#### FISICA DELLE RADIAZIONI IONIZZANTI

# Rivelatori e catene spettrometriche Dosimetri Acceleratori di ioni a bassa energia

# http://www.ge.infn.it/~prati

# **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

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

U. Amaldi, Fisica delle Radiazioni, Boringhieri, (CSB di Scienze MFN)

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

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

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

### **RIVELATORI DI «PARTICELLE»**

Un rivelatore di particelle/ioni/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, coppie elettrone-ione: in un rivelatore queste coppie, in un tempo finito, vengono raccolte per formare un impulso di corrente:



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

# **INTEGRAZIONE DEL SEGNALE**

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

1 Individuare la presenza del segnale (contare gli impulsi)

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





#### FORMAZIONE FINALE DEL SEGNALE

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





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

E= a\*CH +b



#### **CONVERSION GAIN**

Quando possibile, la scelta del numero di canali, che dipende dal numero 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  $\rightarrow$  FWHM = 4 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 definisce il "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 più del tempo morto, non viene registrato. E' importante conoscere il tempo morto per poter correggere il tasso di conteggio.





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

$$R_{m} = tasso \text{ di conteggio misurato} = \frac{N_{\text{m}}}{T_{\text{mis}}}[\text{s}^{-1}]$$

$$\Rightarrow R_{v} = R_{m} + R_{v}(R_{m}\tau) \Rightarrow R_{v} = \frac{R_{m}}{1 - R_{m}\tau}$$

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 <u>sempre</u> necessario cercare condizioni sperimentali in cui la correzione sia piccola (rule of thumb ~ 10%)

### **RISOLUZIONE ENERGETICA**

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 uno spettro teorico monocromatico (delta) in una distribuzione 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

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

che per  $\mu$  abbastanza grande (~  $\mu$  > 10<sup>3</sup>) tende ad una gaussiana

#### **RISOLUZIONE ENERGETICA**

In un rivelatore, ad ogni evento, ho una produzione media di <N> coppie elettroneione, dove <N> =  $E_{ced}/\epsilon$ . La costante  $\epsilon$  corrisponde alla E media per creare una coppia e<sup>-</sup> – ione all'interno del rivelatore

Il fenomeno segue la statistica di Poisson (eventi rari): ad ogni evento N sarà distribuito intorno al valor medio con una  $SD = \sigma = \sqrt{< N >}$  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<sub>ced</sub>=cost:

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

In realtà R > R<sub>th</sub> (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  $\gamma$ :



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  $\gamma$  iniziale.



# **EFFICIENZA DI RIVELAZIONE**



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

Si definisce efficienza di rivelazione =  $\eta$ 



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

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

# ANGOLO SOLIDO

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





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

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



#### Quindi:



#### se l'emissione è isotropa,

e:

 $\theta_{\rm max}$ 



N<sub>s</sub> = 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<sup>-</sup>- ione prodotte vengono convogliate sulle armature da un campo elettrico costante.



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

con  $\mu$  = mobilità  $\approx$  <u>costante</u> : 1 - 1.5 10<sup>-4</sup> m<sup>2</sup> atm V<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>

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

#### RIVELATORI A GAS 2

#### Per E<sub>ced</sub> = costante !!



Applied voltage

# RIVELATORI A GAS 3

**TABLE 5-1** Values of the Energy Dissipation per Ion Pair (the *W*-Value) for Different Gases<sup>a</sup>

ar Haise	W-Value (eV/ion pair)			
Gas	Fast Electrons	Alpha Particles		
A	26.4	26.3		
He	41.3	42.7		
Ha	36.5	36.4		
N <sub>2</sub>	34.8	36.4		
Air	33.8	35.1		
0.	30.8	32.2		
CH	27.3	29.1		

ments, Washington, DC, 1979.

L'energia media per creare una coppia e<sup>-</sup> - 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  $E_g = 200 \text{ keV} \rightarrow R_{aria} \sim 30 \text{ cm}$ ; con d ~ 10 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 << R<sub>secondari</sub>) 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 > R<sub>secondari</sub>) allora di 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<sup>-3</sup> 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)



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



(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  $\alpha$  e  $\beta$  sono accompagnati da emissione di radiazione  $\gamma$  (monocromatica e caratteristica del nucleo figlio prodotto)
- 2. La radiazione  $\gamma$  è molto penetrante quindi, anche in presenza di campioni di grosso volume, riesce a raggiungere il rivelatore senza eccessive attenuazioni
- 3. Anche le particelle  $\alpha$  sono monocromatiche ma hanno range talmente brevi nella materia che la loro spettroscopia è possibile solo sotto vuoto
- 4. Le particelle  $\beta$  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 end-point dei tre spettri è quasi impossibile... ma se i decadimenti  $\beta$  sono accompagnati da emissioni  $\gamma$  queste restano, solitamente, separate e distinguibili

# STRATEGIA DI MISURA 3

# Quindi:

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

La misura diretta della radiazione  $\alpha$  e/o  $\beta$  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 $\gamma$



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<sub>2</sub> (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  $\gamma$  complessi. Il criostato di isolamento ne impedisce invece l'uso per la rivelazione di particelle cariche

#### FWHM $\approx$ 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 ≈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 FWHM differenti.

# RIVELATORI AL GERMANIO: RISOLUZIONE ENERGETICA

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

Per un rivelatore al Germanio:

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

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

(produzione delle cariche)

 $W_x \propto E \; e \; HV$ 

(raccolta delle cariche)

 $W_E \propto r.m.s.$  noise

(rumore 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



Volume (ml)	$450 \pm 2$	$1000 \pm 2$
$H_1(mm)$	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<sub>y</sub>



**Figure 12-28** Measured intrinsic full-energy peak efficiency for a coaxial  $38 \text{ cm}^3$  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.<sup>70</sup>)

Frequentemente la  $\eta_i$  di un germanio è espressa in rapporto a quella di un Nal 3" x 3" all'energia del primo  $\gamma$  del <sup>60</sup>Co (1.17 MeV)  $\rightarrow$  oggi si arriva a  $\eta_{imax} \approx$ **140%.** 

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

Fit con 6 e 8 parametri:

indistinguibili

#### RIVELATORI AL GERMANIO: EFFETTI DI SUMMING



 $L'^{152}$ Eu ha uno schema di decadimento complesso con molte «righe»  $\gamma$  e quindi è un isotopo ideale per calibrare in energia il rivelatore ma perché al curva di efficienza, misurata con una sorgente posta 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:

- Si possono valutare gli effetti di summing eseguendo misure con la sorgente a diverse distanze dal rivelatore
- 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  $E_{\gamma}$ .

