

ELEMENTI DI FISICA NUCLEARE E ACQUISIZIONE DATI CON LO SCINTILLATORE NaI

RICHIAMI DI TEORIA

Interazione dei raggi γ con la materia.

L'interazione della *radiazione elettromagnetica* (raggi x e γ) con la materia, avviene con diverse modalità; qui di seguito elenchiamo le principali:

1. *Effetto fotoelettrico.*
2. *Effetto Compton (diffusione incoerente).*
3. *Creazione di coppie su campo coulombiano generato da un nucleo.*
4. *Creazione di coppie su campo coulombiano generato da un elettrone.*
5. *Diffusione coerente (Rayleigh).*
6. *Interazioni fotonucleari (principalmente reazioni (γ, p) o (γ, n)).*

I primi quattro tipi di interazione svolgono un ruolo fondamentale nel trasferimento di energia dei fotoni agli *elettroni* contenuti nel mezzo attraversato. La *diffusione di Rayleigh* è dovuta a un *urto elastico* del fotone incidente contro l'atomo, considerato nella sua interezza, e produce solo una piccola deviazione del fotone incidente rispetto alla sua direzione iniziale, senza che vi sia una cessione apprezzabile di energia all'atomo. Nelle *interazioni fotonucleari*, un fotone, con una energia dell'ordine di qualche *MeV*, penetra nel nucleo e lo eccita. Come conseguenza il nucleo emette un *protone* (reazione $\gamma \rightarrow p$) o un *neutrone* (reazione $\gamma \rightarrow n$). Tali reazioni però hanno *sezioni d'urto* trascurabili rispetto alle altre e non saranno menzionate oltre. L'importanza relativa dell'*effetto fotoelettrico*, *effetto Compton* e della *produzione di coppie* dipende sia dall'energia del fotone incidente $E_\gamma = h \nu$ (dove ν è la frequenza e $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ J·s è la costante di Planck), sia dal *numero atomico Z* del mezzo assorbente. La seguente figura indica le regioni di Z e E_γ , in cui predominano le singole interazioni.

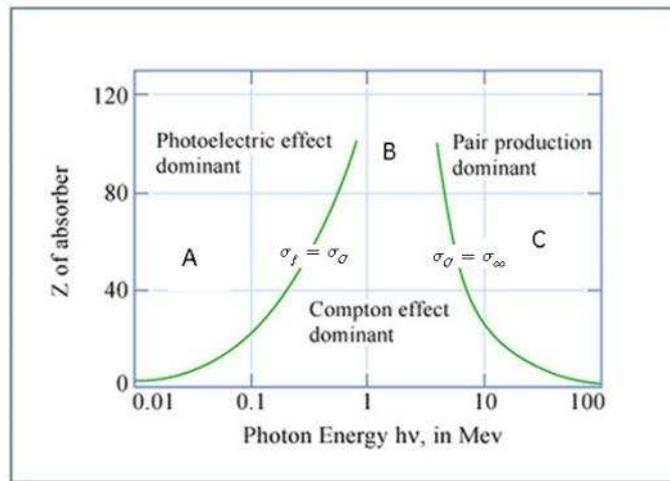


Fig. 1 *Sezioni d'urto di interazione dei fotoni γ con la materia, in funzione dell'energia del fotone e dello Z del materiale attraversato, per l'effetto fotoelettrico, effetto Compton e produzione di coppie.*

Le curve tracciate sono l'insieme dei punti in cui due tipi di interazione sono ugualmente probabili. Dalla figura è evidente che l'*effetto fotoelettrico* è predominante a basse energie del fotone (zona A), l'*effetto Compton* predomina nella regione centrale (zona B), mentre la *creazione di coppie* diventa importante ad energie più alte (zona C). Si noti inoltre che l'intervallo in cui l'*effetto Compton* è dominante decresce al crescere di Z .

1. *Effetto fotoelettrico.*

Nell'effetto fotoelettrico il *fotone* incidente viene completamente assorbito dal nucleo bersaglio. L'energia del *fotone* è trasferita quindi integralmente a un *elettrone atomico* che acquista un'energia sufficiente per essere espulso dall'atomo, prendendo il nome di *fotoelettrone* . Se indichiamo con E_{sh} l'energia di legame dell' *elettrone* e con E_γ l' *energia del fotone incidente* , l' *energia cinetica K_e* del *fotoelettrone* emesso sarà:

$$K_e = E_\gamma - E_{sh}$$

dove abbiamo trascurato l' *energia cinetica* di rinculo acquistata dall'atomo, che può essere considerata praticamente nulla. La dipendenza della sezione d'urto dell' *effetto fotoelettrico σ_f* dal numero atomico Z e dall' *energia E_γ* del fotone può essere approssimata con la seguente formula:

$$\sigma_f(E_\gamma) = C \cdot \frac{Z^4}{E_\gamma^3}$$

dove C è una costante.

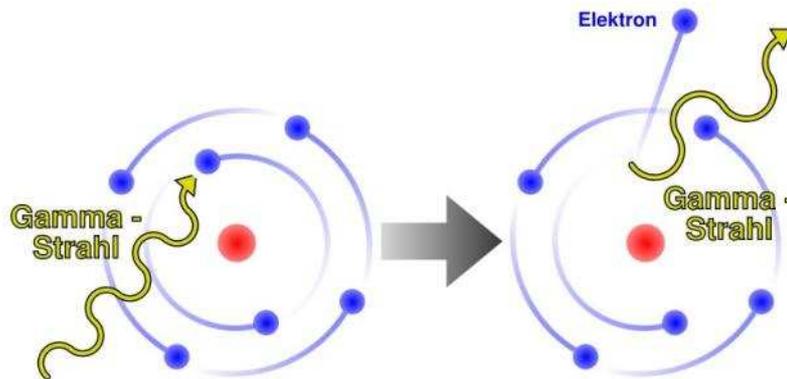


Fig. 2 Rappresentazione pittorica dell'effetto fotoelettrico.

Quindi l'effetto *fotoelettrico* diviene più rilevante al crescere di Z e al diminuire dell' *energia E_γ* del fotone. Il valore di E_γ (espresso in keV) al di sotto del quale le interazioni di tipo *fotoelettrico* diventano più della metà di quelle *totali* , è indicato, per alcuni elementi, nella seguente tabella:

Z	Elemento	$E_{1/2}$ (KeV)
6	Carbonio	20
8	Ossigeno	30
13	Alluminio	55
26	Ferro	120
74	Tungsteno	450
82	Piombo	550
92	Uranio	700

Tab.1 Tabella delle energie al di sotto delle quali le interazioni fotoelettriche diventano dominanti

Notiamo che al di sotto dei 500 KeV, il *Piombo* si comporta da ottimo assorbitore della *radiazione γ* in quanto l' *effetto Compton* , responsabile della *radiazione diffusa* , inizia a prevalere solo al di sopra di tale energia.

2. Effetto Compton.

Nell'effetto Compton, un elettrone del mezzo riceve dalla radiazione incidente un'energia cinetica sufficiente per essere emesso assieme ad un fotone di energia minore di quella iniziale. Il processo è chiamato *scattering inelastico*, perché il fotone diffuso ha ceduto parte della sua energia all'elettrone. Si parla inoltre di *scattering incoerente*, riferendosi al fatto che il fotone interagisce con ogni singolo elettrone del mezzo e non con l'intero atomo: in pratica nella trattazione teorica l'elettrone viene considerato una *particella libera*. Nella seguente figura è schematizzata la cinematica dell'effetto Compton.

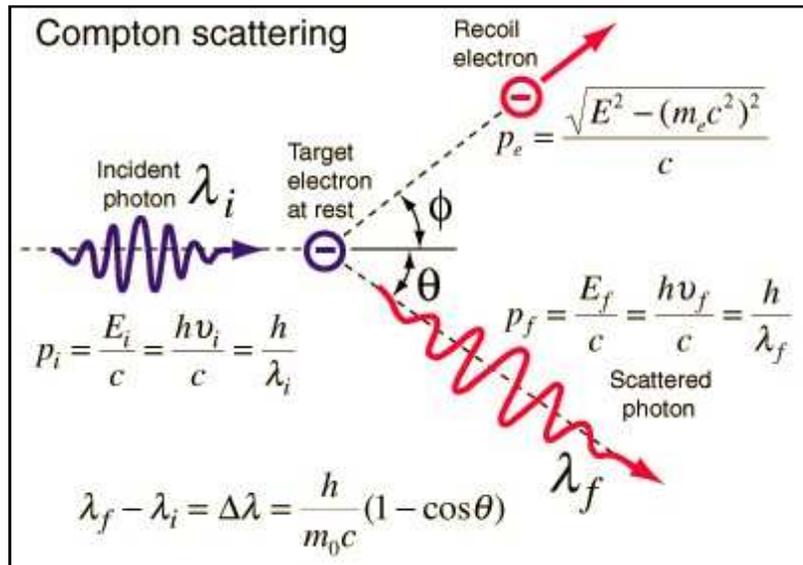


Fig. 3 Conservazione dell'energia e del momento angolare nel processo di diffusione Compton.

