

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Studio preliminare per lo sviluppo di un
Esperimento di precisione per la verifica
dell'effettiva invarianza temporale delle
costanti del decadimento beta**

Relatore:
Prof. Giuseppe Baldazzi

Presentata da:
Lorenzo Palazzi

Correlatore:
Dott. Pier Luca Rossi

Anno Accademico 2018/2019

Abstract

Negli ultimi anni sono stati pubblicati diversi articoli che mostrano come alcuni tassi di decadimento beta possano variare. In particolare, i dati pubblicati sembrano evidenziare una variazione nei valori dei tempi di dimezzamento e molte prove sembrano suggerire che esista una correlazione della variazione con influenze solari. Scopo del presente lavoro di tesi è di ideare e procedere con una proposta di setup di misura che consenta di acquisire dati, su lungo periodo, così da valutare tali variazioni, a partire da un detector al silicio. Verranno quindi presentati i primi dati sperimentali, relativi all'acquisizione di spettro di sorgente beta di Sr/Y, e verranno descritte le criticità individuate.

Indice

Introduzione	iii
1 Il decadimento radioattivo	1
1.1 La legge del decadimento radioattivo	1
1.2 Decadimento β	4
1.2.1 Interazione debole	5
1.2.2 Decadimento β^-	7
1.2.3 Decadimento β^+	7
1.2.4 Cattura elettronica ϵ	8
2 Spettrometria gamma	9
2.1 Caratteristiche di un rivelatore	9
2.2 Rivelatori a scintillazione	12
2.3 Rivelatori a semiconduttore	13
2.4 Catena di acquisizione	16
2.4.1 Amplificatore di carica	17
2.4.2 Shaping amplifier	20
2.4.3 Single Channel Analyzer (SCA)	21
2.4.4 Multichannel Analyzer (MCA)	21
3 Posizione del problema	23
3.1 Prime osservazioni del fenomeno	23
3.2 Classificazione delle osservazioni	25
3.3 Discussione sulle metodiche utilizzate	31

4	Setup sperimentale	35
4.1	Strumenti utilizzati	35
4.1.1	Sorgente	35
4.1.2	Fotodiode PIN al Si	38
4.1.3	Charge amplifier H4083	39
4.1.4	Amptek DP5	40
4.2	Descrizione e schema	41
4.3	Misure effettuate	42
	Conclusioni	45
	A. Digital pulse processor	47
	B. Charge amplifier	53
	C. Si PIN photodiode	57
	Bibliografia	63

Introduzione

Fin dagli anni '30 si è ipotizzato che il processo di decadimento radioattivo fosse un processo casuale, non influenzato dall'ambiente circostante il nucleo in decadimento. Negli ultimi decenni, tuttavia, sono stati pubblicati diversi articoli che mostrano come alcuni tassi di decadimento, in particolare beta, possano variare (i.e. come le costanti di decadimento di alcuni radioisotopi non siano in effetti costanti, ma possano variare nel tempo). A partire dai primi dati raccolti, sono poi stati eseguiti vari studi per capire se le fluttuazioni osservate fossero realmente dovute ad un nuovo tipo di interazione (una possibile influenza solare), o se fossero dovute a fattori ambientali (cambiamenti stagionali di temperatura, pressione, umidità etc...).

Lo scopo di questo lavoro è avviare un esperimento, di lunga durata, che possa monitorare l'attività di alcune sorgenti radioattive, tenendo sotto controllo i parametri ambientali (i.e. temperatura, pressione, umidità, radiazione di fondo) e l'attività solare. La peculiarità di questo esperimento risiederebbe nel fatto di studiare diverse sorgenti, in diversi stati fisici: solido, liquido e gassoso, così da poter capire se in qualche modo anche lo stato fisico del radionuclide incida sulla sua attività.

Per questo motivo, verrà descritto un sistema di rivelazione per la misura dell'attività di una sorgente di ^{90}Sr ; poiché nello spettro energetico non appare solo quello dello ^{90}Sr , ma anche del figlio ^{90}Y , è stato necessario trovare anche un metodo per deconvolverlo, cioè per ottenere i due spettri separati,

per poi ricavare le caratteristiche dei due radionuclidi.

L'elaborato è articolato in quattro capitoli: nel primo e nel secondo si introducono brevemente i concetti principali alla base dei processi di decadimento e della spettrometria gamma; nel terzo si raccolgono tutte le principali osservazioni in merito al fenomeno discusso, favorevoli e non; nel quarto ed ultimo capitolo si procede alla descrizione del setup sperimentale e dei metodi utilizzati.

Capitolo 1

Il decadimento radioattivo

La scoperta della radioattività risale al 1896, anno in cui fu osservata da Becquerel che, studiando le relazioni intercorrenti tra fosforescenza e raggi X, scoprì la radioattività naturale dell'uranio. Questa scoperta aprì un nuovo filone di ricerca volta a determinare l'origine e la natura di tale fenomeno.

In questo capitolo si richiamano le principali leggi fisiche che governano il decadimento radioattivo.

1.1 La legge del decadimento radioattivo

Il decadimento radioattivo è un fenomeno di natura statistica, ed è quindi impossibile predire quando avverrà per un singolo atomo; inoltre il tasso di decadimento di una sostanza radioattiva decresce nel tempo secondo una legge esponenziale.

Per fissare le idee consideriamo un campione in cui al tempo t sono presenti N nuclei radioattivi e ipotizziamo che non ne vengano introdotti dei nuovi: allora il numero dN di nuclei che decadono in un tempo dt è proporzionale a N , cioè:

$$dN = -\lambda N dt \tag{1.1}$$

dove la *costante di decadimento* λ indica la probabilità per unità di tempo di decadimento, ed è caratteristica del nucleo.

L'equazione (1.1) rappresenta la *legge del decadimento radioattivo* in forma differenziale; integrandola si ottiene:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (1.2)$$

dove $N(0)$ è il numero iniziale di nuclei presenti a $t = 0$. L'equazione (1.2) ci permette di predire il numero di nuclei non decaduti all'interno di un campione dopo un certo tempo t .

Ponendo ora $N = N(0)/2$ nella (1.2) si trova:

$$t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1.3)$$

$t_{1/2}$ è detto *tempo di dimezzamento*, e rappresenta il tempo necessario affinché il numero di nuclei iniziale si dimezzi.

Una grandezza particolarmente utile da considerare è il *tempo di vita medio* τ , definito come il tempo medio che deve trascorrere prima che un nucleo decada. È legato alla costante di decadimento tramite la relazione:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (1.4)$$

Riconsideriamo ora la legge del decadimento radioattivo: in tale forma, l'equazione (1.2) è scarsamente utilizzata, poiché è assai difficile determinare il numero di nuclei N non decaduti dopo un tempo t . È invece più facile contare il numero di decadimenti (misurando la radiazione emessa) che avvengono tra il tempo t_1 e il tempo t_2 .

Supponiamo che ΔN nuclei decadano tra t e $t + \Delta t$, allora:

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N(0)e^{-\lambda t}(1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (1.5)$$

Se $\Delta t \ll t_{1/2}$, possiamo espandere il secondo esponenziale ignorando i termini di grado superiore, per cui:

$$|\Delta N| = \lambda N(0)e^{-\lambda t} \Delta t \quad (1.6)$$

che nel limite differenziale porta a:

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N(0)e^{-\lambda t} \quad (1.7)$$

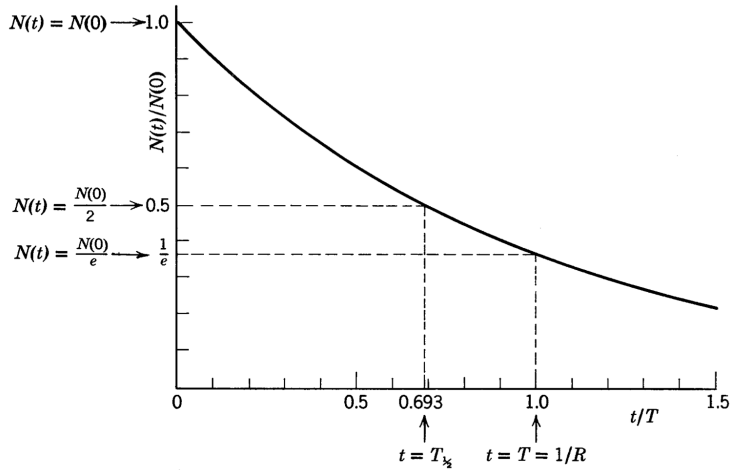


Figura 1.1: Legge esponenziale del decadimento radioattivo per $N(t)$, espresso in unità del numero iniziale di nuclei $N(0)$. Sono mostrati anche il tempo di dimezzamento $T_{1/2}$ e il tempo di vita medio T . R rappresenta la costante di decadimento.

Si definisce a questo punto l'*attività* A come il numero di decadimenti nell'unità di tempo $|\frac{dN}{dt}|$ e dall'equazione sopra si ha:

$$A(t) = \lambda N(t) = A(0)e^{-\lambda t} \quad (1.8)$$

dove $A(0) = \lambda N(0)$ rappresenta l'attività iniziale (a $t = 0$).

L'unità di misura dell'attività di un radionuclide nel SI è il *becquerel* (Bq), definita come un decadimento al secondo:

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ dec/s}$$

Un'altra unità di misura per l'attività, utile sperimentalmente, è il *curie* (Ci). In origine indicava l'attività di un grammo di radio, ora è definita semplicemente come:

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$$

Un nucleo instabile può assestarsi in configurazioni più stabili di minore energia principalmente mediante tre processi: il decadimento α , caratterizzato dall'emissione spontanea di una particella alfa (nuclei di He^{++}) da parte di

un nucleo con elevato numero atomico; il decadimento β , caratterizzato dall'emissione spontanea di particelle beta (elettroni-positroni); il decadimento γ , caratterizzato dall'emissione di fotoni ad alta energia in seguito ad una transizione di un nucleo da uno stato eccitato allo stato fondamentale.

Per lo scopo di questa ricerca ci concentreremo esclusivamente sui decadimenti β .

1.2 Decadimento β

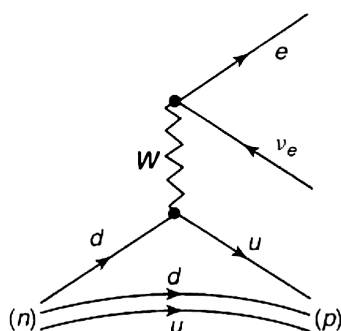


Figura 1.2: Diagramma di Feynman che rappresenta il processo di decadimento beta negativo.

Questo tipo di decadimento è governato dall'interazione debole (una delle quattro interazioni fondamentali), e consiste nella mutua conversione neutrone-protone; permette di modificare, in accordo con il principio di Pauli, le proporzioni relative di neutroni e protoni portando il nucleo (inizialmente instabile) su configurazioni di minore energia. Il processo è accompagnato dalla emissione di elettroni/positroni e antineutrini/neutrini che vanno a costituire la radiazione beta nucleare.

1.2.1 Interazione debole

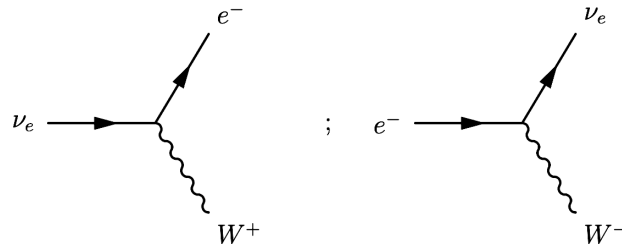
L'interazione debole è una delle quattro interazioni fondamentali ed agisce su leptoni e quark. Esistono due tipi di interazione debole: carica (mediata dai bosoni W^+ e W^-) e neutra (mediata dal bosone Z^0).

