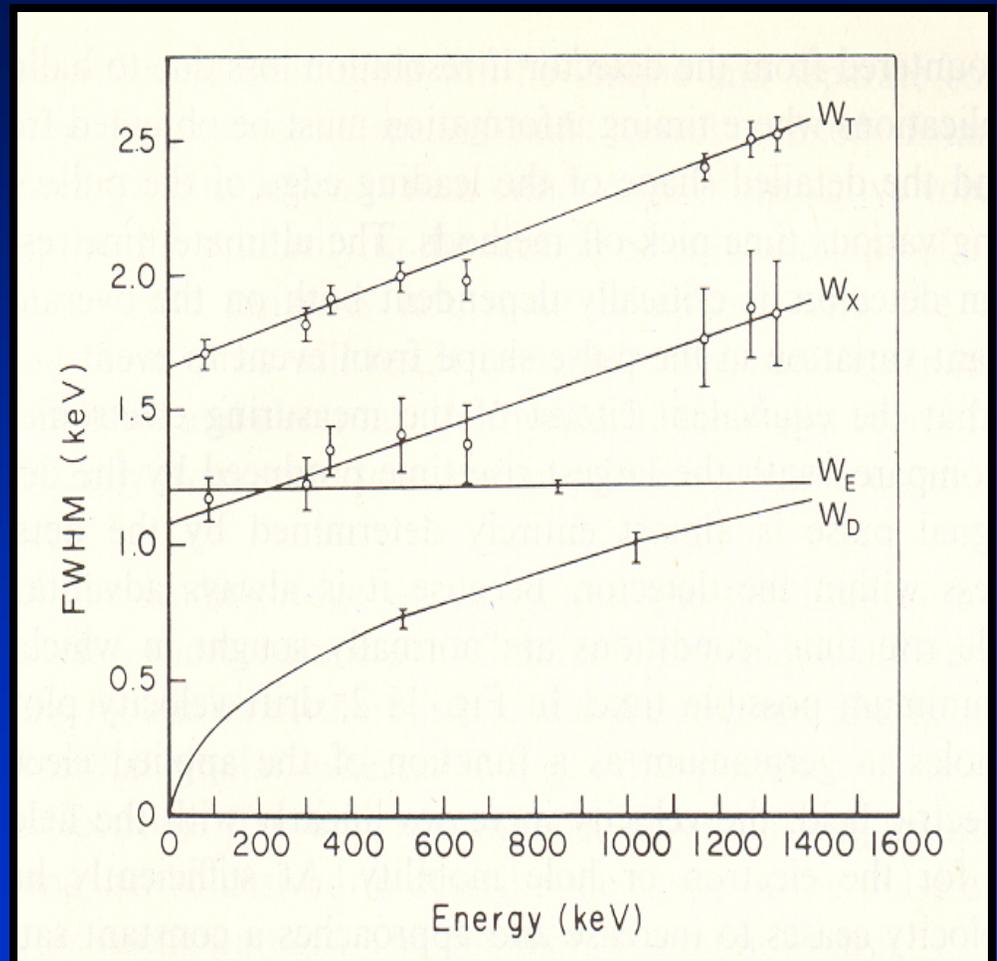
Per un rivelatore al Germanio:

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

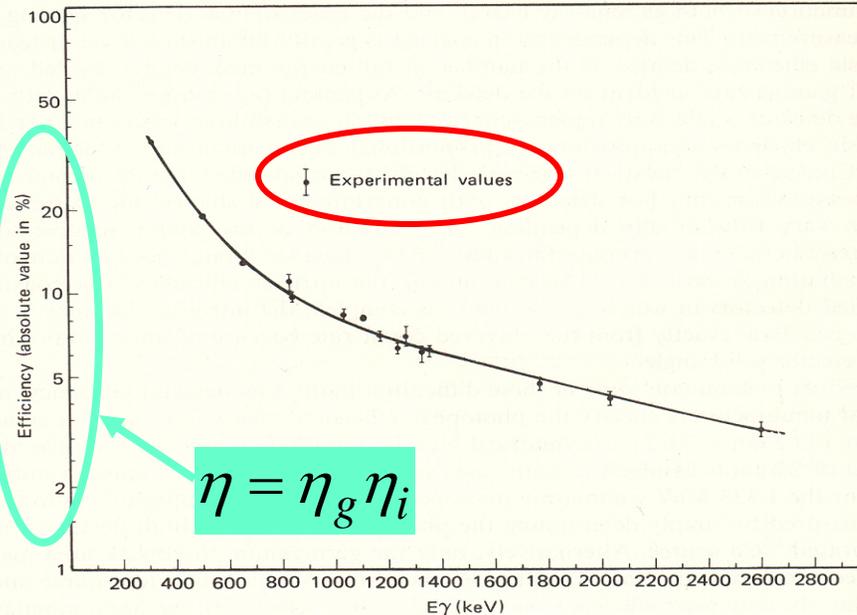
$$W_D \propto 2.35 \sqrt{\epsilon E}$$

$$W_X \propto E \text{ e } HV$$

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



Rivelatori al germanio 6



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

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

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

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

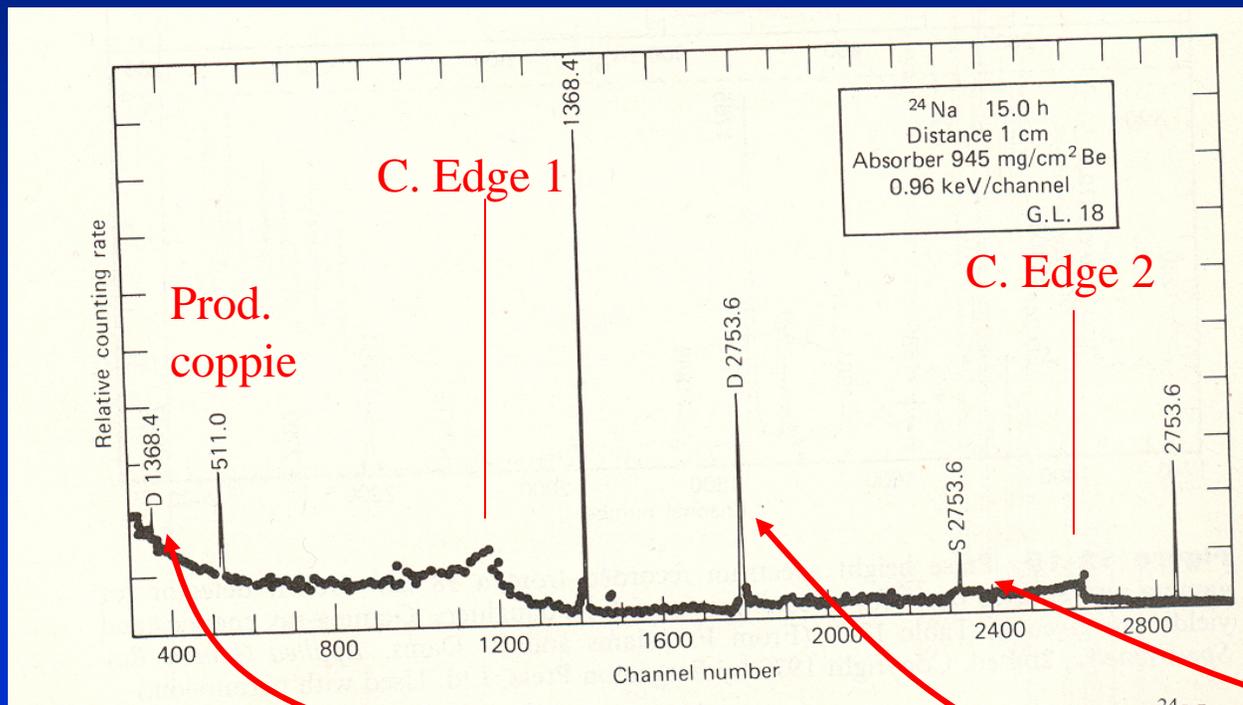
$a_1 = 4.6258$	$a_4 = 5.1213$
$a_2 = 0.4166$	$a_5 = 11.3828$
$a_3 = 117.351$	$a_6 = 0.6795$

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)

Fit con 6 e 8 parametri:
indistinguibili

Rivelatori al germanio 7

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"