3. Creazione di coppie elettrone-positrone.

La *creazione di coppie elettrone-positrone* è un processo di assorbimento in cui un fotone si materializza in un elettrone e un positrone. La *creazione di una coppia elettrone-positrone* non può avvenire nel vuoto, per ragioni *relativistiche*. Il fotone da cui viene creata la coppia ha infatti un'energia e una quantità di moto diverse da zero e costanti in ogni sistema di riferimento. Una volta creata, l'energia totale della coppia dovrà essere pari all'energia del fotone, ma, se avvenisse direttamente il processo $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, anche il momento totale della coppia dovrebbe essere uguale alla quantità di moto del fotone. Dato che la creazione di coppia può essere analizzata da un sistema di riferimento qualsiasi, sarebbe sempre possibile trovarne uno in cui la quantità di moto totale della coppia è nulla. Dato ora che, in nessun sistema di riferimento, la quantità di moto del fotone potrà essere pari a zero, vi sarebbe, in quel caso, una palese violazione della conservazione della quantità di moto. Occorre così far partecipare al processo una terza particella, che assorba la quantità di moto in eccesso, conservando il momento prima e dopo la creazione della coppia. La *produzione* deve avvenire quindi in presenza di un *nucleo* che assorba l'impulso in eccesso; il processo in realtà può avvenire anche in presenza degli *elettroni* del mezzo, ma in tal caso l'energia di rinculo assorbita dall'elettrone è molto maggiore di quella del *nucleo*, riducendo quindi quella a disposizione per la creazione della coppia.

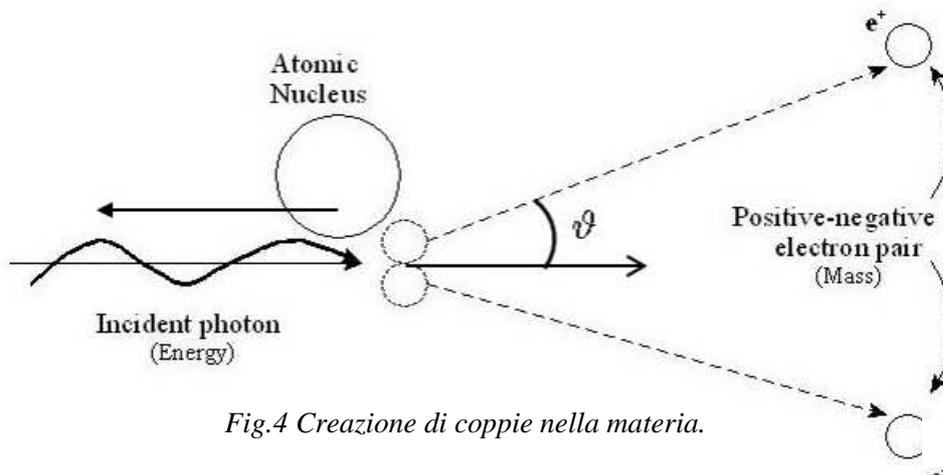


Fig.4 Creazione di coppie nella materia.

La *creazione di coppie elettrone-positrone* è ovviamente un processo a soglia in cui è richiesto un *fotone* incidente di energia almeno pari alla somma delle energie a riposo di un *elettrone* e un *positrone*, cioè $2 \cdot m_e \cdot c^2 \approx 1.022 \text{ MeV}$. Il *fotone* incidente perde tutta la sua energia $E_\gamma = h\nu$ e scompare, dando origine a una *coppia elettrone-positrone*, con *energie cinetiche* rispettivamente pari a K_{e^-} e K_{e^+} . Nella seguente tabella sono indicati, per alcuni elementi, le energie in *MeV* al di sopra delle quali la diminuzione dei *fotoni* per *creazione di coppia* supera del 50% l'*assorbimento totale dei fotoni*.

Z	Elemento	$E_{\gamma_{cc}}$ (MeV)
6	Carbonio	28.0
8	Ossigeno	20.0
13	Alluminio	15.0
26	Ferro	9.5
74	Tungsteno	5.2
82	Piombo	5.0
92	Uranio	4.8

Tab.2 Tabella delle energie al di sopra delle quali la creazione di coppie diventa il processo dominante.

Osserviamo infine che il *positrone*, una volta termalizzato (cioè che ha ridotto la sua *energia cinetica* sino a una frazione di *eV*), può *annichilire* con un *elettrone* nella materia attraversata, dando luogo a due *fotoni gamma* ciascuno di *511 KeV*, attraverso il processo inverso della *creazione di coppia*.

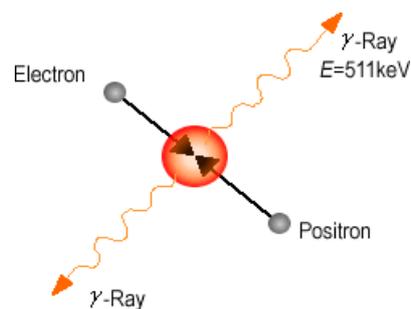


Fig. 5 Annichilazione di un positrone con un elettrone, con conseguente emissione di due fotoni γ

Il risultato è una *coppia di fotoni* ciascuno di *511 KeV* (pari alla somma delle energie a riposo di *elettrone* e *positrone*) emessi nella stessa direzione ma con verso opposto (per la *conservazione dell'impulso*).

Nella figura seguente è riportato l'andamento dei *coefficienti di attenuazione lineari* delle singole interazioni in funzione dell'energia del *fotone* incidente.

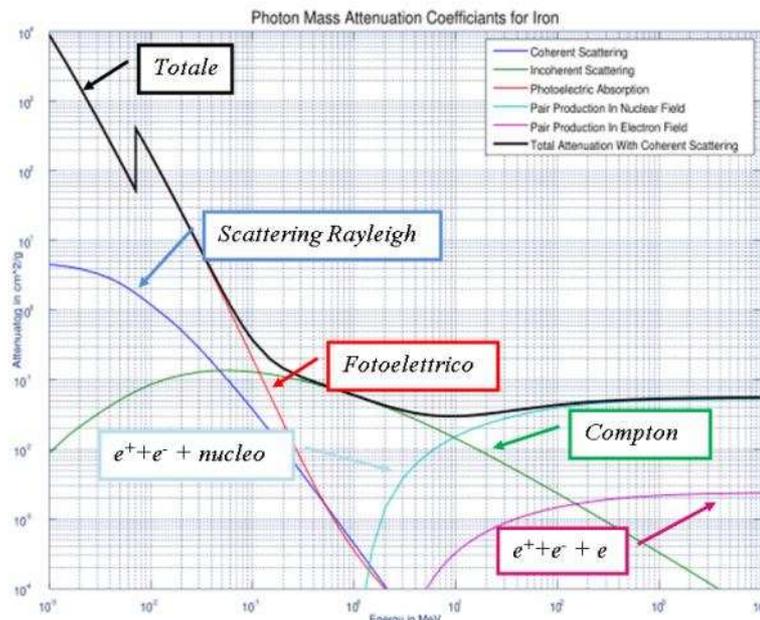


Fig. 6 Assorbimento dei fotoni γ nel ferro ($Z=26$), in funzione dell'energia del fotone incidente. Come si osserva a basse energie prevalgono gli eventi di tipo fotoelettrico, ad energie intermedie gli eventi di tipo

In questo senso, lo spettro che si ottiene anche solo utilizzando una sorgente estremamente semplice come quella di ^{137}Cs (che emette un'unica riga γ di 661.6 keV) è abbastanza complesso e articolato, data la presenza simultanea di tutti questi effetti e in particolare dell'effetto Compton e di quello fotoelettrico (i fotoni γ emessi dalla sorgente di ^{137}Cs non hanno energia sufficiente a generare una coppia elettrone-positrone). Nella figura seguente è mostrato uno spettro sperimentale.