Interazione debole carica

I vertici fondamentali che accoppiano i bosoni W^+ e W^- ai fermioni del modello standard possono essere descritti nel seguente modo. I fermioni del modello standard sono raggruppati nei seguenti doppietti di isospin debole:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}.$$

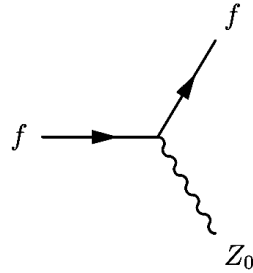
In ciascun doppietto la particella posizionata in alto si può trasformare in quella corrispondente posizionata in basso con l'emissione di un W^+ ; analogamente, una particella posizionata in basso si può trasformare nella particella corrispondente posizionata in alto con l'emissione di un W^- . Naturalmente, in ciascun vertice ciascuna particella entrante (uscente) può essere sostituita dalla corrispondente antiparticella uscente (entrante). Ad esempio, per il primo doppietto $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$, si ha:



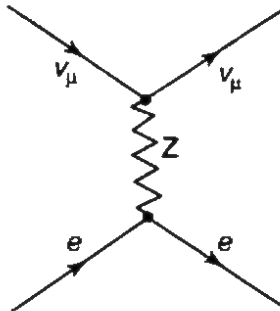
Nel settore dei quark, i bosoni W^\pm si accoppiano direttamente agli autostati di interazione debole (d' , s' , b') che sono collegati agli autostati di massa (d , s , b) da una matrice unitaria detta matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Questa distinzione può essere ignorata per gli scopi di questo lavoro.

Interazione debole neutra

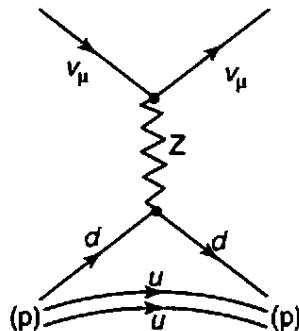
In questo tipo d'interazione, ogni fermione può emettere un bosone Z^0 rimanendo una particella della stessa natura.



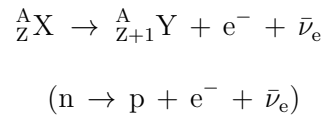
L'interazione debole neutra governa i processi di scattering tra neutrino-elettrone ($\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$):



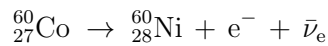
e neutrino-protone ($\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$):



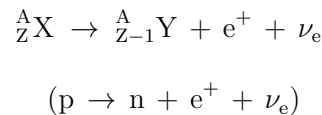
1.2.2 Decadimento β^-



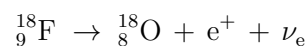
Quando un nucleo è instabile per eccesso di neutroni, un neutrone in eccesso decade in un protone, emettendo un elettrone e un antineutrino elettronico (come mostrato sopra). Questo processo provoca una transizione isobarica: aumenta il numero atomico Z di una unità ma rimane invariato il numero di massa A . L'atomo si trasforma nell'elemento chimico che occupa il posto successivo nella tavola periodica. Un esempio di decadimento beta meno è il decadimento del radionuclide Cobalto-60 nel nuclide Nichel-60, mostrato di seguito:



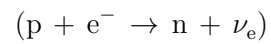
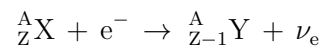
1.2.3 Decadimento β^+



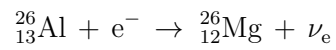
Quando un nucleo è instabile per difetto di neutroni, un protone in eccesso decade in un neutrone, emettendo un positrone e un neutrino elettronico (come mostrato sopra). Anche questo processo provoca una trasformazione isobarica: in questo caso diminuisce Z di una unità e l'atomo si trasforma nell'elemento chimico che lo precede nella tavola periodica. Un esempio di decadimento beta più è il decadimento del radionuclide Fluoro-18 nel nuclide stabile Ossigeno-18, mostrato di seguito:



1.2.4 Cattura elettronica ϵ



Può capitare che un nucleo sia instabile e non possa decadere con un normale decadimento beta: in questo caso uno degli elettroni orbitanti viene catturato dal nucleo e, per combinazione con un protone, dà luogo ad un neutrone. Il processo è seguito dall'emissione di un neutrino elettronico (come mostrato sopra). Di seguito un esempio:



Capitolo 2

Spettrometria gamma

La maggior parte dei rivelatori di radiazioni hanno caratteristiche simili dal punto di vista del principio base di funzionamento: la radiazione entra nel rivelatore, interagisce con gli atomi del materiale del rivelatore (perdendo parte della sua energia o tutta), e rilascia un gran numero di elettroni liberi all'interno del materiale. Questi elettroni vengono poi raccolti e formati in un impulso di tensione o di corrente per essere analizzati dai circuiti elettronici. La scelta del tipo di rivelatore per un esperimento, dipende dal range di energia di interesse e dai requisiti di risoluzione ed efficienza dell'esperimento.

2.1 Caratteristiche di un rivelatore

Efficienza

L'efficienza di un rivelatore è una misura di quanti impulsi si verificano per un dato numero di fotoni gamma. Per rivelatori di fotoni gamma si usano comunemente due tipi di efficienza:

- *efficienza assoluta*: è il rapporto tra il numero di conteggi prodotti dal rivelatore e il numero di fotoni gamma emessi dalla sorgente (in tutte le direzioni)

$$\varepsilon_{\text{abs}} = \frac{\text{eventi registrati}}{\text{eventi generati dalla sorgente}}$$

- *efficienza intrinseca*: è il rapporto tra il numero di impulsi prodotti dal rivelatore e il numero di fotoni gamma che colpiscono il rivelatore

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{\text{eventi registrati}}{\text{eventi incidenti sul rivelatore}}$$

Se la sorgente è isotropica, le due grandezze sono legate dalla relazione:

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{4\pi}{\Omega} \varepsilon_{\text{abs}}$$

dove Ω è l'angolo solido attraverso il quale la sorgente è vista dal rivelatore.

Definendo ora l'*efficienza geometrica* come $\varepsilon_{\text{geom}} = \frac{\Omega}{4\pi}$ possiamo scrivere:

$$\varepsilon_{\text{abs}} = \varepsilon_{\text{geom}} \cdot \varepsilon_{\text{int}}$$

In termini differenziali si usa la probabilità che un fotone sia emesso nell'intorno di un angolo θ , data da:

$$P(\theta)d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi}$$

Dal momento che la probabilità di interazione dei fotoni lungo un percorso x all'interno del rivelatore è espressa come $p(x) = 1 - e^{-\frac{1}{\lambda}x}$, dove λ è il libero cammino medio per un'interazione, si può scrivere:

$$d\varepsilon_{\text{abs}} = (1 - e^{-\frac{x}{\lambda}}) \frac{d\Omega}{4\pi}$$

Integrando quindi l'equazione sopra sul volume del rivelatore si ottiene l'efficienza assoluta.

Spesso si tende a usare anche l'*efficienza di fotopicco*, ovvero la capacità del rivelatore di produrre solo impulsi di picco a piena energia (cioè viene posto al numeratore il numero di γ che hanno depositato tutta la loro energia all'interno del rivelatore).

Risposta

La risposta di un rivelatore è definita come il rapporto tra il segnale S prodotto dal rivelatore e la grandezza fisica G sotto osservazione:

$$\mathfrak{R} = \frac{S}{G}$$

Nel caso ideale, il rivelatore dovrebbe avere una risposta lineare, questo è a volte possibile solo in un intervallo ristretto di valori di G . Il minimo valore di G per il quale il rivelatore produce un segnale è la sensibilità del rivelatore.

Vari fattori concorrono a determinare la risposta di un rivelatore: la probabilità che la radiazione incidente converta la sua energia in forma di ionizzazione; il segnale prodotto deve essere più grande del rumore dovuto all'elettronica accoppiata al rivelatore e al rivelatore stesso; i fotoni devono anche avere abbastanza energia da oltrepassare lo strato più esterno del rivelatore e raggiungere la parte sensibile.

Un altro fattore importante è il *tempo di risposta*, cioè il tempo che il rivelatore impiega a formare il segnale dopo l'arrivo della radiazione.

Tempo morto

Il *tempo morto*, indicato con τ , è il tempo che il rivelatore impiega per elaborare un evento (cioè la durata del segnale). In questo periodo, il rivelatore può essere insensibile al verificarsi di ulteriori eventi (tempo morto), oppure gli eventi successivi possono "impilarsi" (effetto di pile-up); in entrambi i casi si possono perdere degli eventi.

Per evitare gli effetti del tempo morto, la risposta deve essere così breve che la probabilità che si verifichi un secondo evento durante il tempo morto sia piccola (trascurabile o comunque ridotta, in modo che siano applicabili le opportune correzioni).

Risoluzione energetica

Nel caso ideale, lo spettro energetico dovrebbe essere costituito da linee verticali in corrispondenza dei picchi di energia; nella pratica, invece, non sarà costituito da linee ma da picchi semi-gaussiani (vedi Fig. 2.1). L'allargamento delle linee è dovuto a diversi fattori: fluttuazioni statistiche del numero di portatori di carica, rumore elettrico ed alle eventuali variazioni

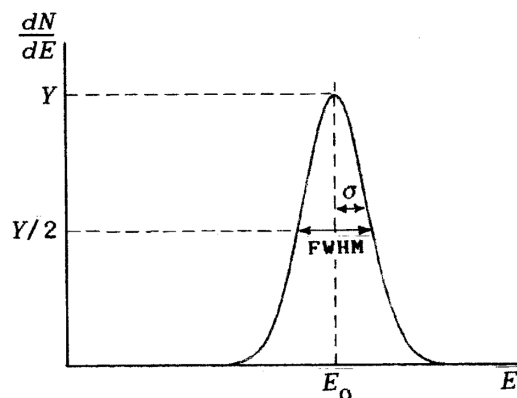


Figura 2.1: Picchi semi-gaussiani.

delle caratteristiche fisiche del rivelatore (come la temperatura), rumore che accompagna l'elettronica di front-end e alimentazione ad alta tensione del rivelatore.

La risoluzione energetica di un rivelatore è una misura della larghezza di un singolo picco di energia ad un'energia specifica, ed è definita come il rapporto tra la full width at half maximum (FWHM) e l'energia E_0 del centro del picco:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E_0}$$

2.2 Rivelatori a scintillazione

Un fotone gamma che interagisce con un rivelatore a scintillazione produce un impulso di luce, che viene poi convertito in un impulso elettrico da un tubo fotomoltiplicatore. Le proprietà del materiale di scintillazione necessarie per un buon rivelatore sono: la trasparenza, una grande emissione luminosa proporzionale all'energia dei fotoni gamma, Z e ρ elevati.

I più comuni sono rivelatori allo ioduro di sodio drogato con tallio ($\text{NaI}(\text{Tl})$) e allo ioduro di cesio drogato con tallio ($\text{CsI}(\text{Tl})$). Uno degli scintillatori più utilizzato ultimamente, ancora oggetto di studio, è il tri-bromuro di lantanio drogato con cerio ($\text{LaBr}_3(\text{Ce})$). Questo tipo di materiale è caratterizzato da

Tabella 2.1: Caratteristiche di $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, $\text{NaI}(\text{Tl})$ e $\text{CsI}(\text{Tl})$.