Nuclide	Gamma-ray energy (keV)	Nuclide type <sup>a</sup>	Standard available <sup>b</sup>	Data in Appendix B
<sup>7</sup> Be	477.6	S	Y	
<sup>40</sup> K	1460.8	S	(Y)	
<sup>42</sup> K	1524.6	М	Y	
<sup>51</sup> Cr	320.08	SX	Ŷ	Y
<sup>54</sup> Mn	834.84	SX	Ŷ	Ŷ
<sup>57</sup> Co	122.06, 136.47	MX	Ŷ	Ŷ
<sup>64</sup> Cu	1345.8	SX	Ŷ	
<sup>65</sup> Zn	1115.5	SX	Ŷ	Y
<sup>95</sup> Zr	724.2. 756.7	M		
<sup>95</sup> Nb	765.81	S	Y	Y
<sup>103</sup> Ru	497.1	S	•	1
<sup>109</sup> Cd	88.03	SX	Y	V
<sup>113</sup> Sn	391.70	MX	Ŷ	v
<sup>131</sup> I	364.5. 637.0	M	Y	1
<sup>137</sup> Cs	661.66	S	v	V
<sup>139</sup> Ce	165.86	S	Ŷ	v
<sup>141</sup> Ce	145.4	S	v	1
<sup>144</sup> Ce	133.5	M	Y	
198 Au	411.80	M	v	
203 Hg	279.20	S	v	V
210 Ph	46 5	5	1	I
<sup>241</sup> Am	59 54	M	v	V

Radionuclides suitable for close geometry efficiency calibrations

<sup>4</sup> S indicates a nuclide emitting a single gamma-ray, M indicates a nuclide for which the gammaray 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.

Standards for these nuclides are available from NPL.

# RIVELATORI AL GERMANIO: FORMA DELLO SPETTRO

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

 $E_{\gamma 1}$ =1.368 MeV  $E_{\gamma 2}$ = 2.753 MeV



#### L'INCIDENTE DI FUKUSHIMA

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







$$\sum_{g_{2}}^{235}U + n = \sum_{54}^{140}Xe + \sum_{38}^{94}Sr + 2n$$

$$\xrightarrow{140}_{54}Xe \xrightarrow{\beta_{-}} \sum_{55}^{140}Cs \xrightarrow{\beta_{-}} \sum_{56}^{140}Ba \xrightarrow{\beta_{-}} \sum_{57}^{140}La \xrightarrow{\beta_{-}} \sum_{58}^{140}Ce$$

$$\xrightarrow{94}_{38}Sr \xrightarrow{\beta_{-}} \sum_{39}^{94}Y \xrightarrow{\beta_{-}} \sum_{40}^{94}Zr$$

<sup>130</sup>Te + n  $\rightarrow$  <sup>131</sup>Te $\rightarrow$ <sup>131</sup>I +  $\beta$  +  $\acute{\upsilon}$ <sup>134</sup>Cs, <sup>137</sup>Cs : prodotti di fissione
# **FUKUSHIMA**

<u>Metodo</u>: raccolta di Particolato Atmosferico (PTS, PM10) su filtro e successiva analisi in spettrometria  $\gamma$  con rivelatore HPGe.



Pompa, controllo del  $\phi$ 

Campione NG8, raccolto a Milano dall'1 al 4 aprile 2011. 2124 m<sup>3</sup> 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 radioattiva 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 10<sup>6</sup> anni: poiché si ritiene che tutte questa serie radioattive si siano formate contemporaneamente all'atto della formazione della terra, cioè circa 5 10<sup>9</sup> anni fa, si comprende perché sia ormai ampiamente «estinto».

# LA SERIE DELL'URANIO

	Radioactive species	Nuclide	Type of disinte- gration	Half-life	Disinte- gration constant, sec <sup>-1</sup>	Particle energy, Mev	
	Uranium I (UI) Uranium X <sub>1</sub> (UX <sub>1</sub> ) Uranium X <sub>2</sub> (UX <sub>2</sub> ) Uranium Z (UZ)	92U238 90Th234 91Pa234 91Pa234	а В В В	4.50 × 10° y 24.1 d 1.18 m 6.7 h	$\begin{array}{c} 4.88 \times 10^{-18} \\ 3.33 \times 10^{-7} \\ 9.77 \times 10^{-3} \\ 2.88 \times 10^{-5} \end{array}$	4.20 0.19 2.32 1.13	
<sup>222</sup> Rn:	Uranium II (UII) Ionium (Io) Radium (Ra) Ba Emanation (Rn)	92U234 90Th230 88Ra226	а а а	$2.50 \times 10^{\circ} \text{ y}$ $8.0 \times 10^{\circ} \text{ y}$ 1620  y 3.82  d	$8.80 \times 10^{-14}$ 2.75 × 10 <sup>-13</sup> 1.36 × 10 <sup>-11</sup> 2.10 × 10 <sup>-6</sup>	4.768 4.68 m 4.777 m 5.486	
gassusu	Radium A (RaA) Badium B (BaB)	84Po <sup>218</sup>	α,β	3.05 m 26.8 m	$3.78 \times 10^{-3}$ $4.31 \times 10^{-4}$	α:5.998 β:? 0.7	
	Astatine-218 (At <sup>218</sup> ) Radium C (RaC)	85At218 83Bi214	α α,β	1.5–2.0 s 19.7 m	0.4 5.86 × 10 <sup>-4</sup>	6.63 α:5.51 m β:3.17	
	Radium C' (RaC') Radium C'' (RaC'') Radium D (RaD)	84P0 <sup>214</sup> 81Tl <sup>210</sup> 82Pb <sup>210</sup>	а В В	$1.64 \times 10^{-4}$ s 1.32 m 19.4 y	$4.23 \times 10^{3}$ $8.75 \times 10^{-4}$ $1.13 \times 10^{-9}$	7.683 1.9 0.017	
	Radium E (RaE) Radium F (RaF) Thallium-206 (Tl <sup>206</sup> )	83Bi210 84Po210 81Tl206	β α β	5.0 d 138.3 d 4.2 m	$1.60 \times 10^{-6}$ $5.80 \times 10^{-8}$ $2.75 \times 10^{-3}$	1.155 5.300 1.51	
i	Radium G (RaG)	82PD206	Stable	234	Impa		ł
	238υ α 4.19	234	80.			37	
	4.41 x 10 <sup>9</sup> y	<b></b>			Ра6.66	h	$\frac{\alpha 4.77, 4.77}{2.5 \times 10^5}$
271 5 5 3	α 5.49 α 5.49 3.8 d α 2.03% 218 <sub>At</sub>	<sup>222</sup> Ro 👞	<u>a 4.78</u> 162	8. <u>4.59</u> 226 <sub>р</sub> 0 у	a <u>4.68, 4</u> 8 x 10 <sup>4</sup>	62 Y	230 Th
214	<sup>β</sup> β 0.65 26.8 m	214 <sub>Bi</sub>	0.04%	β 1.65, 3 19.7 m	.17	·	214 <sub>Po</sub>
	8155 20GTE			2.7 m 210 <sub>TI</sub>	B 1.8		α7.68 1.64 μs
204 \$14	$^{6}Pb$ A.23 $\alpha$ 5.30 70.3 while 140 d	* 210 <sub>Po</sub> +	β1. 5.0	16 210 <sub>Bi</sub>	β 0.01 22 γ	7	+ 210 <sub>Ph</sub>