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.**

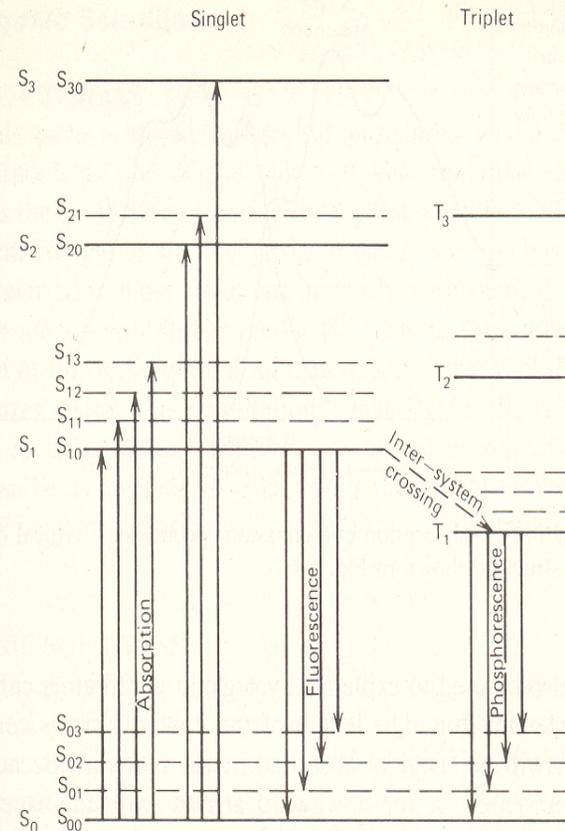
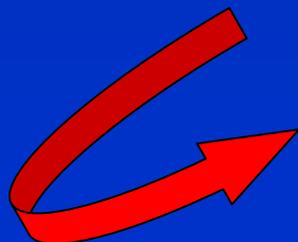
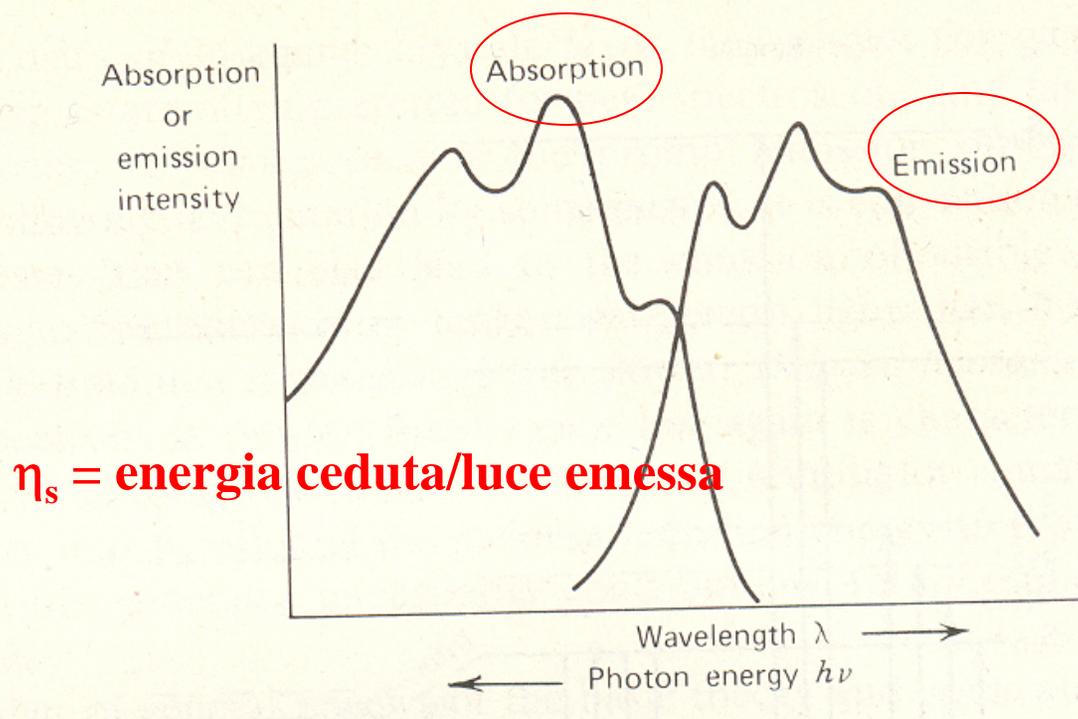


Figure 8-1 Energy levels of an organic molecule with π -electron structure. (From J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Copyright 1964 by Pergamon Press, Ltd. Used with permission.)

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

TABLE 8-1 Properties of Some Commercially Available Organic Scintillators

ρ e Z basse \rightarrow
bassa η per i γ

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	1.032	1.58	75	35	225	385		1.100	Fast counting
	NE 140	1.045	1.58	75	58	~ 2	425	Sn 5%	1.104	Fast neutrons, protons, electrons
	Pilot B	1.032	1.58	75	68	1.8	408		1.104	Ultrafast timing
	Pilot F	1.032	1.58	75	64	2.1	425		1.100	Fast neutrons, protons, electrons
	Pilot U	1.032	1.58	75	67	1.36	391		1.102	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	1.035	1.452	104	40	4	425		1.760	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

^aNaI(Tl) is 230% on this scale.
^bPSD represents neutron-gamma pulse shape discrimination.

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

$\epsilon \approx 100$ eV



Scarsa
risoluzione
energetica

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)

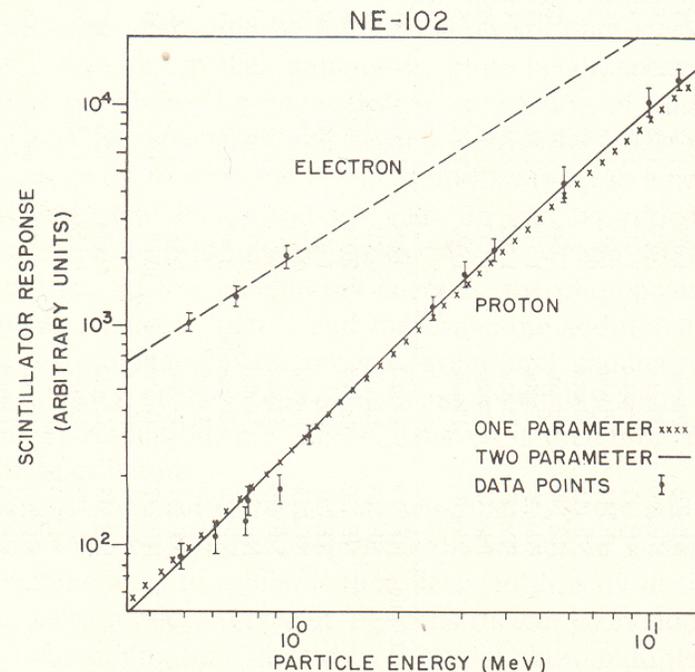


Figure 8-3 The scintillation light yield for a commercially available plastic scintillator (NE 102) when excited by electrons and protons. The data are fit by curves from Eq. (8-3) (one parameter) and Eq. (8-9) (two parameter). (From Craun and Smith.²⁶)

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

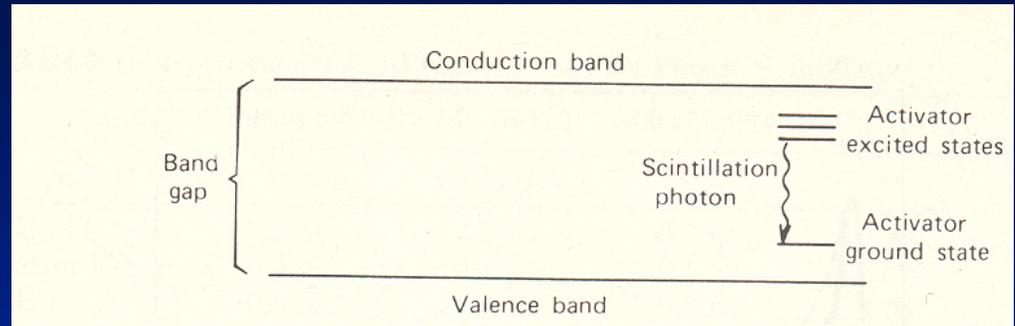


TABLE 8-3 Properties of Common Inorganic Scintillators

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 Bi-alkali 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.

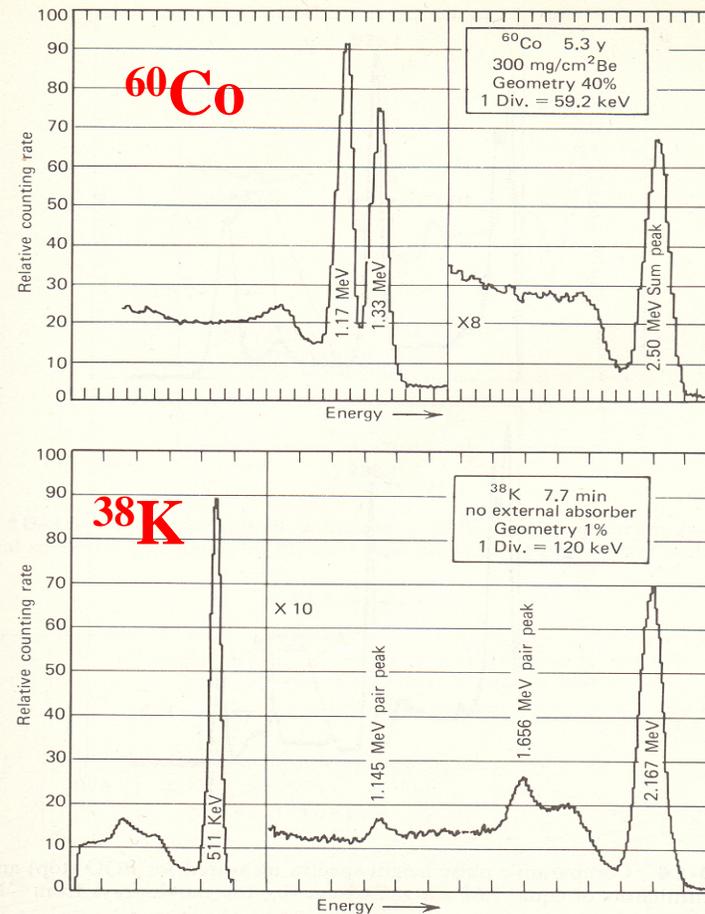
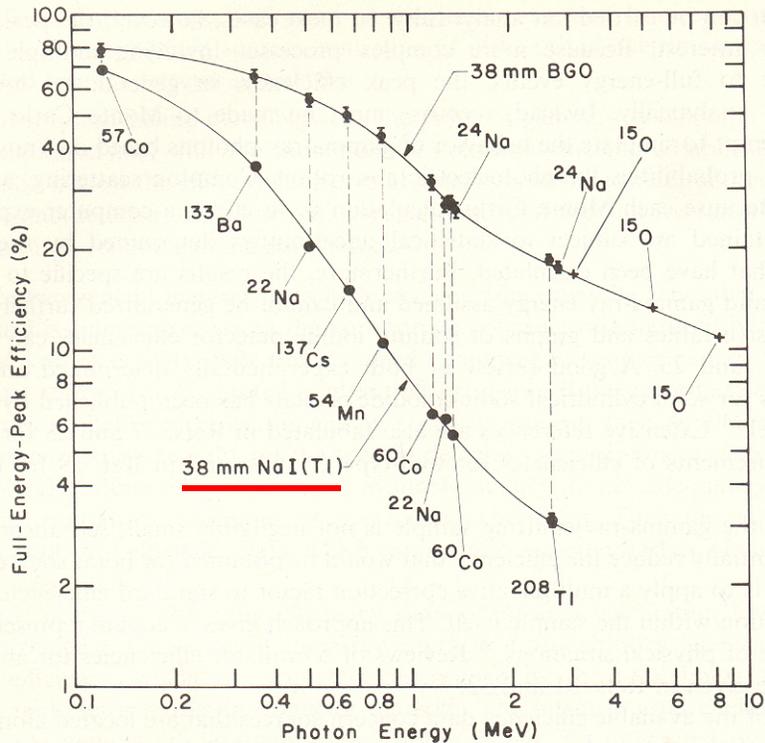