	$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	$\text{NaI}(\text{Tl})$	$\text{CsI}(\text{Tl})$
ρ (g/cm^3)	5.08	3.67	4.51
λ_{max} (nm)	380	415	560
Tempo di decadimento (ns)	16	250	1000
Igroscopico?	SI	SI	NO
Resa luminosa (ph/keV)	63	38	54
Risoluzione energetica @662 keV (%)	2.6	7	5
Radioattivo?	SI	NO	NO

un'alta emissione luminosa in un vasto range di temperature e da una rapida risposta; inoltre fornisce, in risoluzione energetica, alte prestazioni. In Tabella 2.1 sono riportate le principali caratteristiche dei tre materiali.

2.3 Rivelatori a semiconduttore

Il silicio e il germanio del gruppo IV sono di gran lunga i semiconduttori più utilizzati.

La banda di valenza (in cui gli elettroni sono legati nel reticolo) e la banda di conduzione (in cui gli elettroni sono liberi di migrare lungo il cristallo) sono separate da un intervallo di energia proibito E_g chiamato bandgap, che nei semiconduttori vale circa 1 eV (per gli isolanti $E_g > 5$ eV). Applicando due elettrodi ad un cristallo semiconduttore, si ottiene naturalmente una giunzione rettificante di tipo Schottky; un generatore di tensione V_0 è collegato agli elettrodi, stabilendo così un campo elettrico attraverso il cristallo (vedi Fig. 2.2). Ciò permette di aumentare la depletion region, e quindi di aumentare l'area ionizzabile da parte della radiazione incidente.

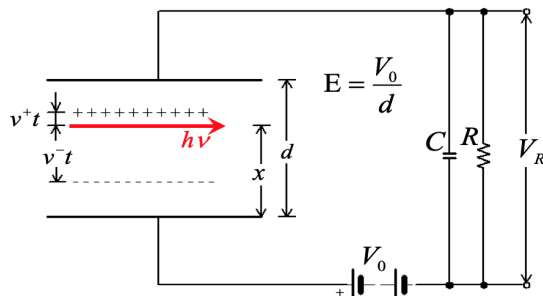


Figura 2.2: Schema circuitale di un semiconduttore a cui viene applicata una differenza di potenziale V_0 .

Formazione dell'impulso

Un fotone di energia $h\nu$, colpendo il rivelatore, darà luogo a processi di ionizzazione che portano gli elettroni a spostarsi dalla banda di valenza alla banda di conduzione; al loro posto, nella banda di valenza, si formano delle lacune, che si comportano a tutti gli effetti come cariche positive mobili, con velocità di deriva di circa dieci volte inferiori alla velocità degli elettroni nella banda di conduzione. Le coppie elettrone-lacuna così generate, vengono poi drenate dal campo elettrico e raccolte in corrispondenza degli elettrodi.

Possiamo studiare il fenomeno attraverso le leggi di conservazione dell'energia; schematizzando il problema come in Figura 2.2, in termini di energia abbiamo:

$$\varepsilon_i = \varepsilon^+ + \varepsilon^- + \varepsilon_s \quad (2.1)$$

dove ε_i è l'energia iniziale su C, ε^+ ed ε^- sono rispettivamente le energie assorbite dagli ioni e dagli elettroni ed ε_s il residuo di energia su C. Scrivendo esplicitamente nella (2.1) le energie si ottiene:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}CV_0^2 &= Q \cdot \Delta V^+ + Q \cdot \Delta V^- + \frac{1}{2}CV_s^2 \\ &= Ne \cdot \varepsilon_s v^+ t + Ne \cdot \varepsilon_s v^- t + \frac{1}{2}CV_s^2 \end{aligned} \quad (2.2)$$

dove $V_s = V_0 - \Delta V^+ - \Delta V^-$ è la tensione residua su C. Dalla (2.2) segue che:

$$\frac{1}{2}C(V_0^2 - V_s^2) = Ne\varepsilon_s(v^+ + v^-)t \quad (2.3)$$

L'equazione sopra si può scrivere come:

$$\frac{1}{2}C(V_0 + V_s)(V_0 - V_s) = Ne\frac{V_s}{d}(v^+ + v^-)t \quad (2.4)$$

essendo $\varepsilon_s = V_s/d$. Ora, dal momento che $V_R = (V_0 - V_s) \ll V_0$, è possibile scrivere:

$$V_0 + V_s \cong 2V_0 \quad e \quad \frac{V_s}{d} \cong \frac{V_0}{d}$$

$$\frac{1}{2}C(2V_0)V_R = Ne\frac{V_0}{d}(v^+ + v^-)t \quad (2.5)$$

Si trova infine che

$$V_R = \frac{Ne}{dC}(v^+ + v^-)t \quad 0 < t < t^- \quad (2.6)$$

L'equazione (2.6) è valida entro un certo tempo t^- , cioè quando ancora elettroni e lacune sono in movimento; infatti, $t^- = x/v^-$ è il tempo che impiegano gli elettroni a raggiungere l'anodo. Muovendosi le lacune più lentamente rispetto agli elettroni, arriveranno al catodo dopo un tempo $t^+ > t^-$, per cui la (2.6) si modifica come segue:

$$V_R = \frac{Ne}{dC}(v^+t + x) \quad t^- < t < t^+ \quad (2.7)$$

Dopo un tempo $t^+ = (d - x)/v^+$, le lacune avranno raggiunto il catodo, completando così la raccolta di carica. In questo caso si raggiunge l'impulso massimo:

$$V_R = \frac{Ne}{C} \quad t > t^+ \quad (2.8)$$

In Figura 2.3 è mostrato l'andamento di V_R in funzione di t .

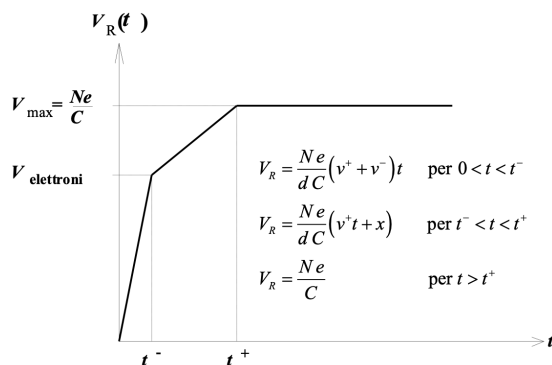


Figura 2.3: Andamento di V_R in funzione del tempo.

2.4 Catena di acquisizione

In una catena standard di acquisizione ed elaborazione dati (Fig. 2.4), l'impulso prodotto dal rivelatore viene integrato dall'amplificatore di carica e arriva allo shaping amplifier come impulso di tensione; lo shaping amplifier modifica l'impulso in modo tale da migliorare il rapporto segnale/rumore e minimizzare il pile-up (evento in cui due o più impulsi si sovrappongono nel tempo). A questo punto l'impulso passa attraverso una linea di ritardo, questo per dare tempo al SCA (Single Channel Analyzer) di analizzarlo; l'SCA fornisce in uscita un segnale logico, 0 o 1, a seconda che l'impulso abbia o meno un'ampiezza specifica (cioè sceglie quali impulsi far passare e quali

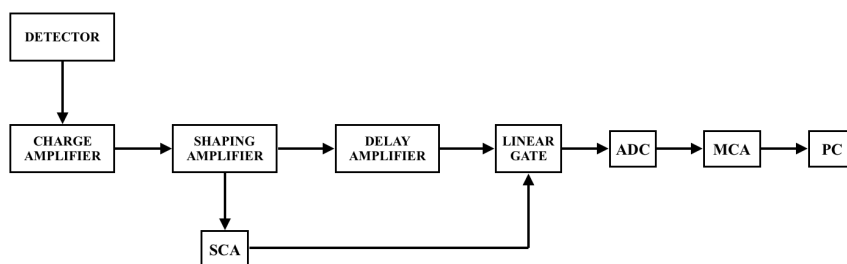


Figura 2.4: Schema a blocchi di un tradizionale sistema di spettroscopia analogica.

no). Se l'ampiezza dell'impulso è accettabile, il segnale arriva al convertitore analogico-digitale (ADC) per poi essere analizzato dall'MCA (Multichannel Analyzer) e letto dal PC.

2.4.1 Amplificatore di carica

L'amplificatore di carica è un dispositivo in grado di integrare un segnale in corrente fornendo in uscita un segnale in tensione, con ampiezza proporzionale alla carica in ingresso.

Principio di funzionamento

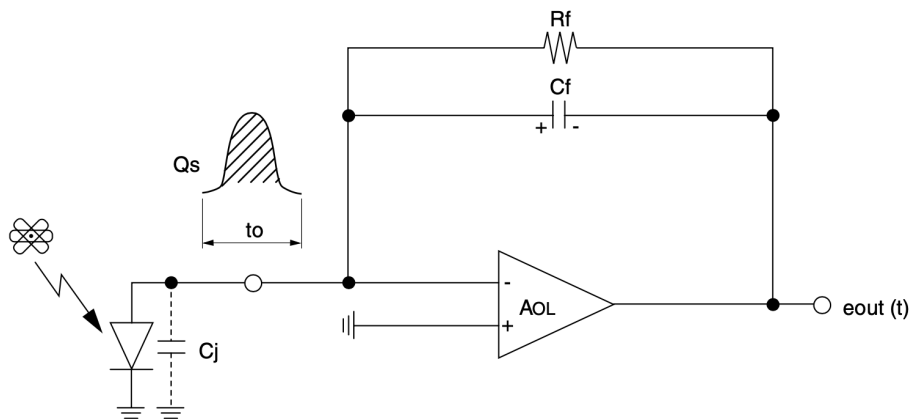


Figura 2.5: Schema del circuito. C_j è la capacità del detector a semiconduttore, C_f la capacità di feedback, R_f la resistenza di feedback e AOL il guadagno ad anello aperto dell'amplificatore.

Quando un rivelatore a semiconduttore (come il Si ad esempio) viene colpito da raggi gamma, il segnale di uscita è un impulso di carica Q_s proporzionale all'energia della particella. Questa carica provoca un aumento del potenziale di ingresso dell'amplificatore di carica e, allo stesso tempo, un potenziale con polarità inversa all'uscita. Tuttavia, poiché il guadagno ad anello aperto dell'amplificatore è sufficientemente grande, il potenziale di

uscita lavora attraverso l'anello di feedback in modo da rendere istantaneamente nullo il potenziale di ingresso. Di conseguenza, gli impulsi di carica Q_s sono tutti integrati nella capacità di feedback C_f e poi emessi come impulsi di tensione $e_{out}(t)$. A questo punto, poiché la resistenza di feedback R_f è collegata in parallelo alla capacità di feedback C_f , l'uscita è formata da impulsi di tensione che si scaricano lentamente in un tempo $\tau = C_f \cdot R_f$.

Se un rivelatore genera in maniera costante una carica in un intervallo di tempo da $t = 0$ a t_0 , la carica del segnale in uscita Q_s è data dalla seguente equazione utilizzando la trasformata di Laplace:

$$Q_s(S) = Q_s \left(\frac{1}{S} - \frac{e^{-St_0}}{S} \right) \quad (2.9)$$

Analogamente, il coefficiente di trasmissione $T(S)$ è dato da:

$$T(S) = -\frac{1}{C_f} \cdot \frac{1}{S + \frac{1}{\tau}} \quad (2.10)$$

dove $\tau = C_f \cdot R_f$.