THE URANIUM SERIES

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

Radioactive species	Nuclide	Type of disinte- gration	Half-life	Disinte- gration constant, sec <sup>-1</sup>	Particle energy, Mev	
Actinouranium (AcU)	92U235	α	$7.10 \times 10^{8} \mathrm{y}$	$3.09 \times 10^{-17}$	4.559 m	
Uranium Y (UY)	90Th231	ß	25.6 h	$7.51 \times 10^{-6}$	0.30	
Protoactinium (Pa)	91Pa <sup>231</sup>	a	$3.43 \times 10^4$ y	$6.40 \times 10^{-13}$	5.046 m	
Actinium (Ac)	89Ac <sup>227</sup>	α,β	21.6 y	$1.02 \times 10^{-9}$	a:4.94	
		-	_		β:0.046	
Radioactinium(RdAc)	90Th227	α	18.17 d	$4.41 \times 10^{-7}$	6.03 m	
Actinium K (AcK)	87Fr <sup>223</sup>	α, β	22 m	$5.25 \times 10^{-4}$	β:1.2	
					a:5.34	
Actinium X (AcX)	88Ra <sup>223</sup>	α	11.68 d	$6.87 \times 10^{-7}$	5.864	
Astatine-219	85At <sup>219</sup>	α,β	0.9 m	$1.26  imes 10^{-2}$	$\alpha: 6.27$	
Ac Emanation (An)	86Em <sup>219</sup>	a	3.92 s	0.177	6.810 m	
Bismuth-215	83Bi <sup>215</sup>	α,β¯	8 m	$1.44  imes 10^{-3}$	?	
Actinium A (AcA)	84Po <sup>215</sup>	α, β	$1.83  imes 10^{-3}$ s	$3.79  imes 10^2$	$\alpha:7.37$	
Actinium B (AcB)	82Pb <sup>211</sup>	ß	36.1 m	$3.20 \times 10^{-4}$	1.39	
Astatine-215	85At <sup>215</sup>	a	10 <sup>-4</sup> s	$7 \times 10^{2}$	8.00	
Actinium C (AcC)	83Bi211	α,β	<b>2.15 m</b>	$5.28 imes10^{-3}$	$\alpha$ :6.617 m	
Actinium C' (AcC')	84Po <sup>211</sup>	α	0.52 s	1.33	7.442 m	
Actinium C'' (AcC'')	81Tl207	β	4.79 m	$2.41 \times 10^{-3}$	1.44	
Actinium D (AcD)	82Pb207	Stable				

### THE ACTINIUM SERIES



# LA SERIE DEL TORIO

Radioactive species	Nuclide	Type of disinte- gration	Half-life	Disinte- gration constant, sec <sup>-1</sup>	Particle energy, Mev
Thorium (Th)	90Th232	a	$1.39 \times 10^{10}  y$	$1.58 \times 10^{-18}$	4.007
Mesothorium1(MsTh1)	88Ra228	ß	6.7 y	$3.28 \times 10^{-9}$	0.04
Mesothorium2(MsTh2)	80Ac228	β	6.13 h	$3.14 \times 10^{-5}$	2.18
Radiothorium (RdTh)	90Th228	a	1.910 y	$1.15 \times 10^{-8}$	5.423 m
Thorium X (ThX)	88Ra224	α	3.64 d	$2.20  imes 10^{-6}$	5.681 m
Th Emanation (Tn)	86Em220	α	51.5 s	$1.34 \times 10^{-2}$	6.280
Thorium A (ThA)	84Po216	α,β	0.16 s	4.33	6.774
Thorium B (ThB)	82Pb212	β	10.6 h	$1.82 \times 10^{-5}$	0.58
Astatine-216 (At <sup>216</sup> )	85At216	α	3 × 10 <sup>-4</sup> s	$2.3 \times 10^{3}$	7.79
Thorium C (ThC)	83Bi212	α,β	60.5 m	$1.91 \times 10^{-4}$	a:6.086 m
					β:2.25
Thorium C' (ThC')	84Po212	a	$3.0 \times 10^{-7}$ s	$2.31 \times 10^{6}$	8.780
Thorium C" (ThC")	81Tl208	ß	3.10 m	$3.73 \times 10^{-3}$	1.79
Thorium D (ThD)	82Pb208	Stable			

### THE THORIUM SERIES



# ALTRI ISOTOPI NATURALI CON $\tau > 10^9$ Y

Radionuclide	Half-Life	Isotopic Abundance	Elemental Abundance in Crustal Rock	Concentration in Crustal Rock	
	(years)	(percent)	(ppm)	(pCi/g)	
Potassium-40	$1.26 \times 10^{\circ}$ ·	0.0118	$2.09  imes 10^4$	17	
Vanadium 50	$6 \times 10^{16}$	0.25	135	4 × 10-7	
Rubidium 87	$4.8 \times 10^{10}$	27.85	90	2	
Cadmium-113	$>1.3 \times 10^{15}$	12.26	0.2	$<6 \times 10^{-8}$	
Indium-115	$6 \times 10^{14}$	95.77	0.1	$5 \times 10^{-7}$	
Tellurium-123	$1.2 \times 10^{13}$	0.87	0.002*	$4 \times 10^{-9}$	
Lanthanum-138	$1.12 \times 10^{11}$	0.089	30	$6 \times 10^{-4}$	
Cerium-142	$>5 \times 10^{16}$	11.07	60	<3 × 10-7	
Neodymium-144	$1.4 \times 10^{15}$	23.87	28	$7 \times 10^{-8}$	
Samarium-147	$1.05 \times 10^{11}$	15.07	6.0	0.02	
Gadolinium-152	$1.1 \times 10^{14}$	0.20	5.4	$2 \times 10^{-7}$	
Hafnium-174	$2.0 \times 10^{16}$	0.163	3	5 × 10-*	
Lutecium-176	$2.2\times10^{10}$	2.60	0.50	0.001	
Rhenium-187	$4.3 \times 10^{10}$	62.93	0.001-	$3 \times 10^{-5}$	
Platinum-190	$6.9 \times 10^{11}$	0.0127	0.005*	$2 \times 10^{-1}$	
Platinum-192	$1 \times 10^{15}$	0.78	0.005*	7 × 10-•	
Bismuth-209	$>2\times10^{16}$	100	0.17	$<1 \times 10^{-10}$	