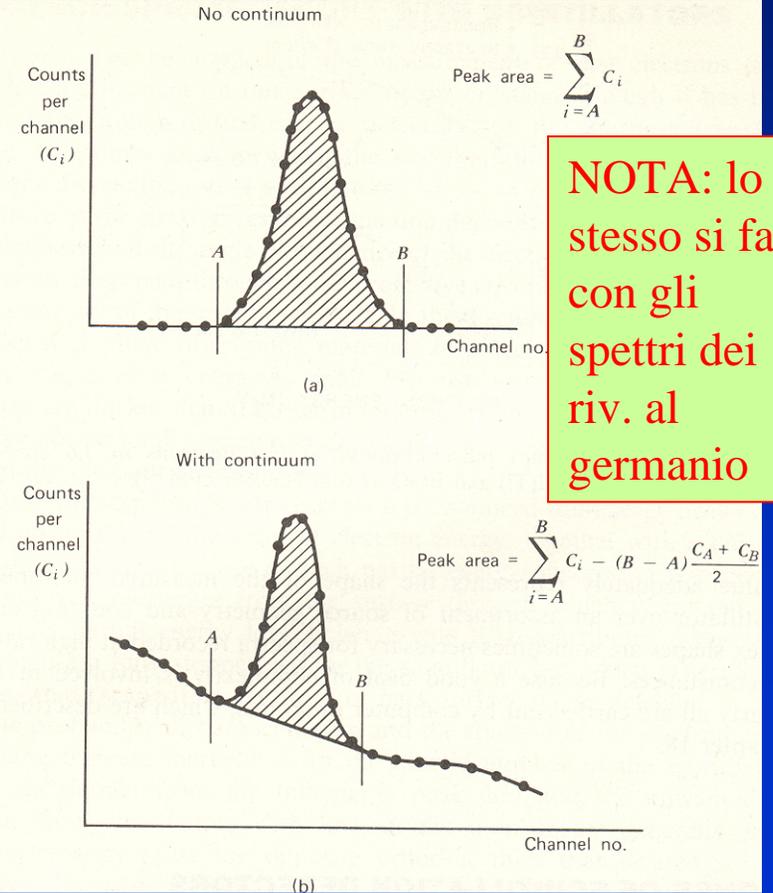
Figure 10-13 (a) Experimentally measured pulse height spectrum for ^{60}Co (1.17 and 1.33 MeV gamma rays) from a 10.16 cm \times 10.16 cm cylindrical NaI(Tl) scintillator. The large fractional solid angle of 40% subtended by the detector enhances the sum peak intensity. (b) Spectrum from ^{38}K (2.167 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

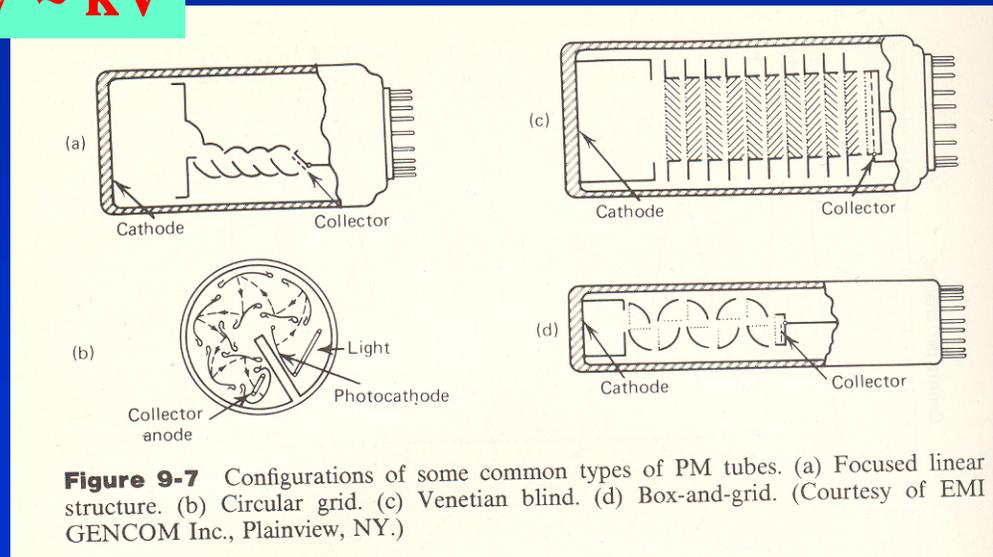
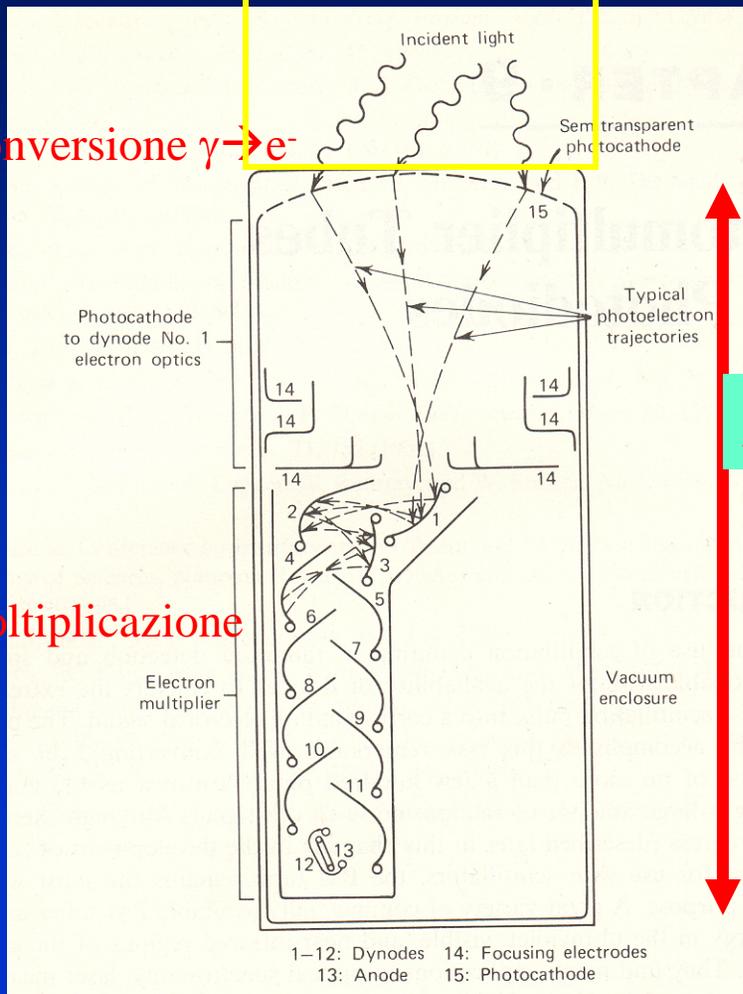
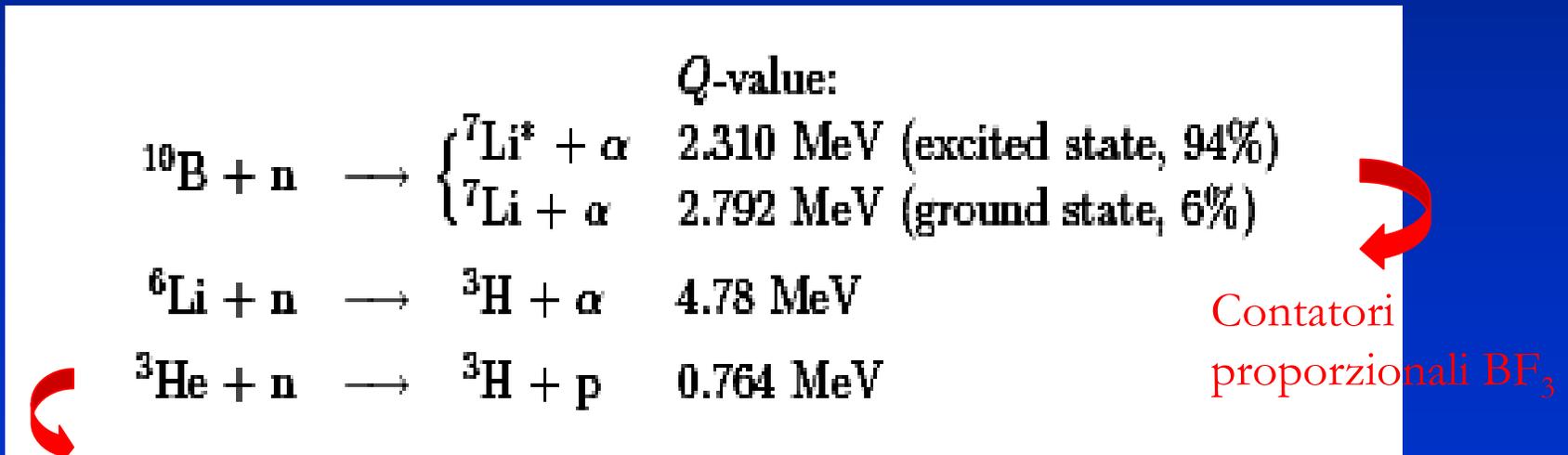


Figure 9-7 Configurations of some common types of PM tubes. (a) Focused linear structure. (b) Circular grid. (c) Venetian blind. (d) Box-and-grid. (Courtesy of EMI GENCOM Inc., Plainview, NY.)