Utilizzando le equazioni (2.9) e (2.10), la tensione in uscita $V(S)$ si esprime come:

$$V(S) = Q(S) \cdot T(S) = -\frac{Q_s}{C_f} \left(\frac{1}{S} \cdot \frac{1}{S + \frac{1}{\tau}} - \frac{e^{-St_0}}{S} \cdot \frac{1}{S + \frac{1}{\tau}} \right) \quad (2.11)$$

Di conseguenza, l'impulso in uscita di tensione $e_{out}(t)$ è dato da:

$$\begin{aligned} e_{out}(t) &= -\frac{Q_s}{C_f} \cdot \frac{1 - e^{-t/\tau}}{t_0/\tau} & 0 \leq t < t_0 \\ &= -\frac{Q_s}{C_f} \cdot \frac{(e^{t_0/\tau} - 1)}{t_0/\tau} e^{-t/\tau} & t_0 \leq t \end{aligned} \quad (2.12)$$

Poiché in generale $t_0 \ll \tau$, l'equazione (2.12) può essere semplificata come segue:

$$e_{out}(t) = -\frac{Q_s}{C_f} e^{-t/\tau} \quad (2.13)$$

Come si può vedere dall'equazione (2.13), gli impulsi di carica Q_s sono convertiti in impulsi di tensione con ampiezza $V_{out} = -\frac{Q_s}{C_f}$, smorzati dalla costante di tempo τ .

Guadagno

Il guadagno dell'amplificatore di carica, non accoppiato ad un rivelatore, è dato da:

$$G_c = \frac{V_{out}}{Q_s} \left(= \frac{1}{C_f} \right) \quad [\text{V/coulomb}] \text{ o } [\text{V/pico coulomb}] \quad (2.14)$$

Quando si collega l'amplificatore di carica ad un rivelatore, solitamente si usa il termine "sensibilità" piuttosto che "guadagno": la sensibilità è espressa in tensione di output (mV) per un MeV di energia irradiata dalla particella sul rivelatore. L'ampiezza del segnale di carica su un rivelatore a semiconduttore è determinata dall'energia della particella in ingresso e dal materiale del semiconduttore stesso:

$$Q_s = \frac{E \cdot e^-}{\varepsilon} \quad (\text{coulomb}) \text{ o } (\text{pico coulomb}) \quad (2.15)$$

dove E è l'energia della particella (in MeV), e^- la carica elementare (1.6×10^{-19} coulomb) ed ε l'energia necessaria a creare una coppia elettrone/lacuna.

Dalla (2.14) e dalla (2.15) possiamo ricavarci la sensibilità:

$$\begin{aligned} R_s &= \frac{V_{out}}{E} = \frac{Q_s/C_f}{Q_s \cdot (\varepsilon/e^-)} \\ &= \frac{e^-}{C_f} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \quad (\text{mV/MeV}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

che, a temperatura ambiente e utilizzando un fotodiodo al Si con un H4083 (vedi Cap. 4) risulta essere:

$$R_s = \frac{1.6 \times 10^{-19}}{2 \times 10^{-12}} \cdot \frac{1}{3.62} = 22 \quad (\text{mV/MeV}) \quad (2.17)$$

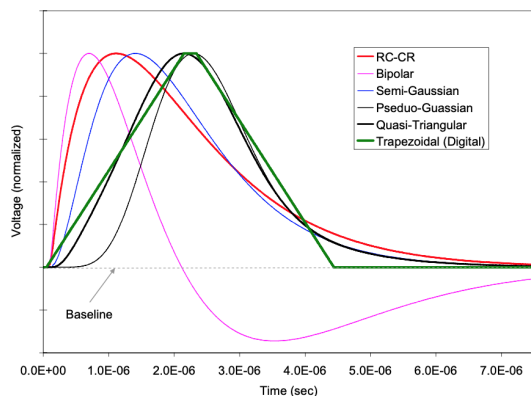


Figura 2.6: Forme d'impulso ottenute con diversi shaping amplifiers. Ognuno ha una costante di tempo di $1 \mu\text{s}$, ma gli integratori (i filtri passa basso) utilizzano diverse funzioni di trasferimento.

2.4.2 Shaping amplifier

Lo shaping amplifier è un amplificatore che accetta gli impulsi in uscita da un preamplificatore di carica e li modifica per migliorare il rapporto segnale/rumore e per minimizzare l'effetto di pile-up. Nell'elettronica nucleare, questo consiste solitamente in una qualche forma di differenziatore (o filtro passa alto), un amplificatore di tensione, e una qualche forma di integratore (o filtro passa basso). Le proprietà generali di uno shaping amplifier variano in base alla funzione di trasferimento in uso (Fig. 2.6):

- RC-CR: molto semplice da implementare, ma solitamente di scarse prestazioni (rumore e tempo morto alti e poca stabilità).
- Bipolare: il lobo negativo garantisce una buona stabilità della linea di base, è semplice da implementare, ma l'impulso ha una lunga durata, cioè rumore e tempo morto alti.
- Semi-gaussiano e pseudo-gaussiano: implementato utilizzando filtri attivi; se usati con il ripristino della linea di base attiva, forniscono buone prestazioni usando componenti analogici.

- Quasi-triangolare: implementato usando filtri attivi in componenti analogici; questo si avvicina molto alla funzione di trasferimento "ideale", per prestazioni ottimali, ma è relativamente complesso.
- Trapezoidale: implementato usando l'elaborazione digitale; molto vicino all'ideale e ad una risposta all'impulso finita, migliorando le prestazioni ad alte velocità di conteggio.

2.4.3 Single Channel Analyzer (SCA)

È un circuito che produce un impulso logico in uscita che indica la presenza di un impulso in ingresso con ampiezza di picco in un intervallo specifico. Il tempo dell'uscita logica ha una relazione specifica con il tempo dell'impulso in ingresso, e ci sono diverse relazioni temporali che sono comunemente usate in diverse classi di SCA.

2.4.4 Multichannel Analyzer (MCA)

Misura la distribuzione o lo spettro degli eventi incidenti. Il suo output è un istogramma che contiene il numero di eventi che si verificano all'interno di ogni canale dati. Più comunemente, l'MCA misura lo spettro di energia e ogni canale corrisponde ad un intervallo di energia. L'istogramma rappresenta quindi il numero di eventi all'interno di ciascun intervallo di energia, che è lo spettro di energia. Gli MCA possono anche misurare uno spettro temporale o altre distribuzioni.

Capitolo 3

Posizione del problema

Negli ultimi anni sono stati pubblicati diversi articoli che mostrano come alcuni tassi di decadimento beta possano variare. In particolare, i dati pubblicati evidenziano una variazione annuale dell'attività di alcuni radionuclidi, e tutte le prove sembrano suggerire una possibile influenza solare. A titolo di esempio Falkenberg riporta, in un articolo del 2001 [10], l'evidenza di una variazione annuale (di 0.37%) del tasso di decadimento del trizio, suggerendo un'associazione con la distanza Terra-Sole.

A queste ipotesi, d'altra parte, sono subito seguite delle critiche: tornando all'esempio di prima infatti, Bruhn [6], proprio in risposta a Falkenberg, afferma di non aver riscontrato irregolarità negli stessi dati, affermando che la variazione rilevata sia stato il frutto di inappropriati metodi di misura e di analisi.

Confronti di questo tipo si sono ripetuti frequentemente; in questo capitolo si illustrano le principali osservazioni, favorevoli e contrarie, degli ultimi decenni.

3.1 Prime osservazioni del fenomeno

Tra il 1982 e il 1986 Alburger, *et al.* [1] misurarono la vita media del ^{32}Si al Laboratorio Nazionale di Brookhaven (BNL), utilizzando come riferimento

il ^{36}Cl , il cui tasso di decadimento poteva essere considerato costante vista la durata dell'esperimento ($T_{1/2}(^{36}\text{Cl}) = 301,000 \text{ a}$). I dati presi sul rapporto $^{32}\text{Si}/^{36}\text{Cl}$ rivelarono delle variazioni annuali non attribuibili a cambiamenti fisici nell'ambiente circostante, come variazioni di temperatura, umidità o pressione [1]. Nonostante tali variazioni fossero di natura incerta, passarono in secondo piano dal momento che non ebbero effetti significativi sul risultato.

In quel periodo un altro gruppo di ricerca, presso il Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), stava misurando la vita media del ^{152}Eu utilizzando come riferimento il radionuclide ^{226}Ra [32]. L'esperimento, che si protrasse per oltre 15 anni, si sovrappose a quello di BNL per circa 2 anni, e mostrò fluttuazioni annuali nei dati sul ^{226}Ra simili a quelle viste in BNL. In questo caso le fluttuazioni osservate furono attribuite al decadimento di un prodotto della catena, il ^{222}Rn , la cui concentrazione si sa essere variabile stagionalmente: questo può aver portato ad una distribuzione della carica dipendente dalla stagione sull'apparato sperimentale [32].

Una possibile correlazione tra i dati di BNL [1] e quelli di PTB [32] è mostrata da Jenkins, *et al.* [13] (Fig. 3.1).

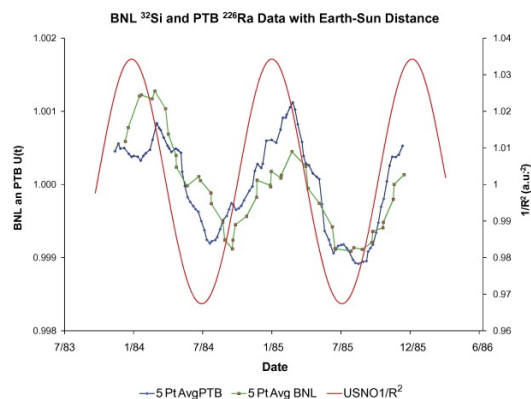


Figura 3.1: Correlazione tra i tassi di decadimento di ^{32}Si (BNL) [1] e ^{226}Ra (PTB) [32]. I dati BNL (in blu) e PTB (in verde) sono stati mediati in comuni intervalli settimanali a scopo di confronto, e sovrapposti a $1/R^2$, dove R è la distanza tra la Terra e il Sole [13].

Il coefficiente di correlazione tra i dati è $r = 0.88$, che corrisponde ad una probabilità di 4×10^{-12} che la correlazione BNL/PTB possa essere il risultato di fluttuazioni statistiche [13].

3.2 Classificazione delle osservazioni

A partire dai dati raccolti da BNL [1] e PTB [32], sono stati eseguiti vari studi per capire se le fluttuazioni osservate fossero realmente dovute ad un nuovo tipo di interazione, o se fossero dovute a fattori ambientali, come cambiamenti stagionali di temperatura, pressione e umidità.

Jenkins, *et al.* [13], dopo aver rianalizzato i dati di BNL e PTB, mostrano (vedi Fig. 3.1, 3.2a, 3.2b) che le fluttuazioni osservate sono fortemente correlate nel tempo, non solo l'una con l'altra - con un coefficiente di correlazione pari a $r = 0.88$ -, ma anche con la distanza tra la Terra e il Sole - $r = 0.65$ tra BNL e $1/R^2$ per $N = 235$ punti, e $r = 0.66$ tra PTB e $1/R^2$ per $N = 1968$ punti - [13]. Il lavoro di Jenkins, *et al.* [13] suggerisce quindi che i rate di decadimento possano essere influenzati dall'attività solare.