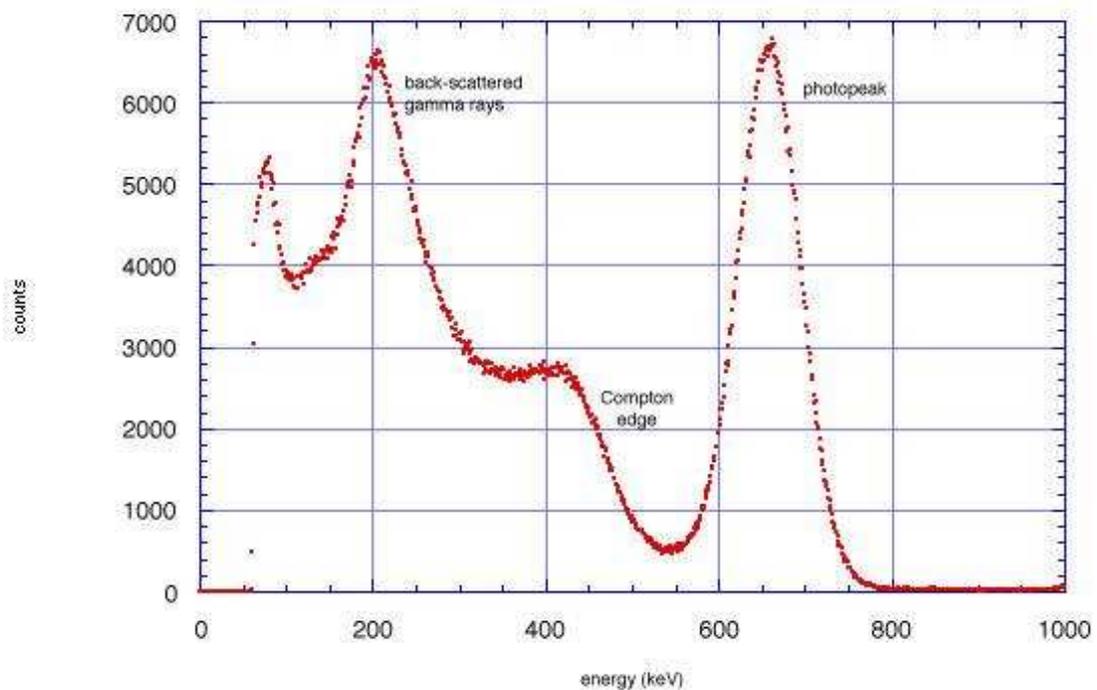


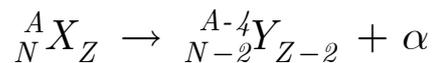
Fig. 7 Spettro di ^{137}Cs con uno scintillatore allo NaI.

DECADIMENTI RADIOATTIVI

Analizzando la carta dei nuclidi, si può vedere che la maggior parte dei nuclei non è *stabile*, ma *instabile*, cioè nuclei che spontaneamente subiscono un *decadimento* (con emissione di *particelle cariche* o *neutroni*) che li trasforma in specie nucleari stabili (o più stabili). Così quei nuclei, che nel piano $N - Z$ hanno un eccesso di *protoni*, rispetto a quanto previsto dalla curva di stabilità, tenderanno a *trasformare* un *protone* in un *neutrone* e viceversa faranno quei nuclei con un eccesso di *neutroni*. Le trasformazioni spontanee più comuni sono:

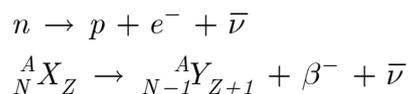
- **Decadimento Alfa**

Il nucleo padre (con numero di massa A e numero atomico Z) emette una particella α , cioè un nucleo di *elio* composto da 2 neutroni e 2 protoni, trasformandosi in un altro nucleo con numero di massa $A-4$ e numero atomico $Z-2$:



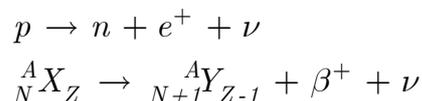
- **Decadimento Beta meno**

Il neutrone (n) di un nucleo si converte in un protone (p), e il nucleo si trasforma in un altro con numero atomico ($Z+1$) ma stesso numero di massa A , con emissione di una particella β^- (elettrone) e di un antineutrino di tipo elettronico ($\bar{\nu}$):



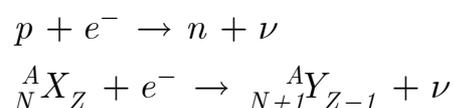
- **Decadimento Beta più**

Il protone (p) di un nucleo si converte in un neutrone (n), e il nucleo si trasforma in un altro con numero atomico ($Z-1$) ma stesso numero di massa A , con emissione di una particella β^+ (positrone) e di un neutrino di tipo elettronico (ν):



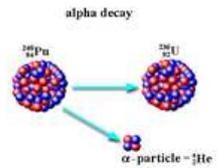
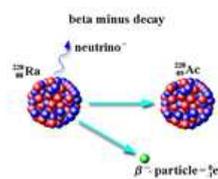
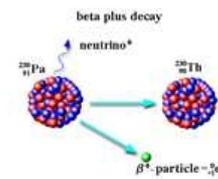
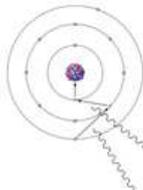
- **Cattura Elettronica (EC)**

Un nucleo cattura uno dei suoi elettroni (e^-) orbitanti, quindi uno dei suoi protoni (p) si trasforma in un neutrone (n), con emissione di un neutrino (ν), quindi il nucleo padre si trasforma in un altro con numero atomico ($Z-1$) ma stesso numero di massa A :



Le ultime tre reazioni, riguardano trasformazioni di singoli *protoni* e *neutroni* all'interno del nucleo: l'*elettrone* o il *positrone* emesso si chiama *particella β* , ma a parte l'origine nucleare, è del tutto identica all'*elettrone* o al *positrone atomico*. Nella *cattura elettronica*, un *elettrone* di origine atomica (generalmente appartenente alla *shell K*, più interna, avente una funzione d'onda *sensibilmente diversa da zero nel volume nucleare*) viene catturato da un *protone*: le due particelle si trasformano così in un *neutrone*.

La tabella seguente mostra l'analisi di questi decadimenti dal punto di vista energetico, per stabilire, mediante l'utilizzo delle tavole delle masse, quando essi sono possibili; nei calcoli seguenti, è stata considerata *nulla* la massa del *neutrino*.

$\begin{cases} M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) \geq M({}^4\text{He}_2) \\ m(Z, A) - m(Z - 2, A - 4) \geq m({}^4\text{He}_2) \end{cases}$	Decadimento α possibile	
$\begin{cases} M(Z, A) - M(Z + 1, A) \geq 0 \\ m(Z, A) - m(Z + 1, A) \geq m_e \end{cases}$	Decadimento β^- possibile	
$\begin{cases} M(Z, A) - M(Z - 1, A) \geq 2 \cdot m_e \\ m(Z, A) - m(Z - 1, A) \geq m_e \end{cases}$	Decadimento β^+ o EC possibili	
$\begin{cases} M(Z, A) - M(Z - 1, A) \geq 0 \\ m(Z, A) + m_e \geq m(Z - 1, A) \end{cases}$	Solo EC possibile	

Tab.3 Tabella riepilogativa dei decadimenti α , β^- , β^+ e EC, con le corrispondenti condizioni sulla massa atomica e nucleare dei nuclei padri e dei nuclei figli.

Nel 1900 *Rutherford* e *Ernest Solvay* avevano iniziato a studiare quantitativamente la variazione temporale dell'attività nella catena di decadimenti radioattivi ${}^{238}\text{U}_{92} \rightarrow {}^{234}\text{Th}_{90} \rightarrow {}^{234}\text{Pa}_{91} \rightarrow {}^{234}\text{U}_{92} \rightarrow \dots$. In pratica, nel composto di torio ${}^{234}\text{Th}_{90}$, si osservava una graduale scomparsa del proattinio ${}^{234}\text{Pa}_{91}$ (chiamato allora *Uranio X*) ed una comparsa graduale dell'uranio ${}^{234}\text{U}_{92}$, con un andamento temporale espresso dalle seguenti leggi:

$$A_{\text{Ux}}(t) = A_{\text{Ux}}^0 \cdot e^{-\lambda t}, \text{ per la concentrazione dell'uranio X } {}^{234}\text{Pa}_{91}$$

$$A_{\text{U}}(t) = A_{\text{Ux}}^0 \cdot (1 - e^{-\lambda t}), \text{ per la concentrazione dell'uranio } {}^{234}\text{U}_{92}$$

il cui andamento è mostrato nel grafico seguente:

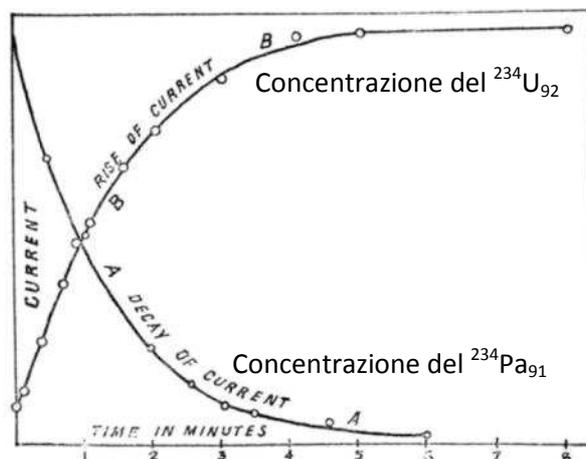


Fig. 8 Decadimento esponenziale del ${}^{234}\text{Pa}_{91}$ (storicamente chiamato *Uranio X*) in ${}^{234}\text{U}_{92}$.