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



Contatori proporzionali ^3He

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

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

^{222}Rn :
gassoso

THE URANIUM SERIES

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

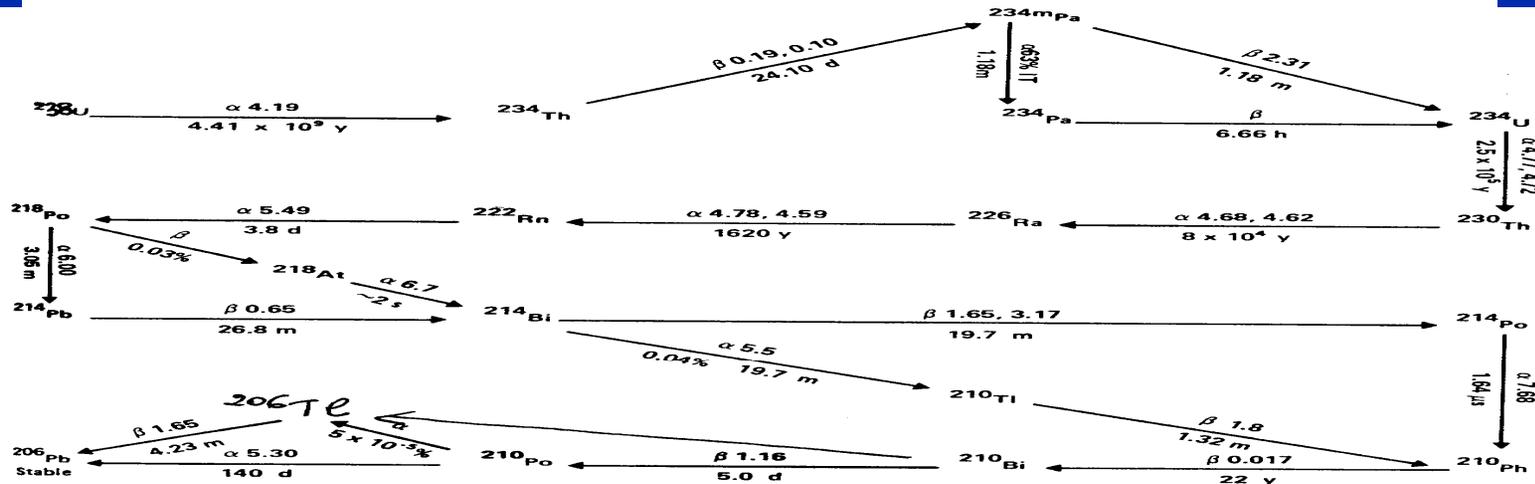
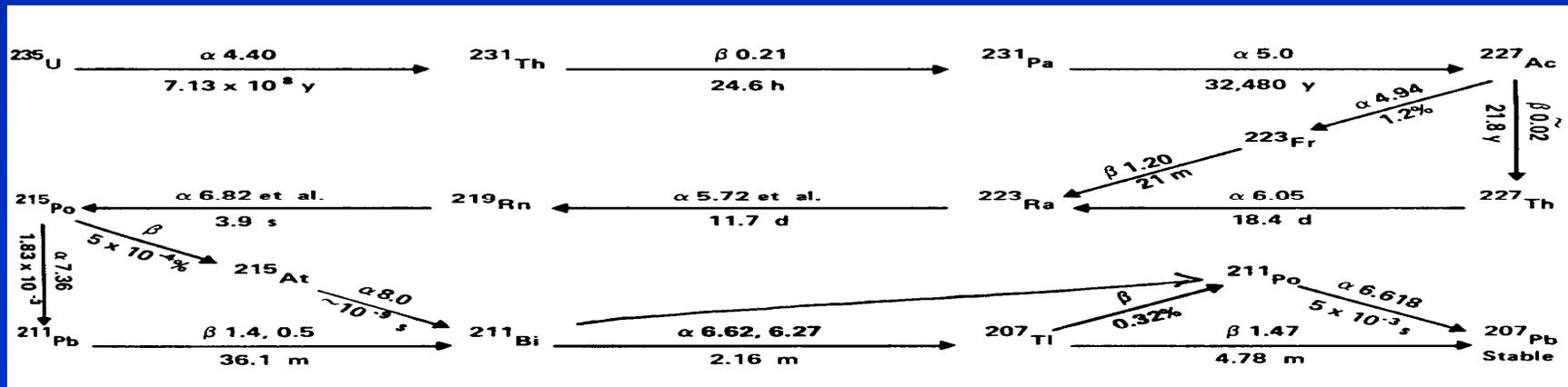


FIGURE A. 3.7.3. Uranium series decay scheme (α and β energies in MeV). (From Klement, A. W., Jr., *Radioactive Fallout, Soils, Plants, Foods, Man, Fowler, E. B., Ed., Elsevier, Amsterdam, 1965, 113. With permission.*)

La serie dell'Attinio

THE ACTINIUM SERIES

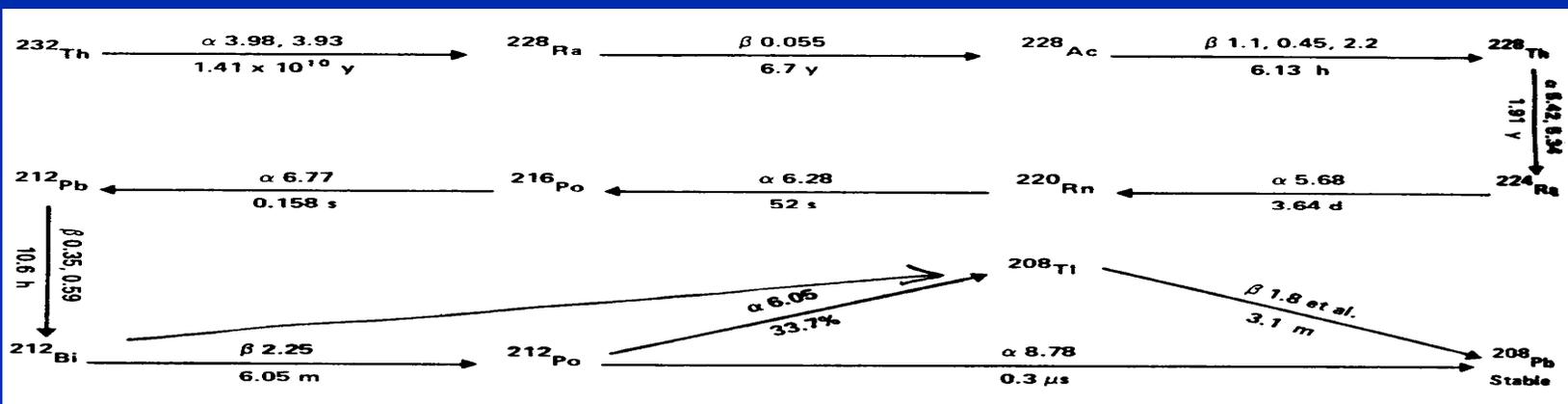
Radioactive species	Nuclide	Type of disintegration	Half-life	Disintegration constant, sec ⁻¹	Particle energy, Mev
Actinouranium (AcU)	⁹² U ²³⁵	α	7.10 × 10 ⁸ y	3.09 × 10 ⁻¹⁷	4.559 m
Uranium Y (UY)	⁹⁰ Th ²³¹	β	25.6 h	7.51 × 10 ⁻⁶	0.30
Protoactinium (Pa)	⁹¹ Pa ²³¹	α	3.43 × 10 ⁴ y	6.40 × 10 ⁻¹³	5.046 m
Actinium (Ac)	⁸⁹ Ac ²²⁷	α, β	21.6 y	1.02 × 10 ⁻⁹	α: 4.94 β: 0.046
Radioactinium (RdAc)	⁹⁰ Th ²²⁷	α	18.17 d	4.41 × 10 ⁻⁷	6.03 m
Actinium K (AcK)	⁸⁷ Fr ²²³	α, β	22 m	5.25 × 10 ⁻⁴	β: 1.2 α: 5.34
Actinium X (AcX)	⁸⁸ Ra ²²³	α	11.68 d	6.87 × 10 ⁻⁷	5.864
Astatine-219	⁸⁵ At ²¹⁹	α, β	0.9 m	1.26 × 10 ⁻²	α: 6.27
Ac Emanation (An)	⁸⁶ Em ²¹⁹	α	3.92 s	0.177	6.810 m
Bismuth-215	⁸³ Bi ²¹⁵	α, β ⁻	8 m	1.44 × 10 ⁻³	?
Actinium A (AcA)	⁸⁴ Po ²¹⁵	α, β ⁻	1.83 × 10 ⁻³ s	3.79 × 10 ²	α: 7.37
Actinium B (AcB)	⁸² Pb ²¹¹	β	36.1 m	3.20 × 10 ⁻⁴	1.39
Astatine-215	⁸⁵ At ²¹⁵	α	10 ⁻⁴ s	7 × 10 ²	8.00
Actinium C (AcC)	⁸³ Bi ²¹¹	α, β ⁻	2.15 m	5.28 × 10 ⁻³	α: 6.617 m
Actinium C' (AcC')	⁸⁴ Po ²¹¹	α	0.52 s	1.33	7.442 m
Actinium C'' (AcC'')	⁸¹ Tl ²⁰⁷	β	4.79 m	2.41 × 10 ⁻³	1.44
Actinium D (AcD)	⁸² 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)	${}_{90}\text{Th}^{232}$	α	1.39×10^{10} y	1.58×10^{-18}	4.007
Mesothorium1 (MsTh1)	${}_{88}\text{Ra}^{228}$	β	6.7 y	3.28×10^{-9}	0.04
Mesothorium2 (MsTh2)	${}_{89}\text{Ac}^{228}$	β	6.13 h	3.14×10^{-6}	2.18
Radiothorium (RdTh)	${}_{90}\text{Th}^{228}$	α	1.910 y	1.15×10^{-8}	5.423 m
Thorium X (ThX)	${}_{88}\text{Ra}^{224}$	α	3.64 d	2.20×10^{-6}	5.681 m
Th Emanation (Tn)	${}_{86}\text{Em}^{220}$	α	51.5 s	1.34×10^{-2}	6.280
Thorium A (ThA)	${}_{84}\text{Po}^{216}$	α, β	0.16 s	4.33	6.774
Thorium B (ThB)	${}_{82}\text{Pb}^{212}$	β	10.6 h	1.82×10^{-6}	0.58
Astatine-216 (At 216)	${}_{85}\text{At}^{216}$	α	3×10^{-4} s	2.3×10^3	7.79
Thorium C (ThC)	${}_{83}\text{Bi}^{212}$	α, β	60.5 m	1.91×10^{-4}	α : 6.086 m β : 2.25
Thorium C' (ThC')	${}_{84}\text{Po}^{212}$	α	3.0×10^{-7} s	2.31×10^6	8.780
Thorium C'' (ThC'')	${}_{81}\text{Tl}^{208}$	β	3.10 m	3.73×10^{-3}	1.79
Thorium D (ThD)	${}_{82}\text{Pb}^{208}$	Stable			