### TABLE 12-Non-series primordial radionuclides

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

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

Radionuclide	Half-Life for Decay	Half-Life for Spontaneo Fission			
	(years)	(years)			
Th-230	$8.0 \times 10^4$	$\geq 1.5 \times 10^{17}$			
Th-232	$1.41 \times 10^{10}$	$>1 \times 10^{21}$			
Pa-231	$3.25 \times 10^4$	$1.1 \times 10^{16}$			
U-234	$2.47 \times 10^{6}$	$2  imes 10^{16}$			
U-235	$7.1 \times 10^{6}$	$1.9 \times 10^{17}$			
<b>U-238</b>	$4.51 \times 10^{\circ}$	$6.5 \times 10^{15}$			

decadimento β-

 $E_{\gamma} = 1460 \text{ keV}$ 

\* 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<sup>11</sup> GeV (cioè 10<sup>20</sup> eV, ossia 10 Joule !), ma sono stati osservati raggi cosmici con energia di 10<sup>12</sup> e 10<sup>13</sup> GeV. La potenza totale posseduta dai raggi cosmici nella nostra galassia è nell'ordine di 10<sup>49</sup> erg/anno = 10<sup>52</sup> GeV/anno (10<sup>35</sup> Watt/anno).



# **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,  $\lambda_{I} = 3 \cdot 10^{-6}$  cm), generalmente decadono in due  $\gamma$  che poi producono cascate elettromagnetiche. I pioni carichi che non interagiscono con la materia decadono trasformandosi in muoni  $\mu$  con un tempo di dimezzamento pari a  $10^{-8}$  sec:  $\pi \pm \rightarrow \mu \pm + \nu$  ( $\tau = 10^{-8}$  s,  $\lambda_{I} = 7.8$  m).

# **RAGGI COSMICI SECONDARI**

I  $\mu$  non interagiscono con la materia nucleare, hanno una massa di 105.7 MeV ed un tempo di dimezzamento di 10<sup>-6</sup> 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:

 $\mu \pm \rightarrow e \pm + \nu_e + \nu_\mu$ 

il decadimento avviene con più alta probabilità (anzi quasi esclusivamente) quando ha perso tutta la sua energia cinetica e si è arrestato. I  $\mu$  sono al «minimo di ionizzazione»  $\rightarrow$  dE/dx  $\approx$  2MeV/cm<sup>2</sup> g

			Atm. Depth (g/cm <sup>2</sup> )	Altitude* (km)	Muons	Electrons	Protons	Charged Pions	Neutron#
			20	26.7	$2.11 \times 10^{-3}$	4.33	$7.12 \times 10^{-1}$	1.74 × 10 <sup>-3</sup>	8.02
Z			50	20.8	$6.64  imes 10^{-3}$	5.07	$6.30  imes 10^{-1}$	$4.78 \times 10^{-3}$	$1.09 \times 10$
-			100	16.3	$1.01 \times 10^{-1}$	3.94	$4.56 \times 10^{-1}$	$6.88 \times 10^{-3}$	$1.06 \times 10$
			150	13.7	$1.13 \times 10^{-1}$	2.74	$3.21 \times 10^{-1}$	$6.92  imes 10^{-3}$	7.91
	Ku mes		200	11.9	$1.11 \times 10^{-1}$	1.82	$2.21 \times 10^{-1}$	$5.93 \times 10^{-3}$	5.86
1			250	10.5	$1.03 \times 10^{-1}$	1.19	$1.49 \times 10^{-1}$	$4.70 \times 10^{-3}$	4.19
2	2-111	Everest	300	9.31	$9.34 \times 10^{-3}$	$7.71 \times 10^{-1}$	$1.00 \times 10^{-1}$	$3.60 \times 10^{-3}$	2.94
			350	8.26	$8.33  imes 10^{-3}$	$4.00 \times 10^{-1}$	$6.67 \times 10^{-3}$	$2.68 \times 10^{-3}$	2.04
			400	7.33	$7.16 \times 10^{-3}$	$3.19 \times 10^{-1}$	$4.40 \times 10^{-3}$	$1.89 \times 10^{-3}$	1.38
	2		450	6.50	$6.31 \times 10^{-3}$	$2.08 \times 10^{-1}$	$2.90 \times 10^{-3}$	$1.34 \times 10^{-3}$	$9.33 \times 10^{-1}$
		NI.Bianco	500	5.73	$5.56 \times 10^{-2}$	$1.36 \times 10^{-1}$	$1.90 \times 10^{-1}$	$9.46 \times 10^{-4}$	$6.27 \times 10^{-1}$
	En.		550	5 02	$4.92 \times 10^{-2}$	$9.04 \times 10^{-3}$	$1.24 \times 10^{-1}$	$6.57 \times 10^{-4}$	$4.18 \times 10^{-1}$
			600	4 35	$4 31 \times 10^{-2}$	$5.89 \times 10^{-1}$	$8.10 \times 10^{-3}$	$4.46 \times 10^{-4}$	$2.75 \times 10^{-1}$
			650	3 75	3 84 × 10-2	$4.00 \times 10^{-3}$	6 23 × 10-4	$3.04 \times 10^{-4}$	$1.81 \times 10^{-1}$
	_		700	3 17	$3 44 \times 10^{-1}$	$2.77 \times 10^{-2}$	$3 35 \times 10^{-3}$	$2.05 \times 10^{-4}$	$1.19 \times 10^{-1}$
			750	9 69	$3 10 \times 10^{-3}$	$1 05 \times 10^{-3}$	$2 13 \times 10^{-1}$	$1.38 \times 10^{-4}$	7 72 × 10-3
			800	2.02	$2 81 \times 10^{-1}$	$1.33 \times 10^{-1}$	$1 26 \times 10^{-1}$	$9.22 \times 10^{-1}$	5 02 \ 10-2
			800	2.10				$3.22 \times 10$	$3.02 \times 10^{-3}$
			850	1.62	2.50 × 10-			$0.14 \times 10^{-1}$	$3.23 \times 10^{-1}$
		Cooloural	900	1.15	$2.34 \times 10^{-1}$	$8.07 \times 10^{-3}$	5.55 × 10-4	$4.07 \times 10^{-1}$	
		Sea level	950	0.71	$2.15 \times 10^{-1}$	$0.36 \times 10^{-3}$	$3.56 \times 10^{-4}$	2.69 × 10-	$1.35 \times 10^{-1}$
			1033	<u>U.00</u>	$1.90 \times 10^{-2}$	<u>4.55 × 10-3</u>	$1.71 \times 10^{-4}$	$1.34 \times 10^{-1}$	0.40 X 10 *
				-	-	-	-		