Queste osservazioni portarono a formulare la teoria sul decadimento radioattivo: la radioattività rappresenta un cambiamento che riguarda i singoli atomi. Si tratta di un processo puramente statistico, nel senso che è impossibile prevedere in quale istante un certo nucleo si trasformerà, ma è possibile invece prevedere il numero medio di nuclei decaduti dopo un fissato intervallo di tempo. Siano $N_P(t)$ e $N_D(t)$ rispettivamente i numeri di *nuclei genitori radioattivi* e di *nuclei figli* presenti nel campione al tempo t ; se i decadimenti sono indipendenti l'uno dall'altro, la variazione del numero di *nuclei genitori* nell'intervallo di tempo dt è dato da:

$$dN_P(t) = -N_P(t) \cdot \lambda \cdot dt$$

dove λ è la *probabilità di osservare il decadimento di un nucleo nell'unità di tempo* ed è caratteristica di ogni nuclide radioattivo (detta *costante di decadimento*). Il segno meno sta a indicare che $N_P(t)$ decresce con il tempo. Integrando questa equazione differenziale si deduce la legge del decadimento:

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

dove N_0 è il numero di nuclei genitori all'istante iniziale. L'*attività* del campione radioattivo viene definita come il *numero di decadimenti al secondo*, ed è espressa dalla legge:

$$a(t) = \left| \frac{dN_P(t)}{dt} \right| = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} = \lambda \cdot N_P(t)$$

Quindi l'*attività* è proporzionale al numero di nuclei genitori presenti in quell'istante e alla *probabilità di decadimento* λ . L'unità di misura dell'*attività* è il *Becquerel (Bq)*, pari a *1 decadimento al secondo*. Molto usata tutt'oggi è anche la vecchia unità di misura, il *Curie (Ci)*: $1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ disintegrazioni al secondo} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$. L'origine storica di questo valore è dovuta al fatto che il *Curie* è l'*attività* di *1 grammo* dell'isotopo del radio $^{226}\text{Ra}_{88}$, un materiale scoperto dai pionieri dello studio della radioattività Marie e Pierre Curie.

Si può definire il tempo ($T_{1/2}$) necessario affinché il *numero di nuclei genitori si sia ridotto della metà rispetto alla popolazione iniziale*, detto *tempo di dimezzamento*. Avremo allora:

$$T_{1/2} = \frac{\text{Log}[2]}{\lambda}$$

Questo parametro non deve essere confuso con la *vita media* (τ), che invece è il *tempo medio* che deve trascorrere, perché un nucleo decada:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} N_0 \cdot t \cdot e^{-\lambda \cdot t} \cdot dt}{\int_0^{\infty} N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \cdot dt} = \frac{1}{\lambda}$$

Consideriamo ora il numero di decadimenti in una sorgente radioattiva in un intervallo di tempo Δt piccolo rispetto alla vita media della sorgente ($\Delta t \ll \tau$), in modo che la sua *attività* si possa ritenere costante. Dato che il processo di decadimento è statistico, ripetendo sequenzialmente le misure, il numero di processi che si potranno osservare in ogni singola misura potrà subire delle *fluttuazioni*. Questo è una immediata dimostrazione del fatto che ogni singolo decadimento radioattivo deve in realtà obbedire a *leggi quantistiche*, sulla base delle quali il numero esatto di decadimenti in ogni istante di tempo, non potrà essere previsto in alcun modo: solo la probabilità che si verifichi un siffatto evento di decadimento può essere misurata. La distribuzione di probabilità che spiega tali fluttuazione è quella di *Poisson*; se si hanno in media un numero di conteggi \bar{n} nel tempo Δt , la

probabilità $P[n, \bar{n}]$ di osservare n decadimenti nello stesso tempo in una successiva misura è data dalla *distribuzione di Poisson*:

$$P[n, \bar{n}] = \frac{\bar{n}^n}{n!} \cdot e^{-\bar{n}}$$

La *distribuzione di Poisson* è adatta a descrivere tutti quei fenomeni (come i decadimenti radioattivi) che riguardano un grande numero di eventi indipendenti, aventi ciascuno una probabilità di successo molto piccola; per tale motivo si chiama *legge degli eventi rari*. Si possono calcolare i parametri caratteristici di tale distribuzione:

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle n \rangle = \sum_{n=0}^{+\infty} P[n, \bar{n}] \cdot n = \bar{n} \quad \text{valore medio} \\ \sigma = \sqrt{\sum_{n=0}^{+\infty} P[n, \bar{n}] \cdot (n - \bar{n})^2} = \sqrt{\bar{n}} \quad \text{deviazione standard} \end{array} \right.$$

Per esempio, se in una serie di *1000 misure*, è stato trovato che il numero medio di conteggi è $\bar{n} = 10$, si ottiene una distribuzione degli eventi mostrata nel seguente grafico:

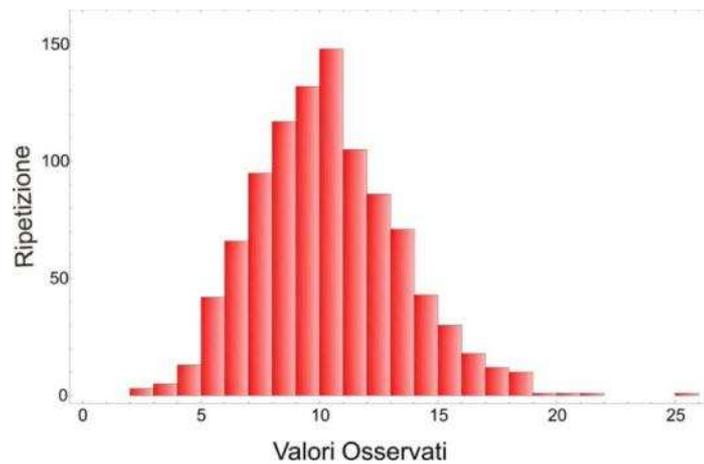


Fig. 9 Distribuzione di Poisson per $n=1000$ misure e $\bar{n} = 10$

Si può dimostrare che al crescere di \bar{n} questa distribuzione diventa simile a quella di *Gauss*, cioè diminuisce la asimmetria della curva rispetto al valore medio; già per $\bar{n} > 10$ questa asimmetria tende a scomparire. Nel caso di grandi \bar{n} , la *distribuzione di Poisson* diventa indistinguibile da quella di *Gauss* e la *deviazione standard* assume il noto significato: si ha circa il *68% di probabilità* che i conteggi misurati siano compresi nell'intervallo $[\bar{n} - \sigma, \bar{n} + \sigma]$.

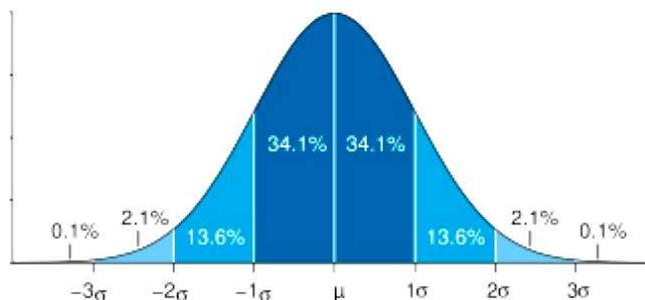


Fig. 10 Distribuzione di Gauss in cui sono indicate le probabilità di ottenere dei valori nei diversi intervalli che si discostano di 1,2,3 deviazioni standard σ dal valore medio μ .

MATERIALI E STRUMENTI

- Scintillatore allo ioduro di sodio.
- Tubo fotomoltiplicatore.
- Convertitore analogico-digitale.
- Campioni radioattivi (con attività molto al di sotto della soglia di pericolosità).
- Software di acquisizione (UCS-30) e di analisi dati Excell o Origin.

LO SCINTILLATORE ALLO IODURO DI SODIO.

Nell'ambito della rivelazione dei *fotoni* γ , la combinazione di un cristallo scintillante con un *tubo foto-rivelatore* rappresenta uno dei rivelatori più utilizzati per le applicazioni pratiche, soprattutto in medicina nucleare. Il rivelatore a scintillazione presenta, infatti, molti vantaggi rispetto ad altri tipi di rivelatori, quali il veloce tempo di risposta e un'alta efficienza di rivelazione. La figura sottostante illustra uno schema esemplificativo del funzionamento di un *rivelatore a scintillazione*, realizzato mediante l'accoppiamento di uno scintillatore e di un *tubo fotomoltiplicatore (PMT)*.