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

TABLE 12—Non-series primordial radionuclides

Radionuclide	Half-Life (years)	Isotopic Abundance (percent)	Elemental Abundance in Crustal Rock (ppm)	Concentration in Crustal Rock (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	$> 5 \times 10^{16}$	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^{16}	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).

dec β^- con

$E_\gamma = 1460$ keV

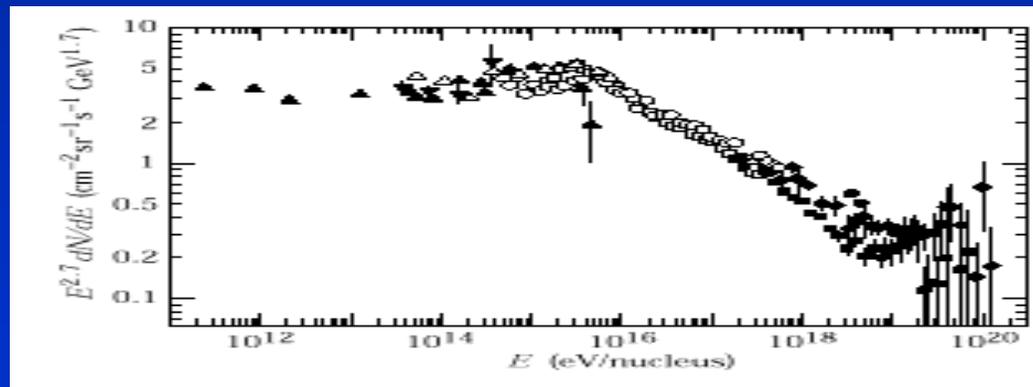
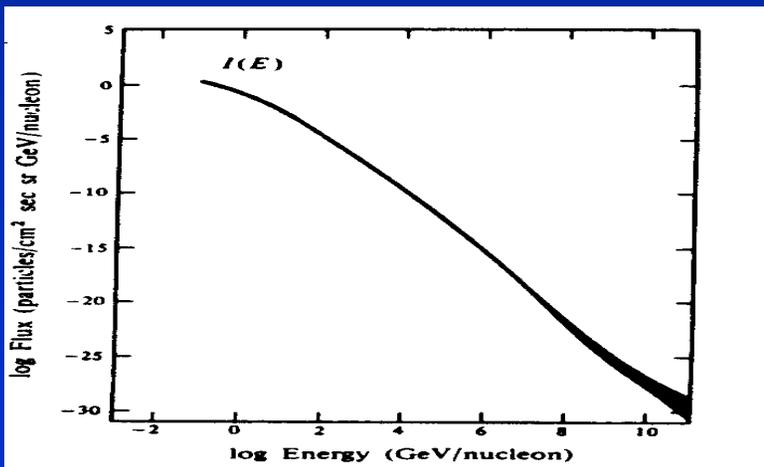
TABLE 13—Nuclides undergoing spontaneous fission as an alternative to decay α

Radionuclide	Half-Life for Decay (years)	Half-Life for Spontaneous Fission (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^{16} *
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^{16}

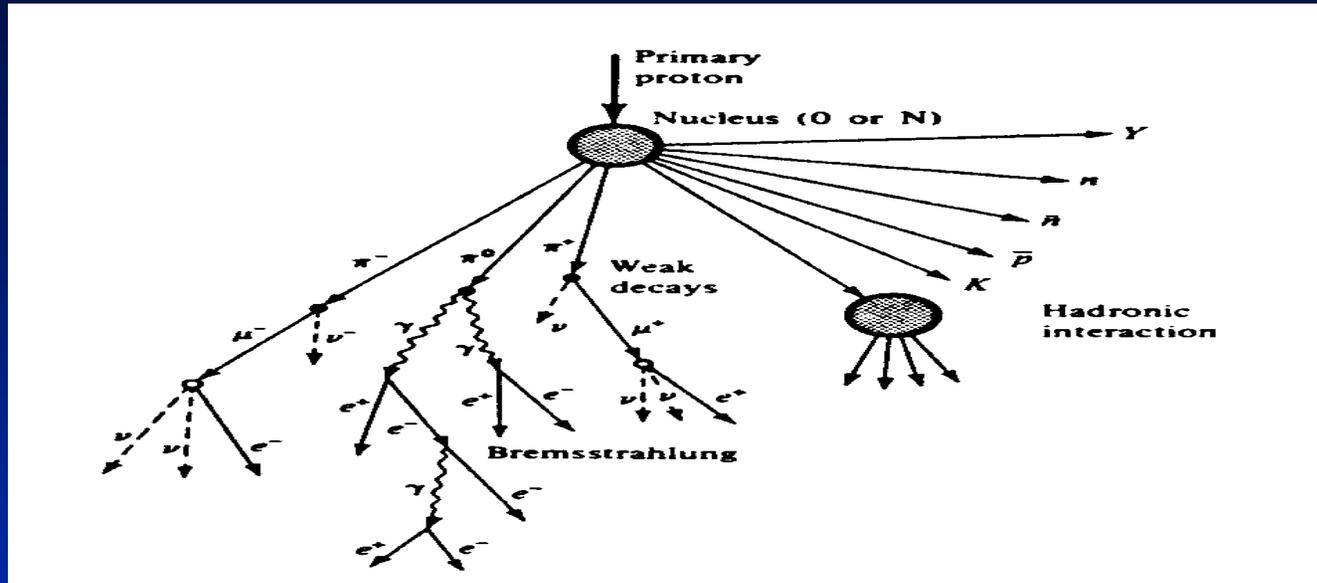
* Segrè (1952).

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 altre particelle, "mesoni μ " o muoni 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 64° North geomagnetic latitude in terms of flux density versus atmospheric depth

Atm. Depth (g/cm ²)	Altitude* (km)	Muons	Electrons	Protons	Charged Pions	Neutrons
20	26.7	2.11×10^{-3}	4.33	7.12×10^{-3}	1.74×10^{-3}	8.02
50	20.8	6.64×10^{-3}	5.07	6.30×10^{-3}	4.78×10^{-3}	1.09×10^0
100	16.3	1.01×10^{-1}	3.94	4.56×10^{-1}	6.88×10^{-3}	1.06×10^0
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}