TABLE 1—The composition of cosmic rays (cm<sup>3</sup>·s)<sup>-1</sup> near solar maximum at δ4° North geomagnetic latitude in terms of flux density versus atmospheric depth

\* 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  $\gamma$  in cascata da uno stesso isotopo con un meccanismo concettualmente analogo a quello del summing. I rivelatori di anti-coincidenza sono solitamente scintillatori inorganici (Nal, 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, <u>in media</u>, b conteggi di fondo al secondo allora:



$$MDL = n \frac{\sqrt{b}}{\eta \sqrt{T_{mis}}}$$
  
: b = rate medio conteggi fondo

*Hp* : *b* = *rate* medio *conteggi fondo* [s<sup>-1</sup>] *rate* eventi = S  $\Rightarrow$  rate conteggi =  $\eta$ S quindi MDL  $\rightarrow \eta S_{\min} T_{\min} = n \sigma_B = n \sqrt{b T_{\min}}$ 

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<sub>c</sub> = conteggio minimo, dopo la misura, attribuibile con un certo livello di confidenza, alla presenza di un segnale oltre al fondo

L<sub>D</sub> = conteggio minimo, prima della misura, che 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 particolati materiali produce il fenomeno della scintillazione che può essere sfruttato per rivelare, appunto, la radiazione.

Lo <u>scintillatore ideale</u> è un materiale in cui l'interazione con radiazione ionizzante 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 (n ~1.5)

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

Una classe di scintillatori molto usati è quella degli scintillatori organici costituiti da catene di molecole tipo benzene (CH<sub>6</sub>). Gli elettroni secondari radiazioni prodotti dalle ionizzanti livelli molecolari eccitano i del materiale che si diseccitano, emettendo fotoni ottici (i.e. : con  $\lambda$  nel visibile), <u>in pochi ns</u>.



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

## $\eta_s$ = luce emessa/ energia ceduta

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





TAB	LE 8-1 F	Properties of	Some Co	ommerciall	y Availabl	le Organic	Scintillato	ors		$\bigcap$	ρ	e Z basse –
	Scintillator	Туре	Density (g/cm)	Refractive Index	Melting, Softening or Boiling Point (°)	Light Output, % An- thracene <sup>a</sup>	Decay Constant Main Com- ponent (ns)	Wave- length of Maximum Emission (nm)	Content of Loading Element (% by wt.)	Number of H Atoms/ Number of C Atoms	Rrincipal Applications <sup>b</sup>	assa η <mark>per</mark> i γ
Crystal	Anthracene Stilbene	Crystal Crystal	1.25 1.16	1.62 1.626	217 125	- 100 50	30 4.5	447 410		0.715 0.858	$\gamma$ , $\alpha$ , $\beta$ fast neutrons Fast neutrons (PSD), $\gamma$ , $\alpha$	etc.
Plastic	NE 102 NE 105 NE 110 NE 111 NE 113 NE 115 NE 140 Pilot B Pilot F Pilot U Pilot Y	Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic	$1.032 \\ 1.037 \\ 1.032 \\ 1.03$	$     1.581 \\     1.58 \\     1.5$	75 75 75 75 75 75 75 75 75 75 75 75	65 46 60 55 60 35 58 68 64 67 60	$\begin{array}{c} 2.4 \\ \sim 2.4 \\ 3.3 \\ 1.7 \\ 3.3 \\ 225 \\ \sim 2 \\ 1.8 \\ 2.1 \\ 1.36 \\ 3.1 \end{array}$	423 423 434 375 434 385 425 408 425 391 432	Sn 5%	1.104 1.104 1.096 1.108 1.100 1.104 1.100 1.102	$\gamma$ , $\alpha$ , $\beta$ , fast n dosimetry $\gamma$ , $\alpha$ , $\beta$ , fast neutrons, etc Ultrafast timing Solvent bondable Long decay time Fast counting Fast neutrons, protons, et Ultrafast timing Fast neutrons, protons, et Large-area applications	c. electrons electrons,
Liquid	NE 213 NE 216 NE 220 NE 221	Liquid Liquid Liquid Gel	0.874 0.885 1.036 1.08	1.508 1.523 1.442 1.442	141 141 104 104	78 78 65 55	3.7 3.5 3.8 4	425 425 425 425		1.213 1.171 1.669 1.669	Fast neutrons (PSD) $\alpha, \beta$ (internal counting) $\alpha, \beta$ (internal, aqueous sa $\alpha, \beta$ (internal counting)	ample)
	NE 224 NE 226 NE 228 NE 230	Liquid Liquid Liquid Deuterated	0.877 1.61 0.735 0.945	1.505 1.38 1.403 1.50	169 80 99 81	80 20 45 60	2.6 3.3 3.0	425 430 385 425	D 14.2%	1.330 0 2.00 0.984	γ, fast neutrons γ, insensitive to neutrons Neutrons (D/C) special application	s ≈ 100 eV
	NE 231 NE 232	Liquid Deuterated liquid	0.88 0.89	1.50 1.43	≈ 80 81	58 60	2.8 4	425 430	D 24.5%	0.984 1.96	Special applications (D/C) special application	ons
	NE 233 NE 235A (235H)	Liquid Liquid	0.874 0.858	1.506 1.47	117 350	74 40 (50)	3.7	425 420		1.118 2.0	$\alpha$ , $\beta$ (internal counting) $\alpha$ , tast neutrons, large tar	nks
	NE 250 NE 260	Liquid	1.035	1.452	104	40	4	425		1.760	$\alpha$ , $\beta$ (internal, aqueous sa $\alpha$ , $\beta$ (internal counting)	ample)
Loaded	NE 311	B( <sup>10</sup> B) loaded	0.91	1.411	85	65	3.8	425	B 5%	1.701	Neutrons, $\beta$	Scarsa
Liquid	NE 313 NE 316 NE 323	Gd loaded Sn loaded Gd loaded	0.88 0.93 0.879	1.506 1.496 1.50	136 148.5 161	62 35 60	4.0 4.0 3.8	425 425 425	Gd 0.5% Sn 10% Gd 0.5%	1.220 1.411 1.377	Neutrons 7, X-rays Neutrons	risoluzione
<sup>a</sup> NaI(Tl)	s 230% on this	scale.	$\bigvee$	inction							/	energetica