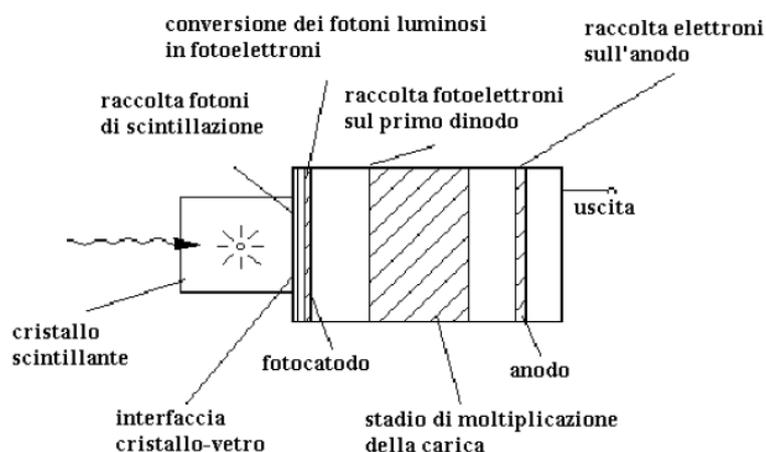


Fig. 11 Schema di funzionamento di un rivelatore a scintillazione

Come risultato della cessione energetica del fotone nel cristallo, si ottiene l'emissione di *luce ultravioletta*. Ipotizzando un'interazione fotoelettrica ed una risposta del *cristallo scintillante di tipo lineare*, l'ammontare di luce di scintillazione prodotta per ogni singolo evento di interazione, è proporzionale all'energia del *fotone* γ incidente; il fattore di proporzionalità rappresenta l'efficienza luminosa intrinseca del cristallo. La luce di scintillazione viene emessa nel cristallo secondo una distribuzione isotropa; solo una frazione di questa raggiunge l'interfaccia cristallo-vetro, a causa delle perdite per processi di riflessione sulle pareti laterali del cristallo e, secondariamente, per *auto-assorbimento*. Inoltre, è necessario considerare le perdite di luce causate dall'accoppiamento ottico fra cristallo e vetro del *PMT*, che generalmente viene realizzato mediante grasso o olio silconico. Se gli indici di rifrazione del cristallo scintillante e del vetro non sono simili, la raccolta dei fotoni può essere influenzata anche da fenomeni di rifrazione e di angolo limite. Per ogni evento di interazione fotoelettrica nel cristallo scintillante, all'uscita del fototubo si ottiene un segnale in tensione la cui ampiezza è proporzionale all'energia del *fotone* γ incidente, oppure, per una interazione qualsiasi, all'energia rilasciata nel cristallo. È quindi possibile misurare con accuratezza la distribuzione energetica della radiazione incidente, analizzando la distribuzione in ampiezza dei segnali uscenti dal tubo fotomoltiplicatore per mezzo di un analizzatore multicanale (*MCA Multi Channel Analyzer*).

Uno schema a blocchi di un tipico sistema di rivelazione a scintillazione è rappresentato nella seguente figura

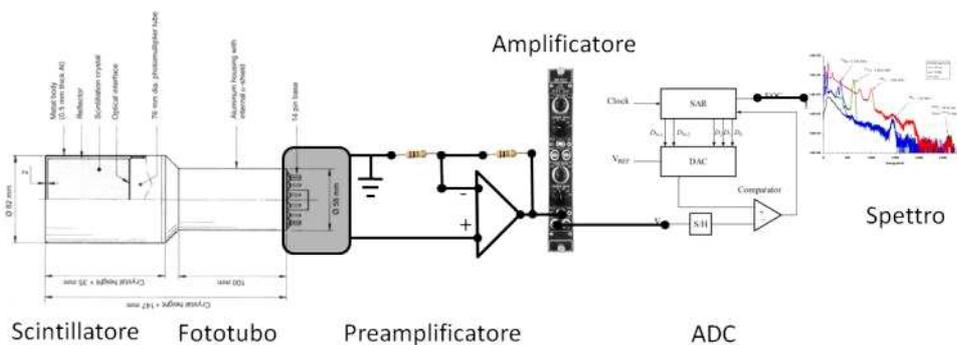


Fig. 12 Schema a blocchi di un sistema di acquisizione dati basato su scintillatore.

Le caratteristiche principali richieste per uno scintillatore sono:

1. un'alta efficienza di scintillazione, cioè la frazione dell'energia della particella incidente che è convertita in luce visibile;
2. un'alta efficienza di rivelazione;
3. un tempo caratteristico di emissione molto breve;
4. un indice di rifrazione prossimo a quello del vetro (quindi intorno al valore 1.5), che consenta un buon accoppiamento ottico con il fotomoltiplicatore;
5. una buona resistenza alle sollecitazioni a cui esso può essere sottoposto in base alla specifica applicazione richiesta;
6. una buona lavorabilità del materiale;
7. la trasparenza alla lunghezza d'onda della propria emissione, in modo da evitare il fenomeno dell'*auto-assorbimento* ed aumentare la raccolta dei fotoni di scintillazione;
8. la linearità di risposta, in un *range* di energie sufficientemente ampio, in modo che la quantità di luce prodotta risulti quanto più possibile proporzionale all'energia depositata nel materiale.

LO SCINTILLATORE A NaI(Tl)

Lo ioduro di sodio attivato con tallio (*cristallo alogenuro alcalino*) è uno dei primi ed ancora più utilizzati cristalli scintillanti, soprattutto per i rivelatori utilizzati nel campo della *medicina nucleare*. La sua migliore caratteristica è l'eccellente resa luminosa: circa 38.000 fotoni/MeV. La sua risposta ai *fotoni* (e agli *elettroni*) è abbastanza lineare in un ampio intervallo energetico, ma risulta *sovralineare* al di sotto dei 100 KeV. Il difetto principale è rappresentato dalla sua igroscopicità; subisce notevoli deterioramenti per assorbimento di acqua e per esposizione prolungata all'atmosfera. I cristalli di *NaI(Tl)* vanno quindi sigillati in un involucro protettivo per il normale funzionamento; inoltre, è abbastanza fragile e può essere facilmente danneggiato da *shock meccanici* o *termici*. Il tempo caratteristico di decadimento della scintillazione è relativamente lungo (230 ns) e lo rende non idoneo in applicazioni con alti ratei di conteggio.

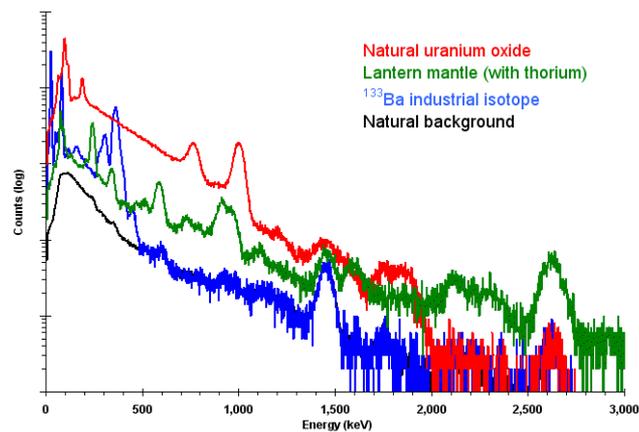


Fig. 13 Spettri caratteristici nello NaI con una sorgente di ¹³³Ba.

IL FOTOMOLTIPLICATORE

Un *tubo fotomoltiplicatore* (PMT = *Photon Multiplier Tube*) è un dispositivo capace di convertire un impulso luminoso incidente su di esso in una corrispondente carica elettrica, la quale viene poi amplificata dai successivi stadi di emissione secondaria. Accoppiando otticamente un fototubo ad uno scintillatore, i fotoni prodotti dal processo di scintillazione sono trasformati in carica che viene poi raccolta dall'anodo, carica quindi legata alla quantità di energia depositata nel cristallo e allo stesso tempo facilmente leggibile tramite un'opportuna catena elettronica. La figura seguente mostra uno schema semplificato della struttura di un fotomoltiplicatore.

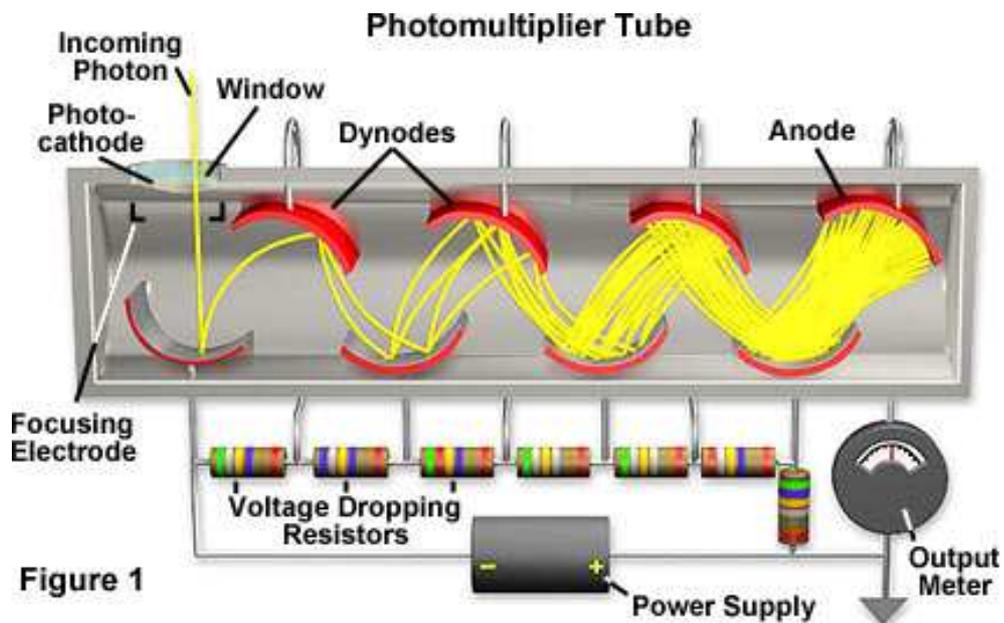


Fig. 14 Schema di funzionamento di un fotomoltiplicatore

Si possiamo evidenziare i seguenti componenti essenziali:

1. il *fotocathodo*, il quale converte i fotoni di luce in elettroni, mediante *fotoemissione*;
2. gli *elettrodi di focalizzazione*;
3. un sistema di *dinodi*, ovvero di elettrodi che moltiplicano la carica mediante l'emissione di elettroni secondari;
4. l'*anodo*, che raccoglie il flusso di elettroni dopo il processo di moltiplicazione di carica e fornisce il segnale in uscita.