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

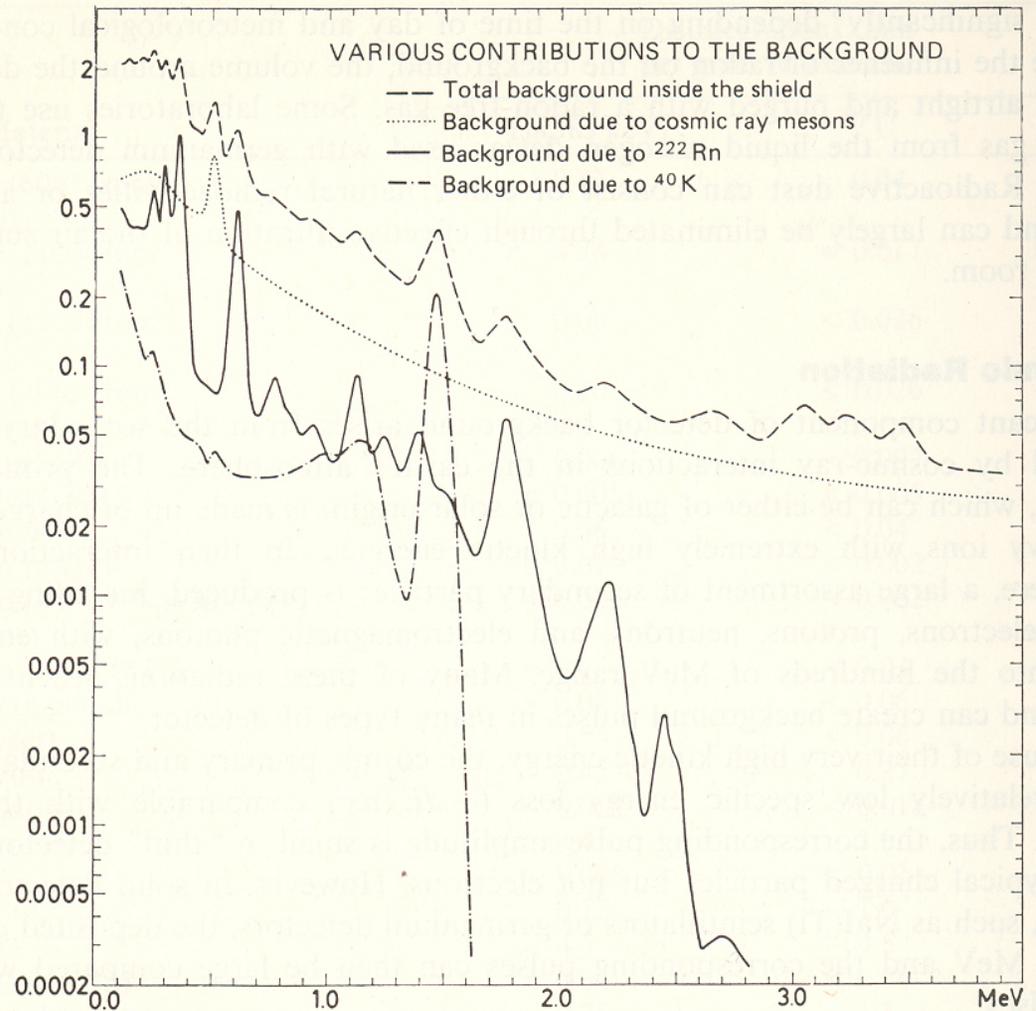


Lo spettro di fondo

Ovviamente qualunque rivelatore è investito dalla radiazione di fondo (cosmico + "naturale") e lo spettro del segnale cercato si sovrappone (o al limite è del tutto coperto) a quello del fondo (*background*).

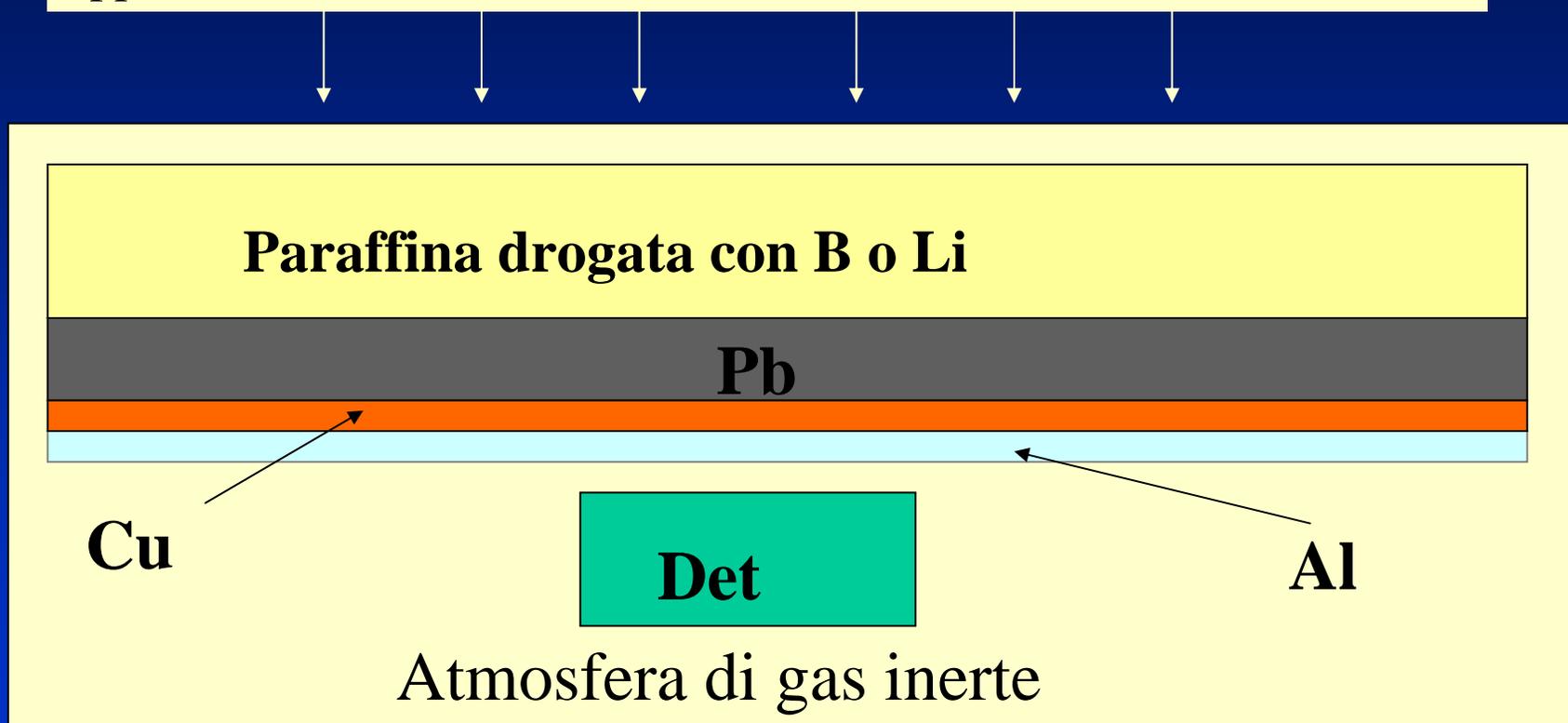
Lo spettro di fondo deve quindi essere misurato e sottratto a quello del segnale cercato

cpm/channel (=10keV)



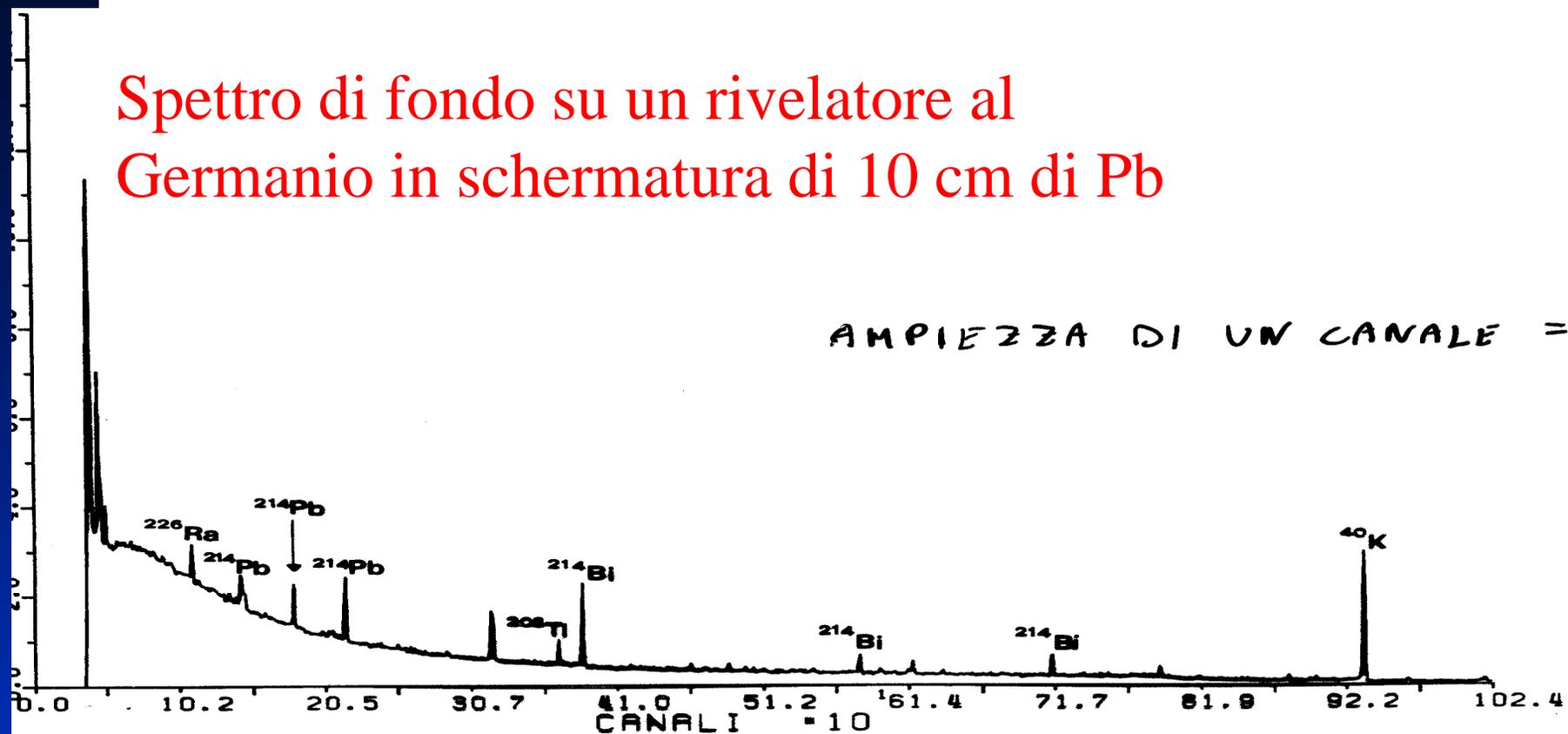
Schermature passive

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

Spettro di fondo su un rivelatore al Germanio in schermatura di 10 cm di Pb



Più in generale...