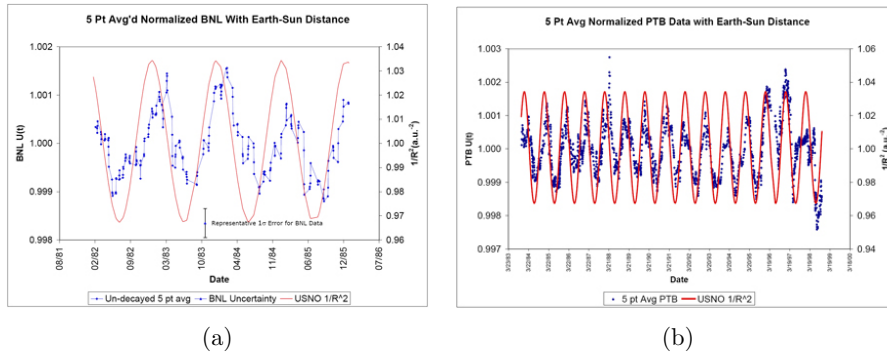


Figura 3.2: (a) Grafico dei dati BNL di $^{32}\text{Si}/^{36}\text{Cl}$ insieme a $1/R^2$, dove R è la distanza T-S; (b) Grafico dei dati PTB di ^{226}Ra insieme a $1/R^2$, dove R è la distanza T-S.

In un lavoro a parte [15], Jenkins, *et al.* si preoccupano di studiare la sensibilità dei rivelatori utilizzati da BNL e PTB, per vedere se le variazioni

osservate possano essere ricondotte a variazioni stagionali di temperatura, pressione, umidità, radiazione di fondo, etc. I risultati mostrano che gli effetti delle variazioni stagionali sui rivelatori sono troppo piccoli per produrre le fluttuazioni osservate (Fig. 3.3).

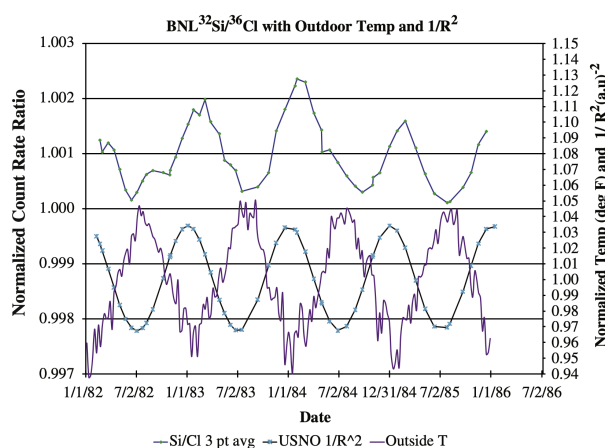


Figura 3.3: Dati di $^{32}\text{Si}/^{36}\text{Cl}$ in relazione con $1/R^2$ (R è la distanza T-S) e con la temperatura esterna: evidente l'anti-correlazione tra i dati BNL e la temperatura esterna [15].

Per indagare ulteriormente il fenomeno, Jenkins e Fischbach [14] studiarono i decadimenti del ^{54}Mn durante il flare solare del 13 Dicembre 2006. Il sistema utilizzava un rivelatore NaI(Tl), e registrava le emissioni gamma provenienti dalla diseccitazione del ^{54}Cr prodotto dal processo di cattura elettronica $^{54}\text{Mn} + e^- \rightarrow ^{54}\text{Cr} + \nu_e$ (vedi [14] per ulteriori informazioni). I dati rilevati mostrarono cali significativi dell'attività del ^{54}Mn , coincidenti temporalmente con i picchi di radiazione registrati dai satelliti GOES-10 e 11 (Fig. 3.4), supportando l'ipotesi di una correlazione tra i tassi di decadimento e la distanza Terra-Sole.

D'altra parte, nello stesso anno, il lavoro di Norman, *et al.* [21] mostra come i decadimenti α , β^- , β^+ , ϵ di alcuni radionuclidi (^{22}Na , ^{44}Ti , $^{108}\text{Ag}^m$, $^{121}\text{Sn}^m$, ^{133}Ba , ^{241}Am) siano indipendenti dalla distanza Terra-Sole. In particolare sono stati effettuati dei test, con calcolo dei coefficienti di correlazione,

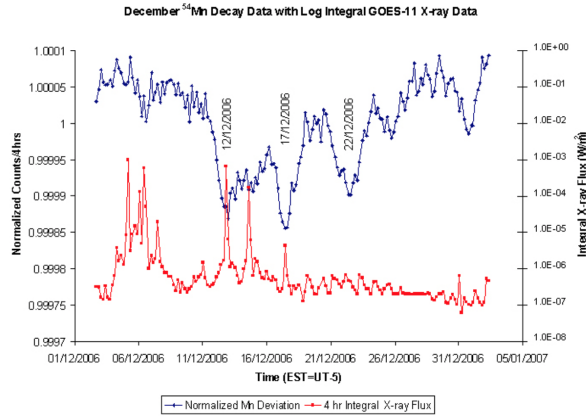


Figura 3.4: Count rate del ^{54}Mn che mostrano dei netti cali coincidenti temporalmente con i picchi del flusso di raggi X del 12 e 17 Dicembre 2006.

sull'ipotesi che non ci siano variazioni nei rate di decadimento ($r_{no.var}$) e sull'ipotesi di Jenkins, *et al.* [13, 14] (r_{var}): i risultati (Fig. 3.5a, 3.5b, 3.5c) mostrano come i valori dei coefficienti tendano a contraddire l'affermazione di Jenkins, *et al.*

Qualche anno più tardi Jenkins, *et al.* [17] presentano ulteriori prove sperimentali in supporto alla loro ipotesi. I dati, presi dalle calibrazioni di routine settimanali di uno strumento utilizzato per la sicurezza radiologica presso l'Ohio State University Research Reactor (OSURR) tramite il ^{36}Cl , mostrano una variazione annuale dei conteggi (Fig. 3.6), con un massimo relativo in Gennaio/Febbraio (quando la Terra si avvicina al perielio) e un minimo relativo in Luglio/Agosto (quando la Terra si avvicina all'afelio).

I risultati, però, sono in disaccordo con quelli di Kossert e Nähle [18], che nello stesso periodo stavano misurando i decadimenti del ^{36}Cl : i due ricercatori, infatti, non hanno trovato alcuna variazione significativa nell'attività del ^{36}Cl attribuibile ad una influenza solare, smentendo l'ipotesi di Jenkins, *et al.*

Nel frattempo, Alexander G. Parkhomov [23, 24] stava studiando l'attività di due sorgenti β , ^{60}Co e $^{90}\text{Sr}/\text{Y}^{90}$, tenendo sotto controllo i parametri

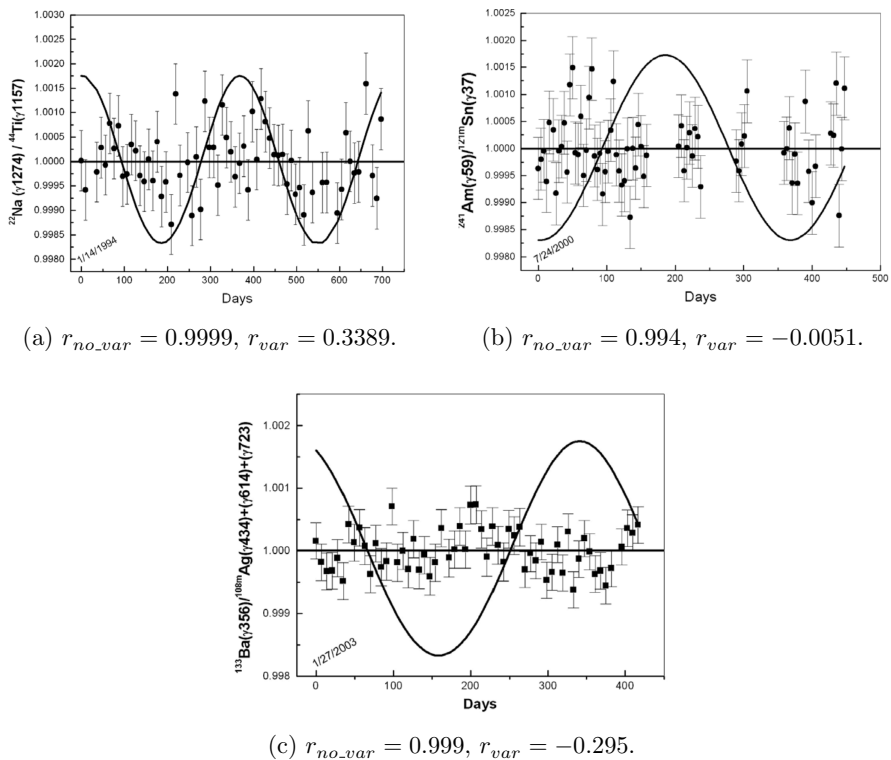


Figura 3.5: Risultati pubblicati da Norman, *et al.* [21]. La linea orizzontale rappresenta la media di tutti i dati, mentre la linea sinusoidale la variazione in $1/R^2$ durante il periodo di acquisizione, diviso per un fattore 20 (R è la distanza T-S).

ambientali e l'attività solare. L'esperimento, della durata di più di 13 anni, misurava i rate di decadimento delle due sorgenti attraverso dei contatori Geiger-Müller: i dati analizzati mostrano deviazioni annuali (0.3%) e mensili (0.02%) dei tassi di decadimento di ^{60}Co e $^{90}\text{Sr}/\text{Y}^{90}$ [23], supportando l'ipotesi di una correlazione con la distanza T-S; tuttavia, le misure escludono deviazioni significative dovute ai flare solari rilevati tra il 19 Ottobre e il 4 Novembre 2003, e tra il 5 e il 17 Dicembre 2006 [24].

Un esperimento condotto al Reactor Institute Delft da de Meijer, *et al.* [7], indaga la possibile influenza di antineutrini sul decadimento del ^{54}Mn e

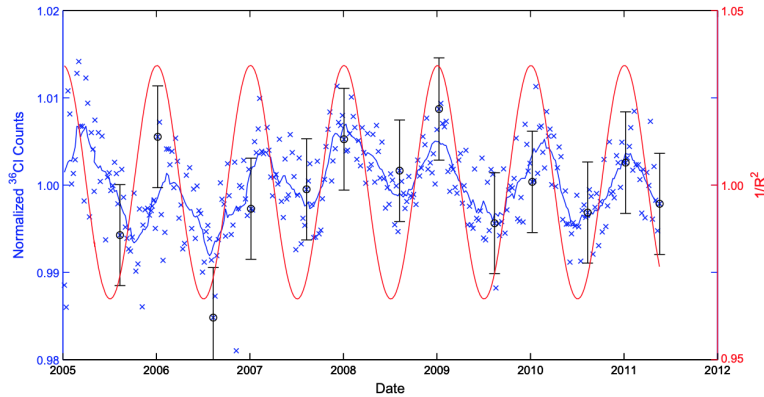


Figura 3.6: Grafico dei decadimenti del ^{36}Cl misurati presso l'Ohio State University Research Reactor (OSURR) [17].

del ^{22}Na , sfruttando i periodi di accensione e spegnimento di un reattore. Le misure, effettuate tramite un rivelatore HPGe (High Purity Germanium), non mostrano variazioni superiori di qualche parte su 10^4 , smentendo l'ipotesi che gli antineutrini possano in qualche modo influenzare il decadimento beta [7].

Alcune ricerche sono poi state condotte da Bellotti, *et al.* [2, 3, 4, 5] ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso dell'INFN, con lo scopo di cercare eventuali variazioni nell'attività di ^{137}Cs (β^-), ^{40}K (ϵ), $^{\text{nat}}\text{Th}$ e ^{226}Ra ($\alpha + \beta$): le misure, effettuate mediante un rivelatore HPGe per il ^{137}Cs e dei rivelatori NaI per gli altri radionuclidi, non hanno mostrato deviazioni significative o evidenze di qualche dipendenza temporale statisticamente rilevante (Fig. 3.7, 3.8, 3.9).