È importante che il tubo di vetro che racchiude tutti i componenti sia sotto vuoto spinto. Quando un fotone (proveniente ad esempio da uno *scintillatore*) incide sul *fotocatodo*, viene emesso un elettrone per effetto *fotoelettrico* (*fotoelettrone*) con una certa efficienza (*efficienza quantica*). A causa della tensione applicata, l'elettrone viene diretto sul primo *dinodo* dove trasferisce la sua energia agli elettroni del materiale. Questo causa l'emissione di un certo numero di elettroni secondari che, a loro volta, incidono sul *dinodo* successivo permettendo un'ulteriore emissione di elettroni e così via, generando una moltiplicazione degli elettroni fino ad arrivare all'anodo, dove il segnale in corrente viene finalmente prelevato per essere amplificato ed analizzato attraverso un'opportuna catena elettronica.

IL SOFTWARE DI ACQUISIZIONE

- Avviare il programma **USX USB** dal desktop del computer.
- La **prima operazione** da fare è accendere l'**HV del fotomoltiplicatore**, come si vede in figura

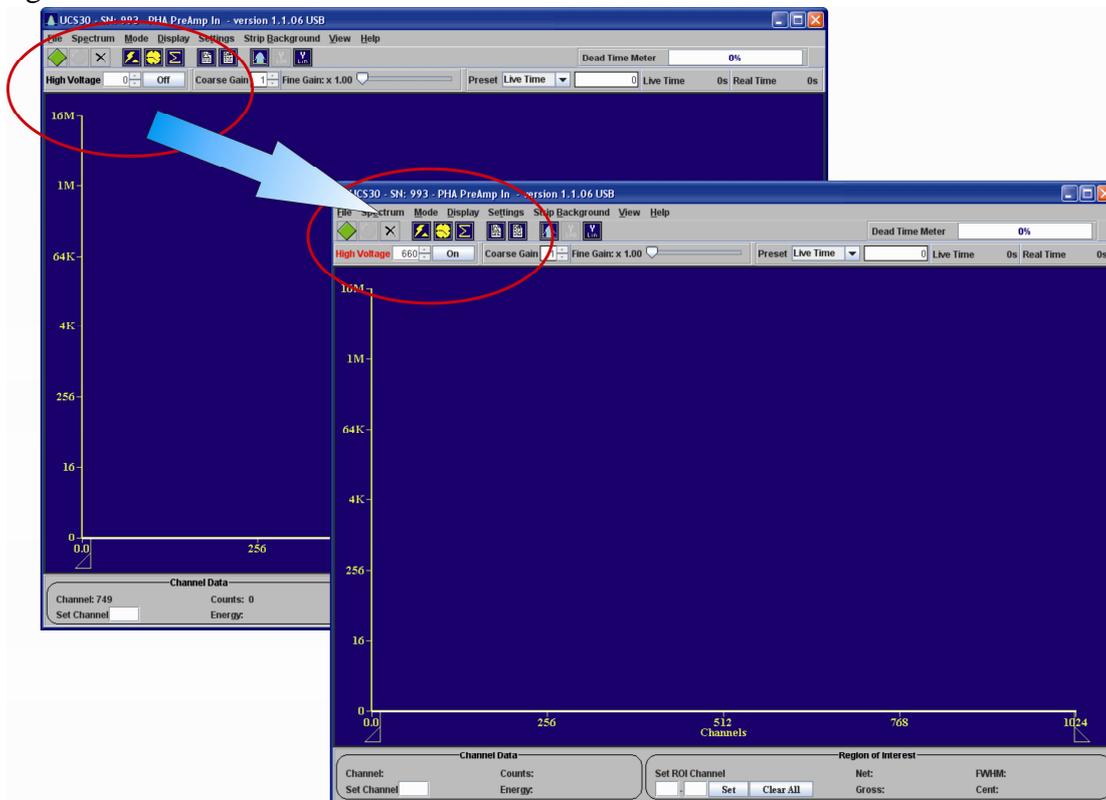


Fig. 15 Schermata iniziale del software di acquisizione UCS-30.

Si presti la massima attenzione quando si regola la tensione anodica del **PMT**: questa deve essere fornita gradatamente agendo sulle apposite frecce, e deve raggiungere rigorosamente il valore di **660 V**.

- La prima parte della misura riguarda il riconoscimento della sostanza radioattiva contenuta nel campione. Si deve porre, quindi, lo strumento in modalità **PHA** (**Pulse Height Analysis**), come si vede nella seguente figura (menù *Mode*):

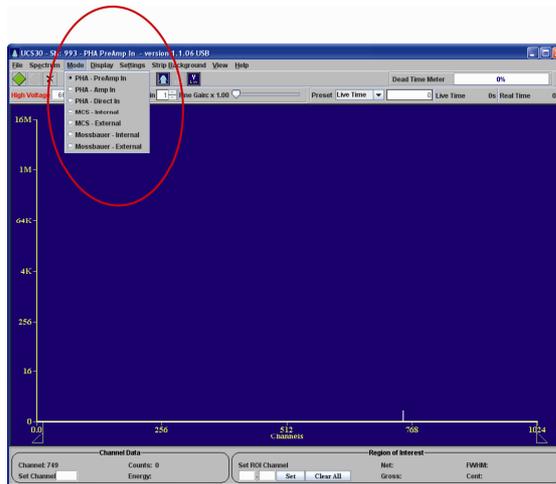


Fig. 16 La modalità PHA

A questo punto si può far partire la misura (commutando il tasto in alto a sinistra dello schermo da rosso a verde)

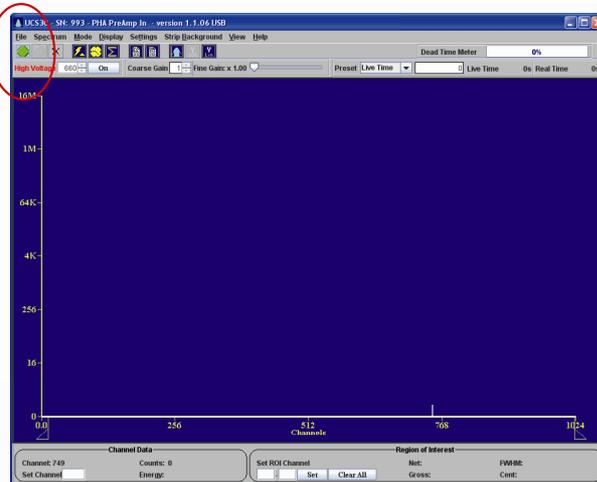


Fig. 17 Il pulsante per l'avvio dell'acquisizione

Si ricordi di cancellare (eventualmente) lo spettro acquisito precedentemente agendo (sopra lo spettro) con il tasto destro del mouse

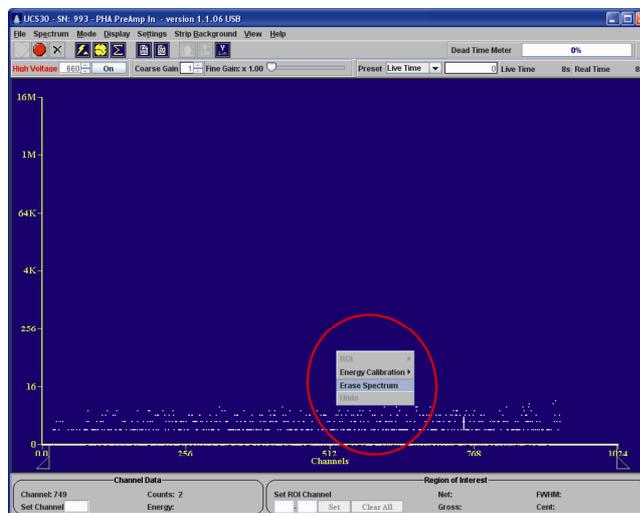


Fig. 18 Il comando Erase Spectrum.