<sup>b</sup>PSD represents neutron-gamma pulse shape discrimination.

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

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



In un plastico un elettrone con  $T_e = 1 \text{ MeV}$  ha un range < 1 cm(gli ioni hanno range ancora più brevi)

**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.<sup>26</sup>)

### Sono ottimi per rivelare neutroni

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 Propertie	s of Commor	n Inorganic Scin	tillators	Barris S		$\square$			
			Index			Total	Absolute	Relative	Allapez
	$\cap$	Wavelength	of	Principal	Pulse	Light	Scintillation	γ-Ray	
		of Maximum	Refraction	Decay	10 - 90%	Yield	Efficiency	Pulse Height	· · · ·
	Specific \	Emission (nm)	at	Constant	Rise Time	in	for Fast	with Bialkali	Buona n per I $\gamma$
Material	Gravity	$\lambda_{max}$	$\lambda_{max}$	$(\mu s)$	(µs)	Photons/MeV	Electrons	PM Tube	
NaI(Tl)	3.67	415	1.85	0.23	0.5	38000	11.3%	1.00	
CsI(II)	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 <sub>2</sub> slow component	4.89	310	1.49	0.62	3	10000	4.5	0.13	Risoluzione
BaF <sub>2</sub> fast component	4.89	220	<u> </u>	0.0006				0.03 <sup>a</sup>	
ZnS(Ag) (polycrystalline)	) 4.09	450	2.36	0.2	1 K 🛨 🖉	and the second second		1.30	intermedia tra gli
$CaF_2(Eu)$	3.19	435	1.44	0.9	4	24000	6.7	0.78	intermedia tra gri
CsF	4.11	390	1.48	0.004	—	—		0.05	ccintillatori
Li glass <sup>c</sup>	2.5	395	1.55	0.075		—	1.5	0.10	Scintillatori
For comparison, a typica	lorganic (pl	astic) scintillato	r:			\			organici ed i
NE 102A	1.03	423	1.58	0.002		10000	3.0	0.25	organier eu r
			2100	01002			0.0	0.20	rivelatori a stato
"Using UV-sensitive PM tu	be.								
Por alpha particles.	formulation /	Also san Tabla 15	1			$\checkmark$			colido
Properties vary with exact	iormutation. A	Also see Table 13.	-1.						SOIIDO

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

Gli spettri  $\gamma$  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 <sup>60</sup>Co (1.17 and 1.33 MeV gamma rays) from a 10.16 cm  $\times$  10.16 cm cylindrical NaI(TI) scintillator. The large fractional solid angle of 40% subtended by the detector enhances the sum peak intensity. (b) Spectrum from <sup>38</sup>K (2.167 MeV gamma ray plus positron annihilation photons) from a 7.62 cm  $\times$  7.62 cm NaI(TI) scintillator. The single and double escape peaks for the high-energy gamma ray are evident, as well as a backscatter peak at ~ 200 keV. (From F. Adams and R. Dams, *Applied Gamma-Ray Spectrometry*, 2nd ed. Copyright 1970 by Pergamon Press, Ltd. Used with permission.)

# CONVERSIONE LUCE $\rightarrow$ CARICA ELETTRICA



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<sub>e</sub>/N<sub>yo</sub> =  $10^9 - 10^{10}$  e N<sub>e</sub>  $\propto$  E<sub>ced</sub>





**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.)

## SPETTROMETRIA A: 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  $\mu$ m sufficienti ad assorbire completamente particelle di diverse decine di MeV. La risoluzione energetica è nell'ordine del °/... La misura va fatta in vuoto con campioni sottili e di piccole dimensioni.

Source	Half-Life	Alpha Par Energy (with Ur	ticle Kinetic ncertainty) in MeV	Percent Branching
<sup>148</sup> Gd	93 v	3.182787	+0.000024	100
<sup>232</sup> Th	$1.4 \times 10^{10} \text{ y}$	4.012	$\pm 0.005$ $\pm 0.008$	77 23
<sup>238</sup> U	$4.5  imes 10^9  ext{ y}$	4.196	$\pm 0.004$ $\pm 0.005$	77
<sup>235</sup> U	$7.1  imes 10^8  ext{ y}$	4.598 4.401 4.374 4.365 4.219	$\pm 0.002$ $\pm 0.002$ $\pm 0.002$ $\pm 0.002$ $\pm 0.002$ $\pm 0.002$	4.6 56 12 6
<sup>236</sup> U	$2.4 \times 10^7 \text{ y}$	4.494 4.445	$\pm 0.003 \pm 0.005$	74 26
<sup>230</sup> Th	$7.7 \times 10^4 \text{ y}$	4.6875 4.6210	${\scriptstyle\pm0.0015\ \pm0.0015}$	76.3 23.4
<sup>234</sup> U	$2.5 \times 10^5 \text{ y}$	4.7739 4.7220	$\pm 0.0009 \pm 0.0009$	72 28
<sup>231</sup> Pa	$3.2 \times 10^4 \text{ y}$	5.0590 5.0297 5.0141 4.9517	$\pm 0.0008 \\ \pm 0.0008 \\ \pm 0.0008 \\ \pm 0.0008 \\ \pm 0.0008$	11 20 25.4 22.8
<sup>239</sup> Pu	$2.4 \times 10^4$ y	5.1554 5.1429 5.1046	$\pm 0.0007$ $\pm 0.0008$ $\pm 0.0008$	73.3 15.1 11.5
<sup>240</sup> Pu	$6.5 \times 10^3 \text{ y}$	5.16830 5.12382	$\pm 0.00015 + 0.00023$	76 24
<sup>243</sup> Am	$7.4  imes 10^3$ y	5.2754 5.2335	$\pm 0.0010 + 0.0010$	87.4 11
<sup>210</sup> Po	138 d	5.30451	+0.00007	99 +
<sup>241</sup> Am	433 d	5.48574 5.44298	$\pm 0.00012$ + 0.00013	85.2 12.8
<sup>238</sup> Pu	88 y	5.49921 5.4565	$\pm 0.00020 + 0.0004$	71.1 28.7
<sup>244</sup> Cm	18 y	5.80496 5.762835	$\pm 0.00005 + 0.000030$	76.4 23.6
<sup>243</sup> Cm	30 y	6.067 5.992 5.7847 5.7415	$\pm 0.003$ $\pm 0.002$ $\pm 0.0009$ $\pm 0.0009$	1.5 5.7 73.2 11.5
<sup>242</sup> Cm	163 d	6.11292 6.06963	$\pm 0.00008 \pm 0.00012$	74 26
254m Es	276 d	6.4288	$\pm 0.0015$	93
<sup>253</sup> Es	20.5 d	6.63273 6.5916	$\pm 0.00005$ $\pm 0.0002$	90 6.6