Per concludere, si citano due recenti lavori di Pommé, *et al.*: in uno [27] vengono analizzati più di 60 set di dati raccolti in 14 laboratori sparsi in tutto il mondo per trovare delle variazioni annuali nell'attività di svariati radionuclidi, nell'altro [28] vengono analizzati 12 set di dati di misure di precisione a lungo termine dei rate di decadimento per trovare modulazioni sistematiche a frequenze comprese tra 0.08 e 20 a^{-1} : in entrambi, i risultati non mostrano alcuna variazione significativa, ed escludono una possibile correlazione con

l'attività solare.

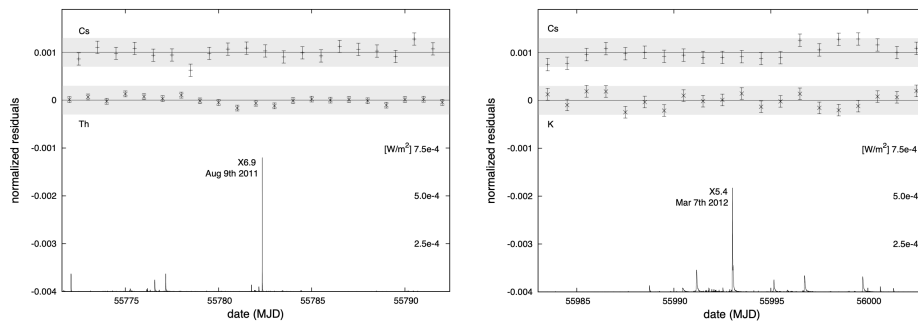


Figura 3.7: Misure, mediate su un giorno, dell'attività dei radionuclidi fatte intorno al 9 Agosto 2011 (a sinistra) e al 7 Marzo 2012 (a destra), e flusso di raggi X misurato dal satellite GOES-15; le due bande ombreggiate sono disegnate a $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ dal valore atteso [3].

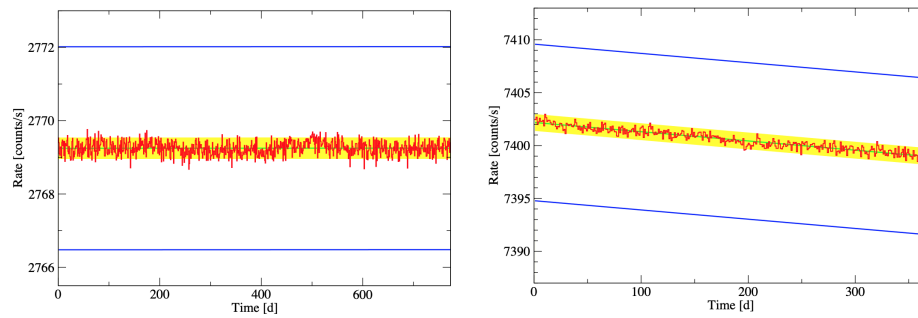


Figura 3.8: Misure, mediate su un giorno, dell'attività del ^{40}K (a sinistra) e del ^{226}Ra (a destra). Le due linee sono tracciate a $\pm 10^{-3}$ dalla media, mentre l'area ombreggiata corrisponde ad un'incertezza di 10^{-4} [5].

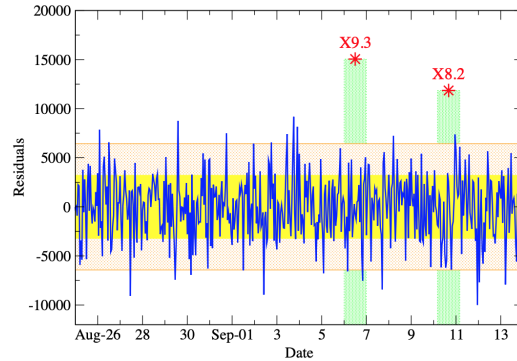


Figura 3.9: Misure, mediate su un'ora, dell'attività del ^{40}K effettuate dal 25 Agosto 2017. Le aree ombreggiate corrispondono a 1 e 2 deviazioni standard dal valore atteso [5].

3.3 Discussione sulle metodiche utilizzate

Per iniziare questa discussione, è utile raccogliere insieme le principali informazioni, relative al fenomeno discusso, riportate da molteplici ricerche indipendenti. La Tabella 3.1 elenca diversi esperimenti, ognuno dei quali utilizza diversi isotopi, diverse strumentazioni e diversi metodi di analisi. Dalle informazioni presentate possiamo notare come gli esperimenti utilizzino tre classi principali di rivelatori: a stato solido (8), a scintillazione (8) e a gas (10). L'unico esperimento ad adottare un diverso metodo di rilevazione è quello presentato da Falkenberg [10], che utilizza fotodiodi per misurare la radioluminescenza dei tubi di trizio. Gli esperimenti, inoltre, si suddividono in due gruppi per tipo di radiazione misurata: particelle cariche (β^-) e fotoni (γ).

Ciò che dovrebbe essere evidente dalle informazioni presentate in Tabella 3.1, è come diversi esperimenti, che studiano lo stesso radionuclide, mostrino risultati differenti: nello studio del trizio, ad esempio, Falkenberg [10] rileva variazioni annuali, mentre Veprev e Muromtsev [35] rilevano variazioni mensili (ogni 27 giorni circa); per il ^{36}Cl , i risultati ottenuti da Jenkins, *et al.* [17], che mostrano deviazioni annuali, sono in disaccordo con quelli di Kos-

sert e Nähle [18], che al contrario non ne mostrano alcuna; e ancora, per il ^{54}Mn , i risultati di de Meijer, *et al.* [7] non mostrano variazioni significative, mentre Jenkins, *et al.* [14] riscontrano una correlazione con il flare solare del 13 Dicembre 2006.

Diversi sono i fattori che possono provocare discrepanze tra i risultati, come quelle mostrate sopra: ad esempio, diverse strumentazioni e diverse metodiche possono portare a diversi risultati, pur studiando lo stesso fenomeno e lo stesso radionuclide; anche le variazioni dei parametri ambientali (quali temperatura, pressione, umidità, radiazione di fondo etc...) possono influenzare il sistema di rivelazione, portando quindi a risultati non corretti. Non possiamo escludere, inoltre, l'esistenza di una correlazione tra i decadimenti beta e l'attività solare che, come abbiamo visto nel paragrafo precedente, è stata acclamata da diversi ricercatori (Jenkins, *et al.* [13, 14, 16, 17], Falkenberg [10], Parkhomov A.G. [23, 24, 25, 26], Fischbach, *et al.* [11], Sturrock, *et al.* [33, 34], Veprev D.P. & Muromtsev V.I. [35]).

A conclusione di queste considerazioni, possiamo affermare che occorre effettuare una serie di esperimenti mirati per capire se effettivamente il fenomeno del decadimento beta sia influenzato dall'attività solare, o se invece tale ipotesi sia dovuta a fattori ambientali e/o alle strumentazioni e alle metodiche applicate. Per questo motivo, di seguito, si procede alla progettazione di un esperimento che possa essere in grado di fare quanto necessario.

Tabella 3.1: Principali osservazioni.

Nuclide	Tipo di decadimento	Rivelatore	Radiazione misurata	Rif.	Effetto osservato
^3H	β^-	Fotodiodi	β^-	[10]	Dev. ann. 0.37%
^3H	β^-	Scint. Liq.	β^-	[35]	Dev. ogni 27 d
^{22}Na	β^+	HPGe	γ	[7]	Dev. $< 10^{-4}$
$^{22}\text{Na}/^{44}\text{Ti}$	β^+, ϵ	HPGe	γ	[21]	No dev. ann.
$^{22}\text{Na}/^{44}\text{Ti}$	β^+, ϵ	HPGe	γ	[22]	Dev. ann.
^{32}Si	β^-	Cont. Prop.	β^-	[1]	Dev. ann. 0.12%
^{36}Cl	β^-	Geiger-Müller	β^-	[17]	Dev. ann.
^{36}Cl	β^-	Scint. Liq.	β^-	[18]	No dev.
^{40}K	ϵ	Cristallo NaI	γ	[3-5]	Dev. $< 3 \cdot 10^{-4}$
^{54}Mn	ϵ	HPGe	γ	[7]	Dev. $< 10^{-4}$
^{54}Mn	ϵ	Cristallo NaI	γ	[14]	Dev. durante flare del 13/12/2006
^{60}Co	β^-	Geiger-Müller	β^-, γ	[23]	Dev. ann. 0.3%, dev. mens. 0.02%
^{85}Kr	β^-	IC	γ	[31]	Dev. ann.
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	β^-	Scint. Liq.	β^-	[19]	No dev.
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	β^-	Geiger-Müller	β^-	[23]	Dev. ann. 0.3%, dev. mens. 0.02%
$^{108\text{m}}\text{Ag}$	ϵ	IC	γ	[31]	Dev. ann.
$^{133}\text{Ba}/^{108\text{m}}\text{Ag}$	ϵ	HPGe	γ	[21]	No dev. ann.
^{137}Cs	β^-	HPGe	γ	[2-3]	Dev. $< 8.5 \cdot 10^{-5}$
^{152}Eu	β^-, ϵ	IC	γ	[31]	Dev. ann.
^{152}Eu	β^-, ϵ	HPGe	γ	[32]	Dev. ann.
^{154}Eu	β^-, ϵ	IC	γ	[31]	Dev. ann.
^{222}Rn	α, β^-	Cristallo NaI	γ	[34]	Dev. ann. e giornn.
^{226}Ra	α, β^-	Cristallo NaI	γ	[5]	No dev.
^{226}Ra	α, β^-	IC	γ	[13]	Dev. ann.
^{226}Ra	α, β^-	IC	γ	[32]	No dev.
$^{\text{nat}}\text{Th}$	α, β^-	Cristallo NaI	γ	[3-4]	No dev.
$^{241}\text{Am}/^{121\text{m}}\text{Sn}$	α, β^-	HPGe	γ	[21]	No dev. ann

Capitolo 4

Setup sperimentale

4.1 Strumenti utilizzati

La strumentazione utilizzata per questo esperimento è la seguente:

- fotodiodo PIN al Si, Hamamatsu S3590-08;
- amplificatore di carica, Hamamatsu H4083;
- processore digitale di impulsi, Amptek DP5;
- generatori di bassa e alta tensione;
- PC.

4.1.1 Sorgente

Per fare le misure è stata usata una sorgente di ^{90}Sr . Lo Stronzio-90 è un isotopo radioattivo dello stronzio prodotto dalla fissione nucleare dell'uranio: decade per emissione β^- nello stato fondamentale di ^{90}Y (isotopo radioattivo dell'ittrio), con un'energia massima di decadimento pari a $E_{\beta_{0,0}^-} = 545.9(14) \text{ keV}$.

L'ittrio-90 decade principalmente (99.983(6)%) per emissione β^- nello stato fondamentale di ^{90}Zr (isotopo stabile dello zirconio), con un'energia massima di $E_{\beta_{0,0}^-} = 2279.8(17) \text{ keV}$; è anche possibile, ma molto raro

(0.017(6) %), che decade nel primo livello eccitato di ^{90}Zr (a 1760.72 (6) keV): l'energia massima dell'elettrone emesso in questo caso è $E_{\beta_{0,1}^-} = 518.0 (16) \text{ keV}$. Lo ^{90}Zr decade a sua volta, portandosi nello stato fondamentale, tramite o emissione di due fotoni gamma, o emissione di una coppia elettrone-positrone o per conversione interna.