A questo punto, la misura è partita! Aspettare un tempo pari ad almeno 300 sec per avere una statistica sufficiente alla successiva analisi dati. Dopo questo tempo si dovrebbe poter riconoscere con certezza uno dei seguenti tre *spettri*:

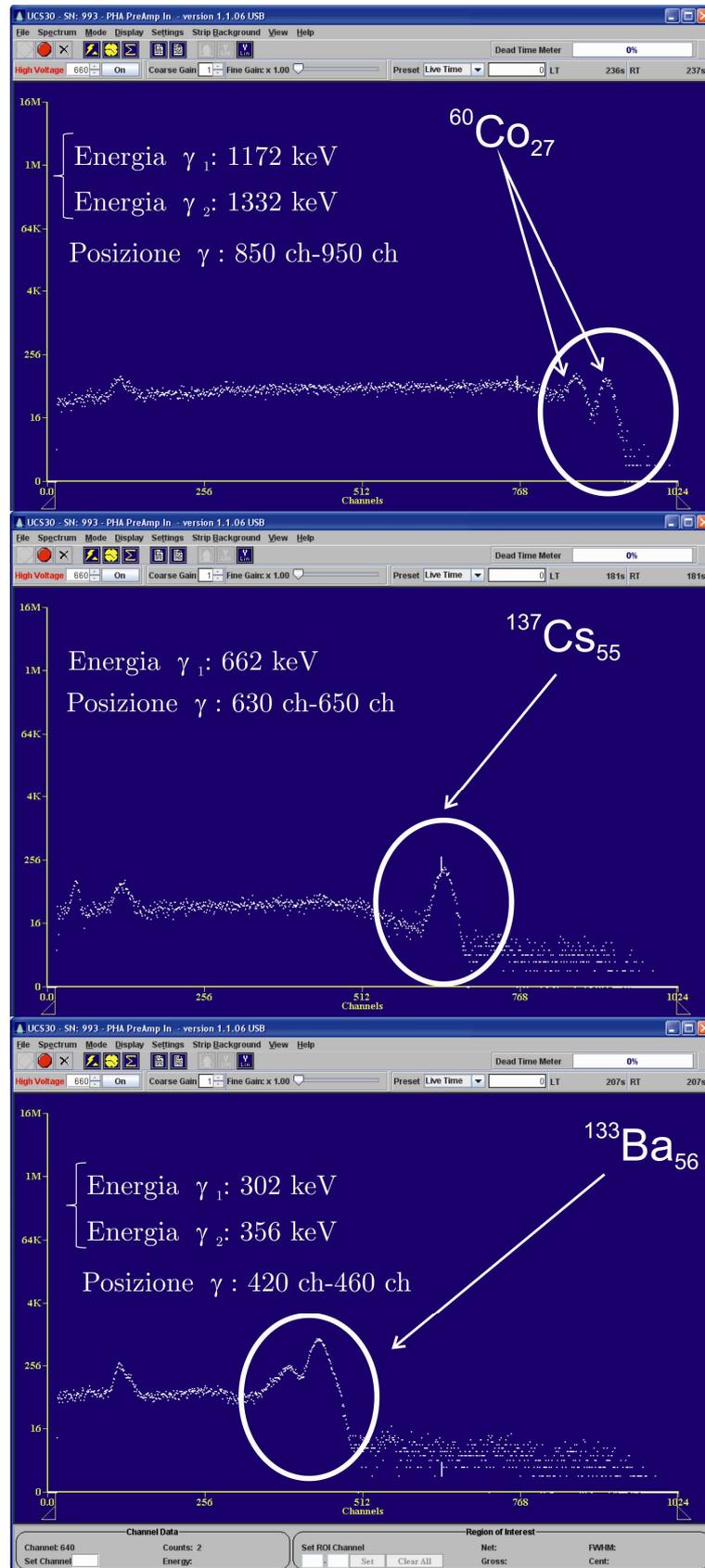


Fig. 19 Particolare dei 3 spettri osservabili durante la misura

Ricapitolando, lo spettro osservato deve essere simile ad uno dei seguenti tre:

<i>Sostanza</i>	<i>Numero atomico</i>	<i>Numero di massa</i>	<i>γemessi (keV)</i>
<i>Bario</i>	<i>27</i>	<i>133</i>	<i>81, 276, 302, 356, 383</i>
<i>Cesio</i>	<i>56</i>	<i>137</i>	<i>32, 662</i>
<i>Cobalto</i>	<i>55</i>	<i>60</i>	<i>1172, 1332</i>

- Dopo aver riconosciuto il tipo di sostanza contenuto nel campione radioattivo, si può procedere alla stima della sua attività. Per prima cosa occorre aver fermato l'acquisizione (agendo sul pulsante in alto a sinistra, mettendolo sul rosso), si deve poi passare alla modalità **MCS** (*Multi Channel Spectrum*), andando su menù *Mode* e cliccando sulla modalità **MCS Internal** come mostrato in figura:

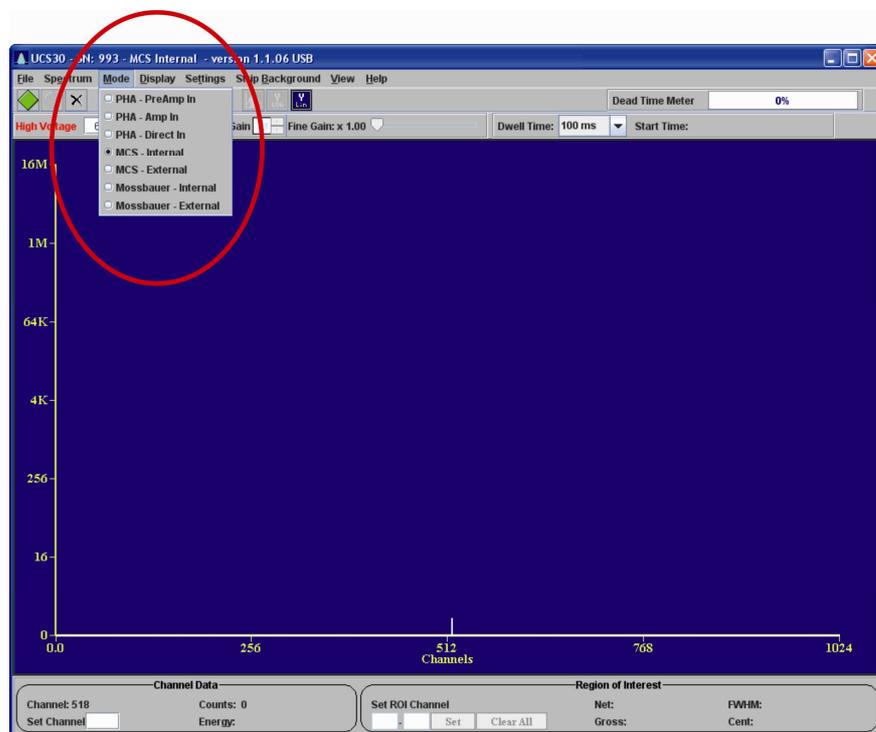


Fig. 20La modalità MCS

Selezionando questa modalità il sistema di acquisizione misura il numero totale di γ che passano dallo scintillatore, in un tempo fissato. Per selezionare questo tempo occorre andare nel menù *Settings* e cliccare su *MCS settings*. Fate attenzione a selezionare rigorosamente il valore di *100 ms* per ciascuna misura.