Le  $T_{\alpha}$  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 accoppiano 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  $(n,\alpha)$  o  $(n,p) \rightarrow$  si rileva quindi l'impulso elettrico prodotto dal passaggio delle particelle ionizzanti emesse dalla reazione di cattura per contare il numero di neutroni incidenti

$$\begin{array}{rcl} Q \text{-value:} & & \\ ^{10}\text{B} + n & \longrightarrow \begin{cases} ^{7}\text{Li}^{*} + \alpha & 2.310 \text{ MeV} (\text{excited state, } 94\%) \\ ^{7}\text{Li} + \alpha & 2.792 \text{ MeV} (\text{ground state, } 6\%) & & \\ ^{6}\text{Li} + n & \longrightarrow & ^{3}\text{H} + \alpha & 4.78 \text{ MeV} & & \\ ^{3}\text{He} + n & \longrightarrow & ^{3}\text{H} + p & 0.764 \text{ MeV} & & \\ \end{array}$$

Contatori proporzionali <sup>3</sup>He

NB: l'<sup>3</sup>He è molto scarso e quindi molto caro $\rightarrow$  i contatori ad <sup>3</sup>He stanno scomparendo !

# SPETTROMETRIA β

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

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

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

<sup>3</sup>H: usato come marcatore di molecole in radiobiologia e presunto futuro combustibile nei reattori a fusione

<sup>14</sup>C: prodotto dai raggi cosmici in atmosfera e alla base della datazione tramite "radiocarbonio"

<sup>90</sup>Sr (in Equilibrio Secolare con <sup>90</sup>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.

II	rivelatore	di	elezior	ne	per	' la	mis	ura
de	ell'energia	di	part	ice	lle	β	è	lo
sc	intillatore	org	ganico,	e	ever	ntua	lme	nte
lic	quido nel c	caso	del <sup>3</sup>	He	e t	talvo	olta	del
14	C.							

	Scintillator	Туре	Density g/cm)	Refractive Index	Melting, Softening or Boiling Point (°)	Light Output, % An- thracene <sup>a</sup>	Decay Constant Main Com- ponent (ns)	Wave- length of Maximum Emission (nm)	Content of Loading Element (% by wt.)	Number of H Atoms/ Number of C Atoms	Trincipal Applications <sup>6</sup>
Crystal	Anthracene Stilbene	Crystal Crystal	1.25 1.16	1.62 1.626	217 125	100 50	30 4.5	447 410		0.715 0.858	$\gamma$ , α, β fast neutrons Fast neutrons (PSD), $\gamma$ , etc.
Plastic	NE 102 NE 105 NE 110 NE 111 NE 111 NE 113 NE 115 NE 140 Pilot B Pilot F Pilot U Pilot Y	Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic Plastic	1.032 1.037 1.032 1.032 1.032 1.032 1.032 1.032 1.032 1.032	1.581 1.58 1.58 1.58 1.58 1.58 1.58 1.58	75 75 75 75 75 75 75 75 75 75 75	65 46 60 55 60 35 58 68 68 64 67 60	2.4 ~ 2.4 3.3 1.7 3.3 225 ~ 2 1.8 2.1 1.36 3.1	423 423 434 375 434 385 425 408 425 391 432	Sn 5%	1.104 1.096 1.108 1.100 1.104 1.100 1.102	$\gamma_{\rm ev}$ , $\beta_{\rm s}$ fast n doilneity $\gamma_{\rm e}$ , $\beta_{\rm s}$ fast neutrons, etc. Ultrafast timing Solvent bondable Long decay time Fas counting Fas neutrons, protons, electrons Ultrafast timing Fast neutrons, protons, electrons Lance-area anolications
iquid	NE 213 NE 216 NE 220 NE 221 NE 224 NE 226 NE 228 NE 230	Liquid Liquid Gel Liquid Liquid Liquid Liquid Deuterated liquid	0.874 0.885 1.036 1.08 0.877 1.61 0.735 0.945	1.508 1.523 1.442 1.442 1.505 1.38 1.403 1.50	141 141 104 169 80 99 81	78 78 65 55 80 20 45 60	3.7 3.5 3.8 4 2.6 3.3 3.0	425 425 425 425 425 425 430 385 425	D 14.2%	$\begin{array}{c} 1.213\\ 1.171\\ 1.669\\ 1.669\\ 1.330\\ 0\\ 2.00\\ 0.984 \end{array}$	$\begin{array}{l} \alpha, \beta \text{ (internal counting)} \\ \alpha, \beta \text{ (internal counting)} \\ \alpha, \beta \text{ (internal aqueous sample)} \\ \alpha, \beta \text{ (internal counting)} \\ \gamma, \text{ fast neutrons} \\ \gamma, \text{ insensitive to neutrons} \\ \text{Neurons} \\ \text{(D/C) special applications} \end{array}$
	NE 231 NE 232 NE 233 NE 235A (235H) NE 250	Liquid Deuterated liquid Liquid Liquid Liquid	0.88 0.89 0.874 0.858 1.035	1.50 1.43 1.506 1.47 1.452	<ul> <li>80 81</li> <li>117 350</li> <li>104</li> </ul>	58 60 74 40 (50) 50	2.8 4 3.7 4 4	425 430 425 420 425	D 24.5%	0.984 1.96 1.118 2.0 1.760	Special applications (D, C) special applications α, β (internal counting) α, ast neutrons, large tanks α, β (internal, aqueous sample)
oaded quid	NE 260 NE 311 (311A) NE 313 NE 316 NE 323	Liquid B( <sup>10</sup> B) loaded Gd loaded Sn loaded Gd loaded	0.91 0.88 0.93 0.879	1.411 1.506 1.496 1.50	85 136 148.5 161	40 65 62 35 60	3.8 4.0 4.0 3.8	425 425 425 425 425 425	B 5% Gd 0.5% Sn 10% Gd 0.5%	1.701 1.220 1.411 1.377	$\alpha, \beta$ (internal counting) Neutrons, $\beta$ Neutrons , X-rays Neutrons