In Tabella 4.1 sono riportate le caratteristiche dei due radionuclidi.

Tabella 4.1: Caratteristiche di ^{90}Sr e ^{90}Y .

Radionuclide	Emivita	Transizione	Livello (keV)	Probabilità (%)	E_{max} (keV)
^{90}Sr	28.80 (7) a	$\beta_{0,0}^-$	ground state	100	545.9 (14)
		$\beta_{0,1}^-$	ground state	99.983 (6)	2279.8 (17)
^{90}Y	2.6684 (13) d	$\beta_{0,1}^-$	1760.72	0.017 (6)	518.0 (16)
		$\beta_{0,2}^-$	2186.282	0.0000014 (3)	92.4 (16)

Dal momento che l'emivita dell'Ittrio-90 (radionuclide figlio) è molto più breve dell'emivita dello Stronzio-90 (radionuclide padre), i due radionuclidi raggiungeranno, dopo un certo periodo di tempo, una condizione di equilibrio detta *equilibrio secolare*: in tale condizione, il numero di nuclei di ^{90}Y che decade per unità di tempo è uguale al numero di nuclei di ^{90}Y che viene prodotto per unità di tempo (e quindi al tasso di decadimento di ^{90}Sr). Ciò significa che la quantità di Ittrio all'equilibrio è determinata dalla quantità di Stronzio e dalle loro vite medie.

Il numero di nuclei di ^{90}Y varia secondo l'equazione:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (4.1)$$

dove N_1 ed N_2 sono rispettivamente il numero di nuclei di ^{90}Sr e ^{90}Y ad un dato istante e λ_1 e λ_2 le loro costanti di decadimento.

L'equilibrio secolare si ha per $dN_2/dt = 0$, per cui, andando a sostituire nella (4.1) troviamo:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 \quad (4.2)$$

Quindi, conoscendo l'emivite dei due radionuclidi (ricordiamo che $\lambda = \ln(2)/t_{1/2}$) e la quantità di Stronzio ad un certo istante, possiamo calcolarci dalla (4.2) la quantità di Ittrio. Prendendo i dati in Tabella 4.1 ricaviamo:

$$\frac{N_Y}{N_{Sr}} = 2.538(6) \times 10^{-4}$$

A seguire sono riportati gli schemi di decadimento dei due radionuclidi (Figura 4.1a, 4.1b) e il loro spettro di emissione (Figura 4.2a, 4.2b).

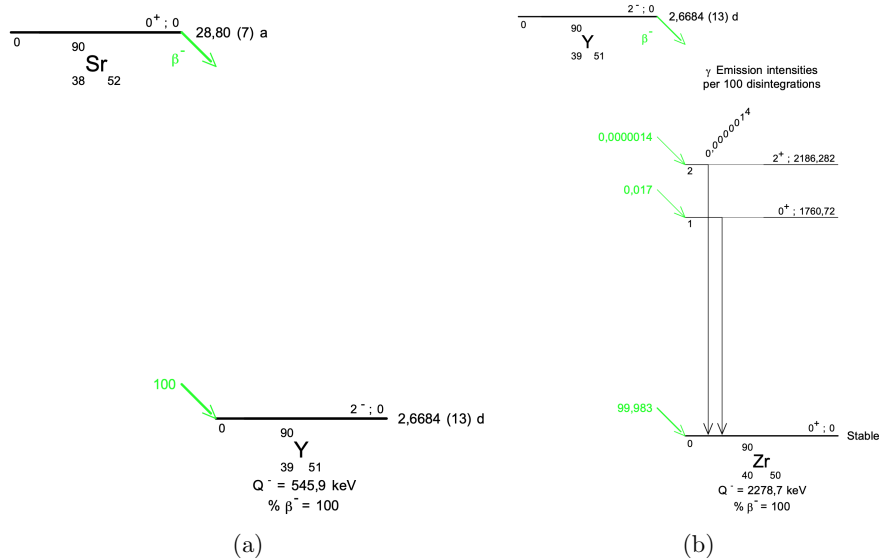
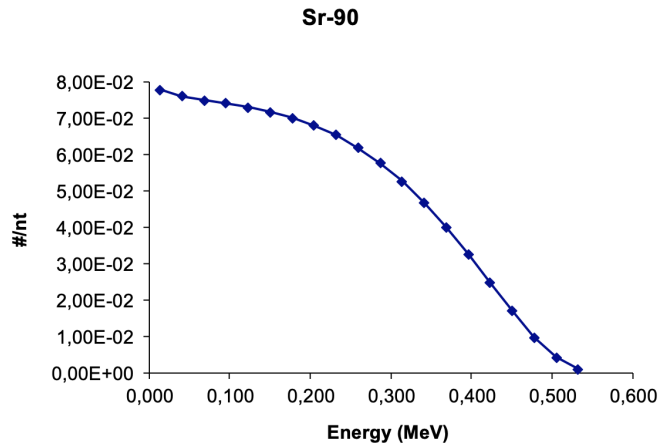
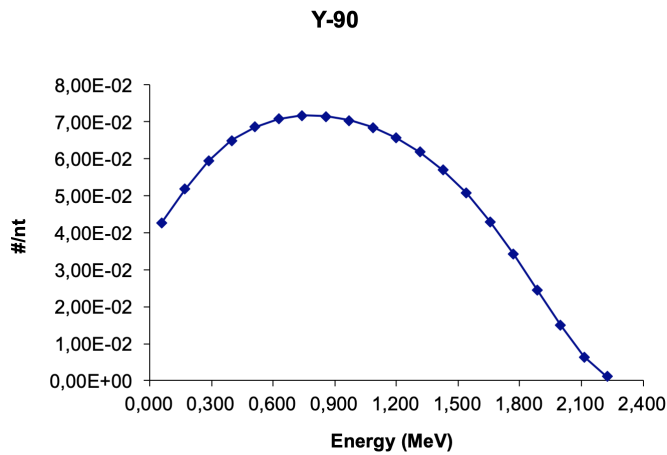


Figura 4.1: Schemi di decadimento di ^{90}Sr (a) e ^{90}Y (b).



(a) Stronzio-90



(b) Ittrio-90

Figura 4.2: Spettri di emissione beta di ^{90}Sr (a) e ^{90}Y (b) simulati con Monte Carlo.

4.1.2 Fotodiiodo PIN al Si

Il funzionamento di un rivelatore al Si si basa sul rilascio di energia da parte della particelle nella materia. Un sottile strato di Si è inserito in una differenza di potenziale generata da un alimentatore esterno. In condizione

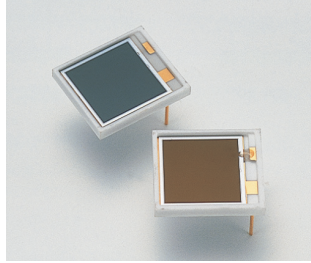


Figura 4.3: Fotodiode PIN al Si, Hamamatsu S3590-08.

statica non vi è passaggio di corrente; qualora una particella attraversi lo strato di semiconduttore, il suo deposito di energia genera coppie elettrone-lacuna che, grazie alla presenza del campo elettrico generato dalla differenza di potenziale, vengono raccolte sui rispettivi elettrodi. Il moto di elettroni e lacune verso gli elettrodi induce una corrente. Il numero di coppie prodotte, e quindi il segnale, è proporzionale all'energia rilasciata dalla particella nello strato.

Il rivelatore utilizzato è un fotodiode PIN al Si dell'Hamamatsu, serie S3590-08 (Fig. 4.3).

4.1.3 Charge amplifier H4083

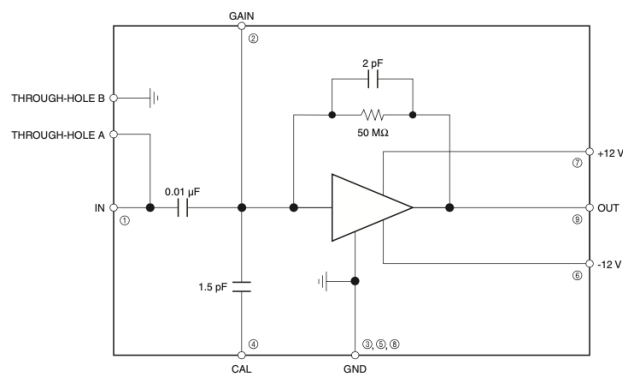


Figura 4.4: Circuito equivalente dell'amplificatore di carica.

Come amplificatore di carica è stato utilizzato un H4083 dell'Hamamatsu: è un amplificatore di carica ibrido a basso rumore progettato per un'ampia gamma di applicazioni spettrometriche, tra cui i raggi X morbidi e la spettrometria a raggi gamma da bassa ad alta energia. L'H4083 è particolarmente adatto per l'uso con la serie Hamamatsu S3590/S3204, ecc. Si PIN fotodiodi. I fotodiodi della serie S3590 possono essere montati direttamente sul retro dell'H4083, in modo da non aumentare la capacità di dispersione.

La Figura 4.5 mostra una tipica distribuzione dell'ampiezza dell'impulso quando l'amplificatore di carica H4083 combinato con il fotodiodo Si PIN S3590-05 viene irradiato con raggi gamma da una sorgente di ^{241}Am .

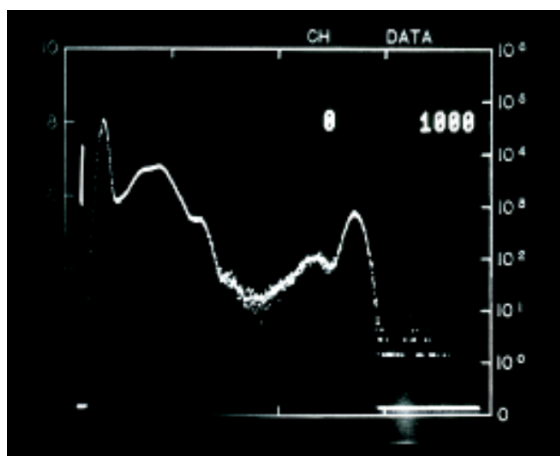


Figura 4.5: Spettro dell' ^{241}Am preso accoppiando l'amplificatore di carica H4083 al fotodiodo S3590-05.

4.1.4 Amptek DP5

L'Amptek DP5 è un processore digitale di impulsi: digitalizza i segnali di uscita del preamplificatore, sostituendo sia lo shaping amplifier che l'MCA in un sistema tradizionale di spettroscopia analogica. Questo tipo di dispositivo offre diversi vantaggi rispetto ai sistemi tradizionali, tra cui migliori presta-

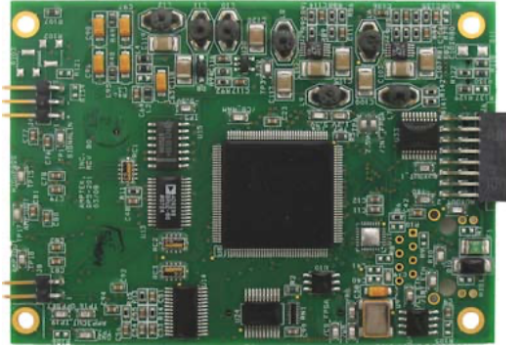


Figura 4.6: Amptek DP5.

zioni, maggiore flessibilità, basso consumo energetico, dimensioni ridotte e basso costo.

Il DP5 digitalizza l'uscita del preamplificatore, applica l'elaborazione digitale in tempo reale al segnale, rileva l'ampiezza di picco (digitalmente), ed inserisce questo valore in memoria, generando uno spettro energetico. Lo spettro viene poi trasmesso attraverso l'interfaccia seriale del DP5 al computer dell'utente.