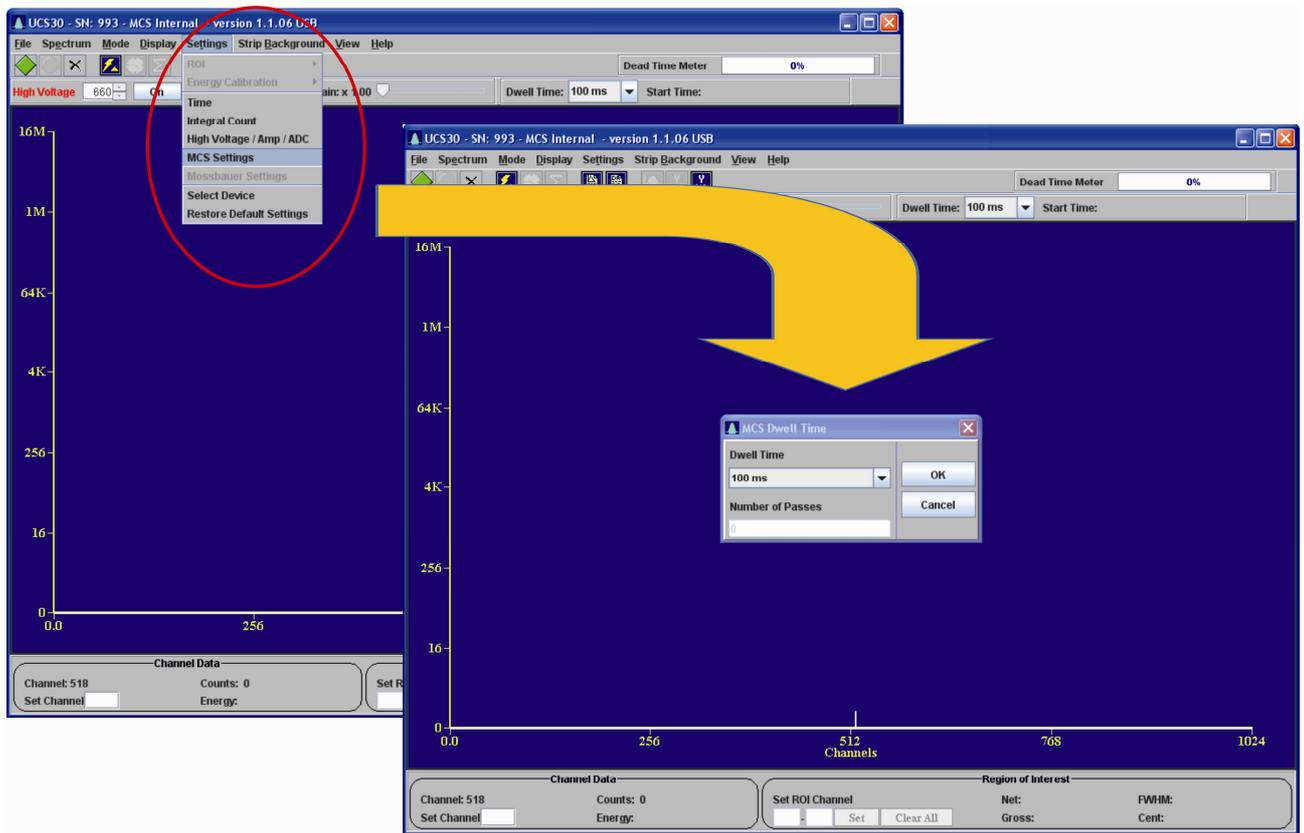


Fig. 21 Particolare dei settaggi della modalità MCS

Con il solito pulsante in alto a sinistra si inizia a fare la misura

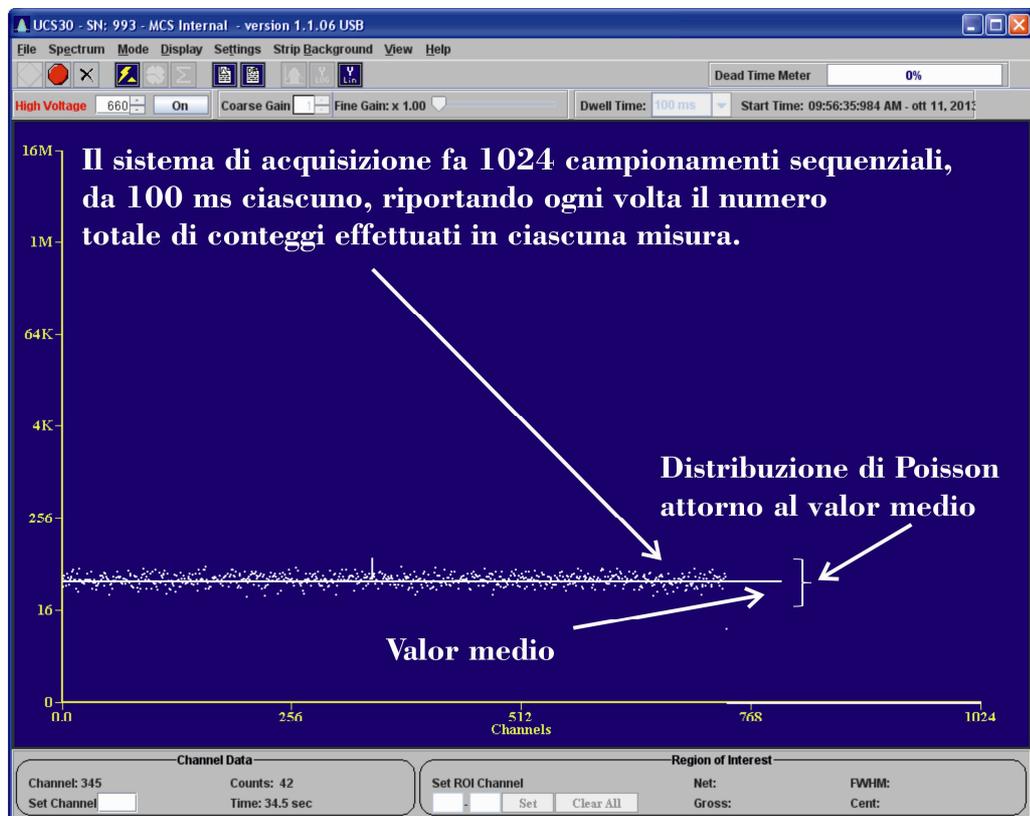


Fig. 22 La distribuzione dei conteggi attorno al valore medio

- Una volta terminata la misura, occorre salvare il file dei dati in *formato ASCII*. La procedura è la seguente
 1. Andare nel *menù File*
 2. Andare nel *sottomenù Save*.
 3. Ricordarsi di salvarlo nel formato *.TFS (Tab Separated File)*.

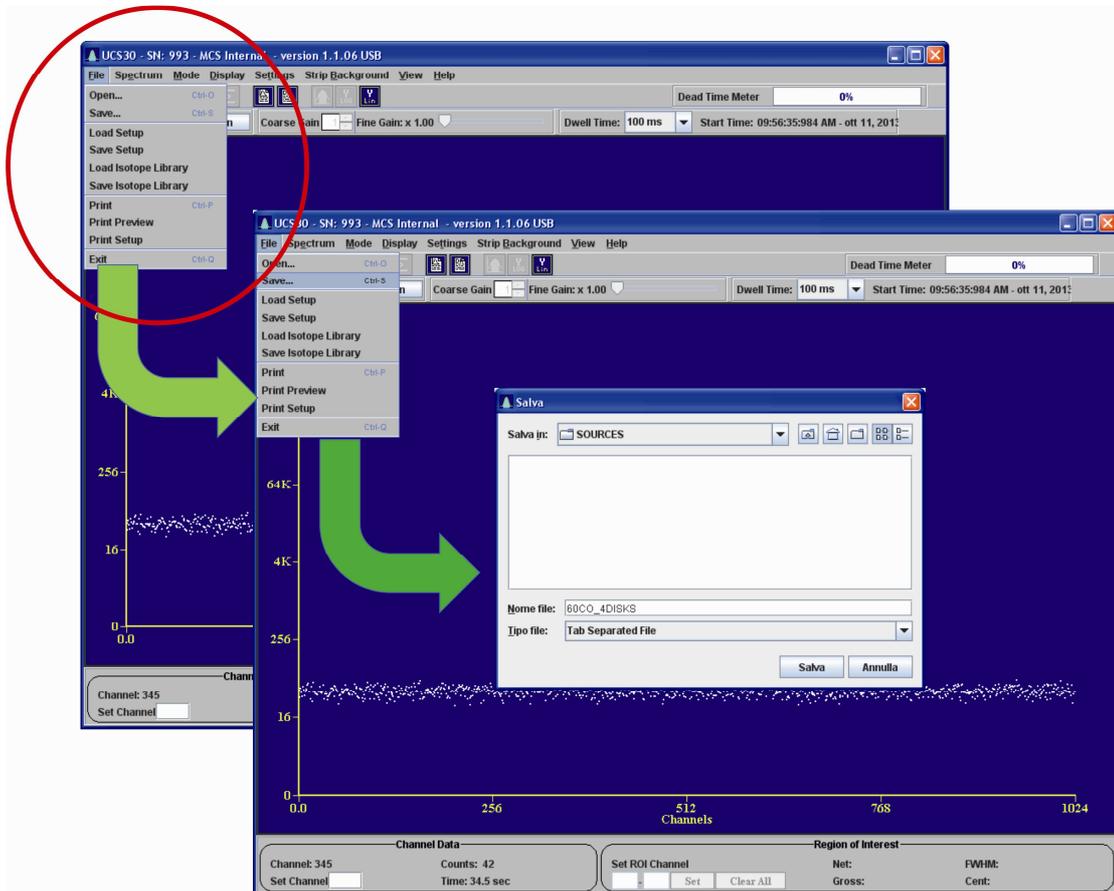


Fig. 23 La procedura di salvataggio del file dati.

- Per analizzare il file dei dati esso va modificato, in modo da renderlo leggibile. Aprire il file con il *Blocco Note* e togliere l'intestazione, salvandolo poi (in formato *.txt*) con un diverso nome, in modo da avere sempre la copia originale del file dei dati sul computer.

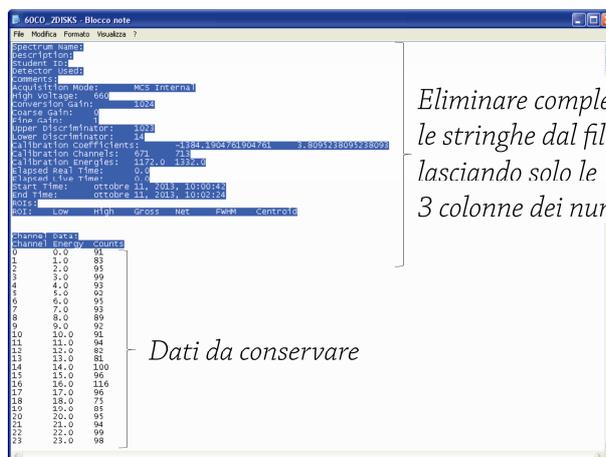


Fig. 24 La procedura di modifica del file dati

- Aprire il programma di analisi dati ed acquisire il file di dati modificato.