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:

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

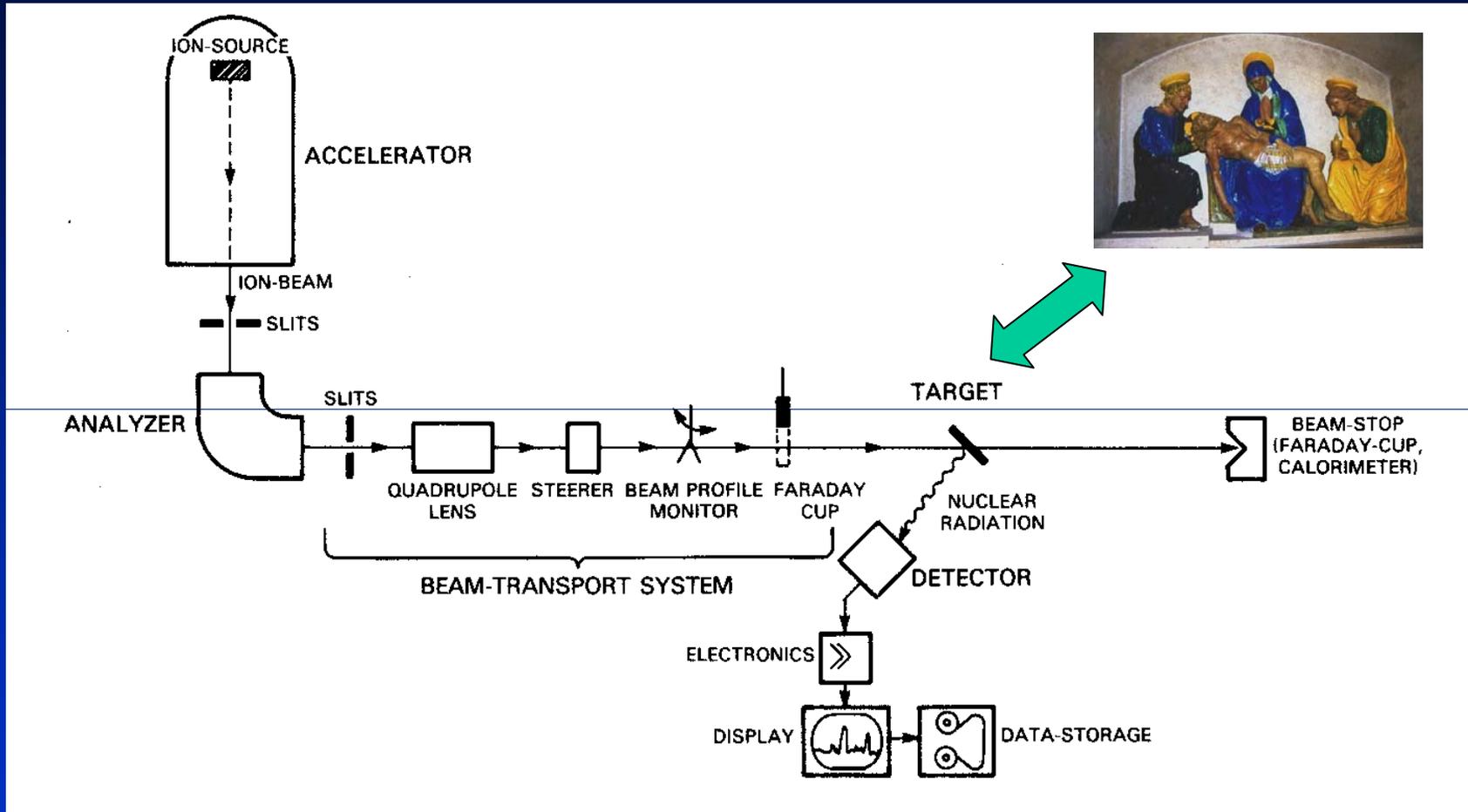
Hp : $b = \text{rate medio conteggi fondo [s}^{-1}\text{]}$

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

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

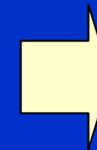
che corrisponde alla minima quantità (attività, concentrazione, etc) che produce un conteggio pari a n deviazioni standard del conteggio medio del fondo e cioè sicuramente non confondibile con una fluttuazione statistica del fondo stesso (*si dovrebbe anche tenere conto delle fluttuazioni statistiche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

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...

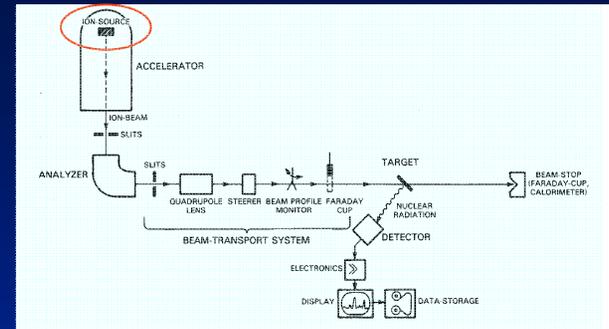
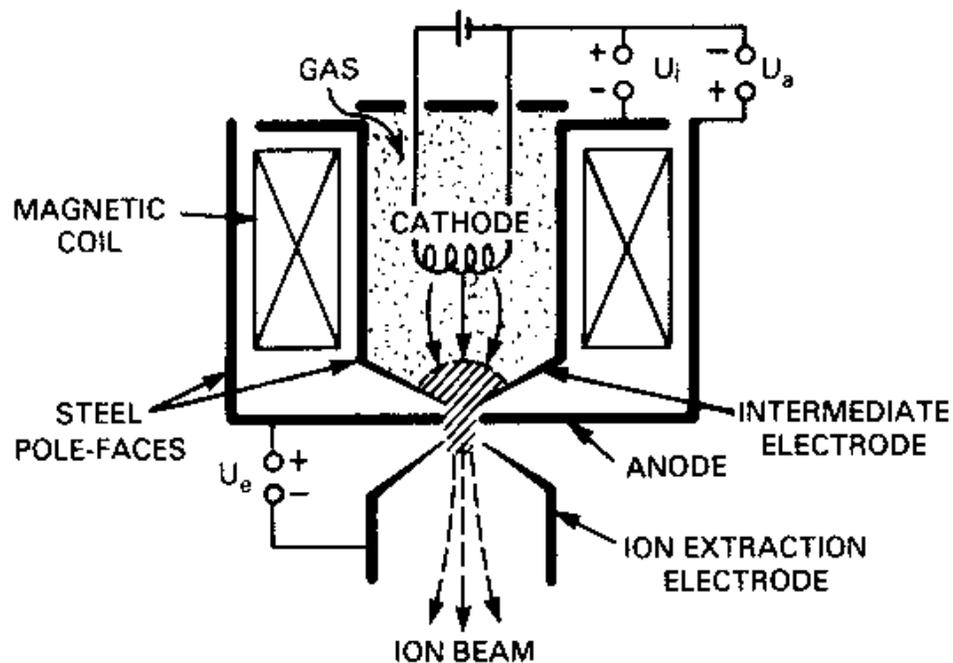
Tabella 4.1. Classificazione degli acceleratori.

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



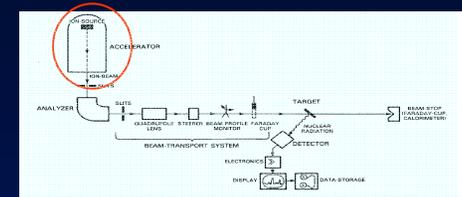
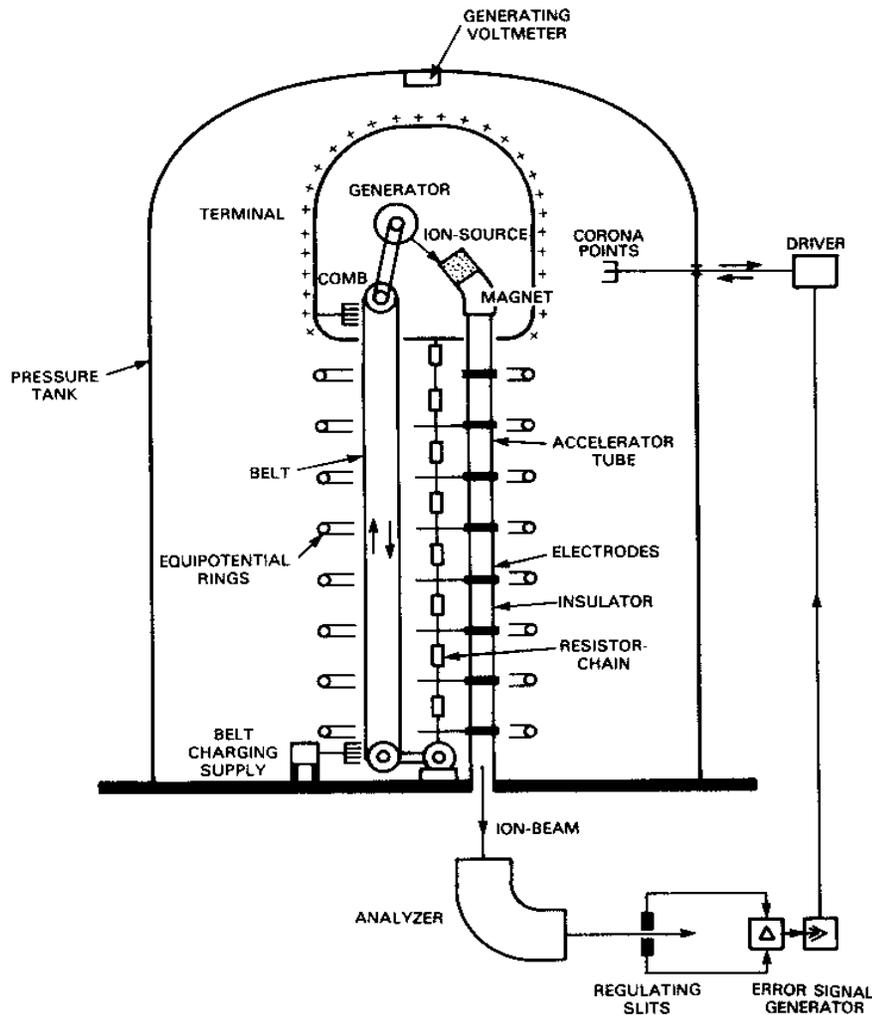
$U_a \approx 100 \text{ V}$, $P_{\text{gas}} \approx 10 \text{ mbar}$, $U_{\text{ext}} \approx 10 - 50 \text{ kV}$