 $\epsilon \approx 100 \; eV$ 

# IL KURIE PLOT - 1

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



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

# IL KURIE PLOT - 2

La forma dello spettro  $\beta$  può essere descritta dall'espressione:

N(p)dp = C F(Z,E) ( $E_0$ -E)<sup>2</sup>p<sup>2</sup>dp (considerando m<sub>v</sub> =0) con C = costante e F(Z,E) = funzione di Fermi (interazione nucleo-elettrone): quando E $\rightarrow$ E<sub>0</sub> 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 $\beta$ )

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

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

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

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

Per  ${}^{90}Sr+{}^{90}Y \rightarrow R_e(E= 2300 \text{ keV}) \approx 1.2 \text{ cm} \rightarrow \text{si}$  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  $\beta$  e/o  $\gamma$  presenti nel campione.

# <sup>90</sup>Sr: SEPARAZIONE CHIMICA



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.

# <sup>90</sup>Sr: SEPARAZIONE "FISICA"

PREAMP.

LINEAR

AMPLIFIER

DELAY

LINEAR

GATE &

STRET.

LINEAR INPUT

GATE

STOP



della La tecnica della Discriminazione forma di impulso (PULSE **DISCRIMINATION**) **SHAPE** utilizza si in svariate situazioni per distinguere segnali prodotti da particelle/radiazioni diverse in uno stesso rivelatore

Fig. 1. Spectrometer composition and geometry.

Fig. 2. Spectrometer electronics scheme.

# DLA= AMPLIFICATORE A LINEA DI RITARDO



$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) = 0.2 \frac{\mu}{\mu_0} \ln\left(\frac{b}{a}\right) - \frac{\mu H}{m}$$
$$C = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} = \frac{55.6}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \frac{pF}{m}$$

Tipicamente: C ~ 100 pF m  $^{\text{-1}}$  ; L ~ 20-30  $\mu\text{H}$  m  $^{\text{-1}}$ 



R= res. m<sup>-1</sup> G= cond. m<sup>-1</sup>

# 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  $\Delta z$ :

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

e con alcuni passaggi :

Se R = G = 0

 $\partial^2 U$ 



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

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

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

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

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \text{velocità di propagazione}$$
se la sezione del cavo è costante :  $LC = \mu \varepsilon$ 

# DLA= AMPLIFICATORE A LINEA DI RITARDO

I cavi commerciali hanno  $Z_0$  = 50 W o altri valori standard (93 W)

Impedenza caratteristica : 
$$Z_0 = \frac{V}{I} = \sqrt{\frac{L}{C}} = 60 \ln{\left(\frac{b}{a}\right)} \sqrt{\frac{\mu \varepsilon_0}{\varepsilon \mu_0}}$$

Se si chiude il cavo su una resistenza R:

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



**AI PSD** 

# <sup>90</sup>Sr: SEPARAZIONE "FISICA"



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

and without the silicon.	l beta-gamma	emitters	with
since at the bineon.			

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

" Only gamma component.

T-11. 1 D



# ACCELERATORI DI PARTICELLE/IONI



In molti casi di interesse di questo corso: protoni e a con T ~ MeV

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

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

#### Tabella 4.1. Classificazione degli acceleratori.

# SORGENTI DI IONI





 $\label{eq:Ua} \begin{array}{l} \text{Ua} \approx 100 \text{ V, P}_{\text{gas}} \approx 10 \text{ mbar, U}_{\text{ext}} \approx \ 10-50 \text{ kV} \\ \text{I} \approx 0.5 \text{ mA per H+} \\ \text{Pre-collimatione del fascio} \end{array}$ 

## ACCELERATORE VAN DE GRAAFF



#### (a) VAN DE GRAAFF ACCELERATOR



Un motore fa girare una cinghia isolata da terra. Una corona di punte 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 e 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

 $V=Q/Cterminale \Rightarrow dV/dt = Ibelt/C \approx 1 \text{ MV/s}$   $I_{belt} = I_{beam} + I_{isol} + I_{cor} + I_{res} \qquad I_{beam} \leq I_{belt} \approx 1 \text{ mA}$ In aria: scariche se E > 30 kV m<sup>-1</sup>. Sulla superficie di una sfera:  $E = V/R; \text{ se } R = 1m \Rightarrow V \text{ max} = 3 \text{ MV} (1 \text{ MV, in pratica }!)$ Con gas isolante a P~ mbar (SF<sub>6</sub>): V<sub>max</sub> ≈ 10 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.



# 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 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 raggi dell'orbita aumenta con la velocità, ma il tempo t di percorrenza di una semicirconferenza è costante.



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

$$F = evB = m\frac{v^2}{R} \implies R = \frac{mv}{eB}$$
$$t = \frac{\pi R}{v} = \frac{\pi m}{eB} \text{ indipendente } da \ v \ (e \ da \ E)$$
$$T = 2t = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{eB} \implies f = \frac{1}{T} = \frac{eB}{2\pi m} \implies \omega = 2\pi f = \frac{e}{m}B$$

La frequenza f, dell'ordine di qualche MHz, si chiama "frequenza di ciclotrone". Per ottenere l'accelerazione, ad ogni giro gli ioni devono presentarsi tra le due "D" in fase con la differenza di potenziale applicata: il tempo 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.

### 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 = V0 cos ( $\omega$ t)



Uno ione che si trova nell'intervallo tra due tubi è soggetto al campo elettrico mentre all'interno di un tubo V=cost. Uno ione che si affaccia sugli intervalli negli istanti appropriati, per esempio per t = 0, T, 2T, ... (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:

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

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 (frequente per fasci e<sup>-</sup>), essendo v = c, la lunghezza L dei tubi e la spaziatura s tra di essi restano invece costanti e valgono L = s = cT/2.