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

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

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

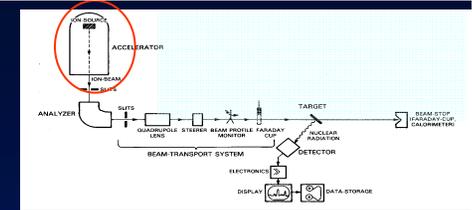
$$I_{\text{belt}} = I_{\text{beam}} + I_{\text{isol}} + I_{\text{cor}} + I_{\text{res}} \quad \rightarrow \quad I_{\text{beam}} \leq I_{\text{belt}} \approx 1 \text{ mA}$$

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

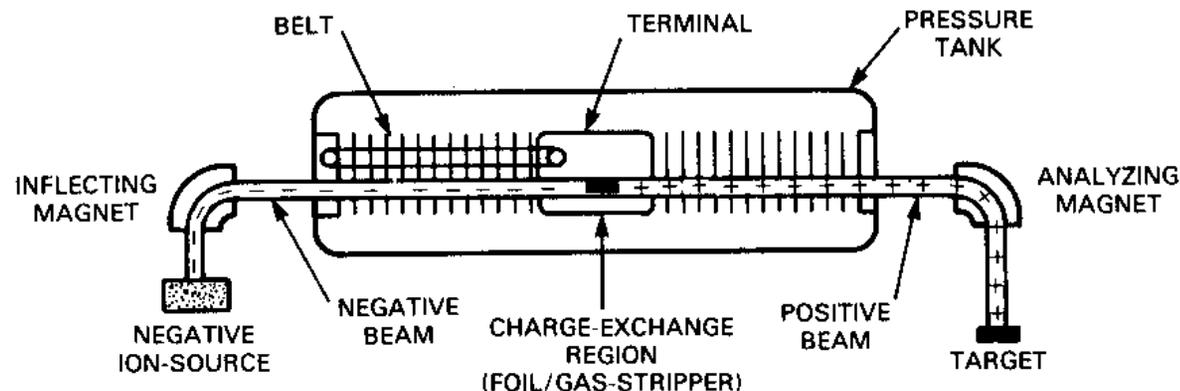


E' ancora un Van de Graaf, ma lo ione può acquistare energia almeno doppia in quanto la differenza di potenziale realizzata viene sfruttata due volte. Nel tandem la sorgente cede (anziché togliere) elettroni agli atomi del fascio, che partono quindi con una carica netta negativa e sono accelerati verso 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.

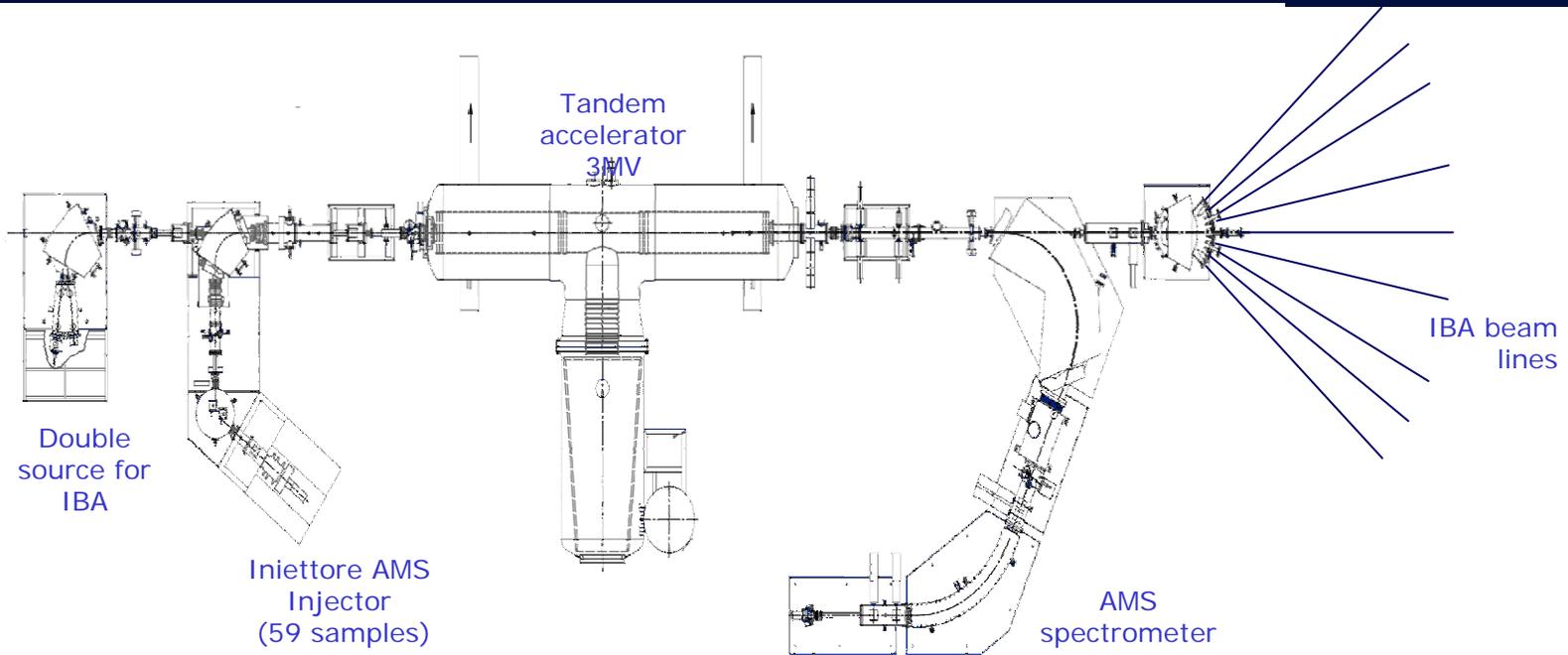
$$E_{\text{beam}} = V_{\text{term}}(1+q), \text{ } q \text{ carica dello ione negativo prodotto dalla sorgente}$$

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

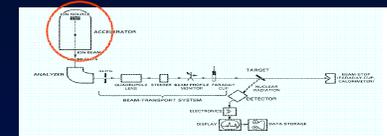
(a) TANDEM-ACCELERATOR



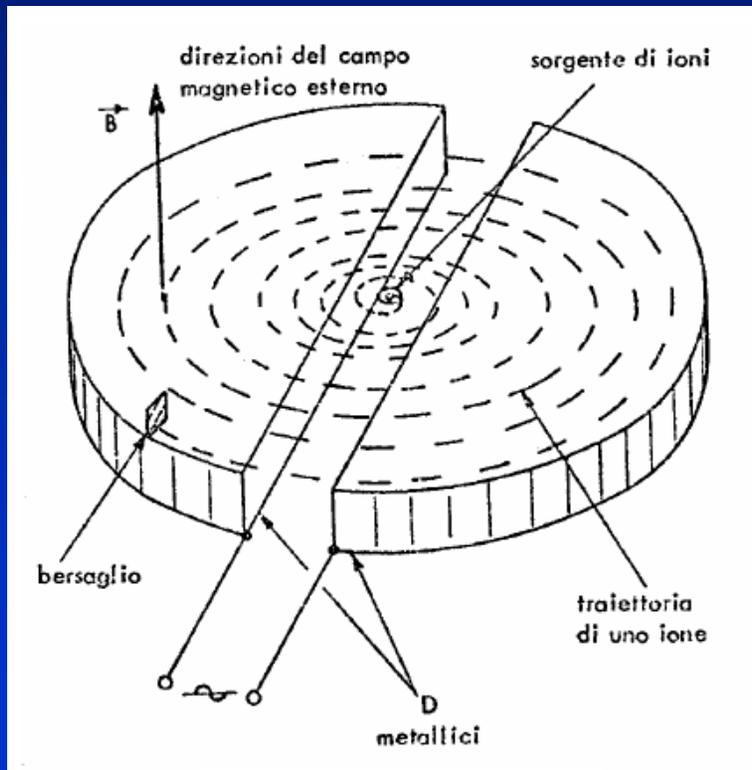
INFN Firenze: IBA e AMS



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.



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

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

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

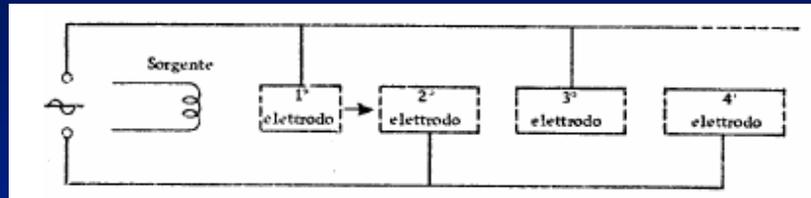
La frequenza f , dell'ordine di qualche MHz, si chiama "frequenza di ciclotrone". Per ottenere una accelerazione, ad ogni giro gli ioni devono presentarsi tra le due "D" in fase con la differenza di potenziale applicata, ossia il tempo richiesto da uno ione per percorrere mezza circonferenza deve essere 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 $L = s = cT/2$.