4.2 Descrizione e schema

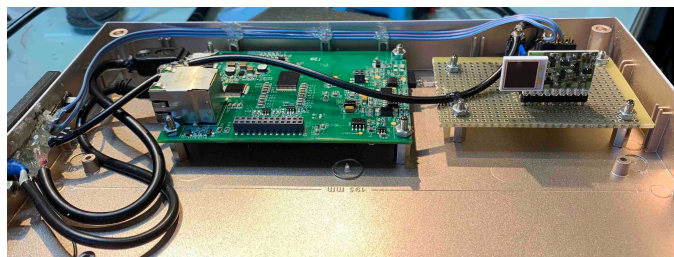


Figura 4.7: Immagine del sistema di rivelazione e acquisizione dati.

In Figura 4.7 è riportato il sistema di rivelazione messo a punto. Il fotodiode è montato direttamente sull'amplificatore di carica, in modo da non

umentare la capacità di dispersione, e può essere collegato ad un generatore di alta tensione in modo da poterlo polarizzare inversamente: in questo modo può essere utilizzato sia come cellula fotovoltaica (nel caso in cui l'alta tensione fosse spenta), sia come camera a ionizzazione (nel caso in cui l'alta tensione fosse accesa). Il fotodiodo in questione può sopportare una tensione inversa di valore massimo pari a 100 V. L'amplificatore di carica è collegato ad un generatore di bassa tensione (± 12 V) e al processore digitale di impulsi (DP5), che digitalizza il segnale in entrata, lo elabora e ne memorizza le informazioni, generando uno spettro che trasmette poi al PC per la visualizzazione grafica.

4.3 Misure effettuate

Per effettuare le misure si è posizionata la sorgente di ^{90}Sr di fronte al fotodiodo, molto vicina (quasi appoggiata) alla sua superficie per minimizzare la perdita di energia in aria da parte dei beta emessi. Una volta verificato il funzionamento del sistema, sono stati raccolti degli spettri in modo tale da poter ricavare informazioni sull'emivita della sorgente. In Figura 4.8 (nella pagina seguente) viene mostrato uno degli spettri raccolti.

È stato necessario capire in che modo poter deconvolvere lo spettro dello ^{90}Sr ; infatti, tale spettro contiene sia la componente beta dovuta allo ^{90}Sr , sia la componente beta dovuta all' ^{90}Y in equilibrio secolare. Per la deconvoluzione è necessario utilizzare le curve simulate dei due spettri (Fig. 4.2a, 4.2b), parametrizzarle, e utilizzarle come curve di best-fit dei dati sperimentali in modo da separare i due contributi e calcolare le informazioni quantitative della sorgente.

Purtroppo, il tempo non è stato sufficiente per elaborare i dati sperimentali raccolti e ricavare quindi le informazioni sulla sorgente.

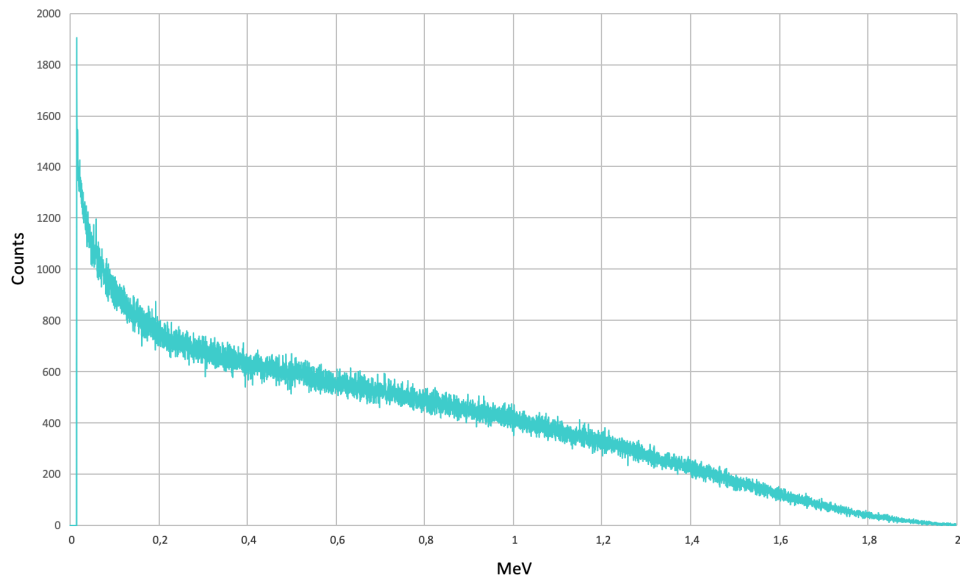


Figura 4.8: Spettro dello ^{90}Sr come ottenuto dal sistema sperimentale.

Conclusioni

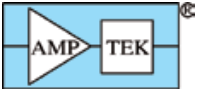
In questo lavoro è stato sviluppato un sistema spettrometrico basato su diodo PiN di silicio che può essere utilizzato "nudo" - ovvero in assenza di scintillatore - oppure con un blocchetto di scintillatore CsI:Tl per la misura dello spettro di una sorgente beta. Ovviamente, noto lo spettro, si può poi risalire al valore di attività della sorgente, tramite in primis al calcolo dell'area sottesa, nonché degli altri dati (tempo di dimezzamento).

Verificato il buon funzionamento del sistema, nella presente tesi mi sono dedicato allo studio di una tecnica per la deconvoluzione dello spettro beta acquisito utilizzando una sorgente di ^{90}Sr . Infatti, tale spettro contiene sia la componente beta, dovuta allo ^{90}Sr , sia la componente beta dovuta all' ^{90}Y in equilibrio secolare. È perciò necessario utilizzare le curve simulate dei due spettri, parametrizzarle, e utilizzarle come curve di best-fit dei dati sperimentali in modo da separare i due contributi e calcolare le informazioni quantitative della sorgente come sopra indicato.

Purtroppo, il tempo non è stato sufficiente per elaborare i dati sperimentali che pure sono stati raccolti. L'elaborazione di tali dati per ricavarne l'emivita dello ^{90}Sr e la valutazione degli errori associati costituiranno gli sviluppi futuri del presente lavoro.

Appendice A

Digital pulse processor



DIGITAL PULSE PROCESSOR

DP5

Features

- Replaces both shaping amplifier and MCA
- Supports both reset and feedback preamplifiers of either polarity
- Configurable with a charge sensitive preamplifier for use with PMTs
- For OEMs or custom laboratory users
- Highly configurable

Pulse Processing & MCA

- Trapezoidal shaping
- Peaking time commandable from 0.1 to 102.4 μ s
- Commandable flat top duration from 0.05 to 51.2 μ s
- 4,000,000 cps periodic
- Pile-up rejection & risetime discrimination
- Up to 8k output MCA channels

Communications

- Interfaces: RS-232, USB, Ethernet, I²C, auxiliary
- Oscilloscope mode - DAC output for pulse monitoring and adjustment
- Onboard μ controller with 8051-compatible core
- Software for PC data acquisition and control (includes API)
- Many configurable auxiliary inputs and outputs

Physical

- Low Power: 600 mW typical
- Small Size: 3.5 in x 2.5 in

Overview

The Amptek DP5 is a state of the art, high performance, low power digital pulse processor. It digitizes the preamplifier output signals, replacing both the shaping amplifier and MCA in a traditional, analog spectroscopy system. The DP5 offers several clear advantages over traditional systems, including improved performance (very high resolution, reduced ballistic deficit, higher throughput, and enhanced stability), enhanced flexibility, low power consumption, small size, and low cost.

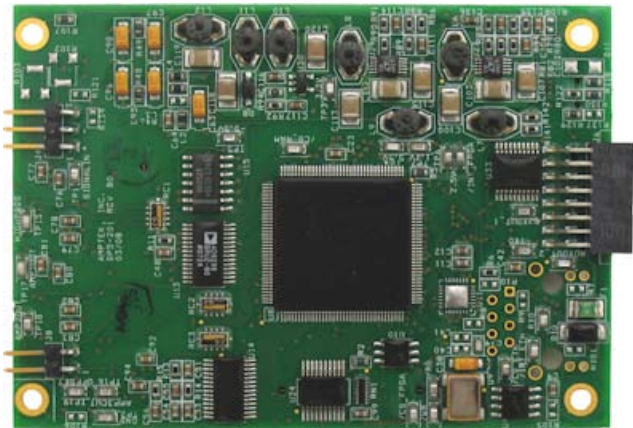
The DP5 represents the latest generation in digital pulse processing, an enhanced replacement for Amptek's DP4. The DP5 operates at higher count rates than the DP4, with faster shaping times, better pile-up rejection, and better dead time correction; offers lower electronic noise and a wider gain range; includes additional features such as a "List Mode" and additional spectral display options; and improved interfacing, including faster serial communication, an Ethernet interface, and onboard power supplies.

Its physical dimensions are compatible with the DP4. The software is designed to be as backward compatible as possible: software written for the DP4 will be fully functional, reproducing the DP4's capabilities, while additions with minor changes to the software will permit access to the full capabilities of the DP5.

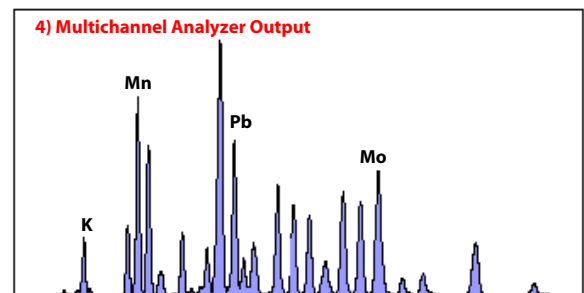
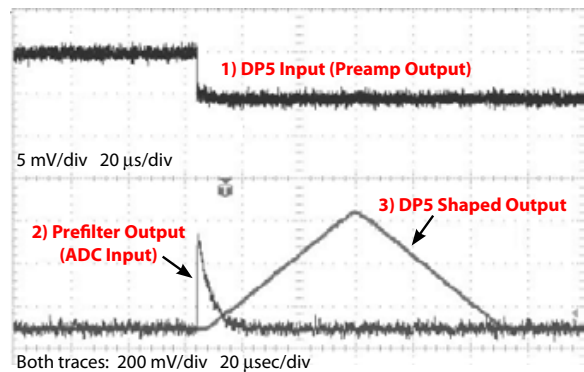
The DP5 is suitable for OEMs and for users needing custom capabilities.

Applications

- X-ray and gamma ray detectors
- Nuclear Instrumentation
- Portable, battery operated systems
- OEM & Special Applications
- Process Control
- Research and Teaching



Shown in Actual Size: 3.5 in. x 2.5 in



Trace 1 above shows the input to the DP5, which is the output from a reset-type charge sensitive preamplifier. This is processed by the analog prefilter producing the prefilter output shown in Trace 2. This is digitized and then processed digitally, producing the DP5's shaped output shown in Trace 3. Finally, the DP5 creates a multichannel analyzer (MCA) type output spectrum shown in Graph 4.

Amptek, Inc. 14 DeAngelo Drive, Bedford MA 01730

Tele: +1 781-275-2242 Fax: +1 781-275-3470 sales@amptek.com www.amptek.com

Specifications

Pulse Processing Performance																	
Gain	Combination of coarse and fine gain yields overall gain continuously adjustable from x0.84 to x127.5.																
Coarse Gain 16 log spaced coarse gain settings from x1.12 to x102.00																	
<table border="1" style="width: 100%; text-align: center;"> <tr> <td>1.12</td><td>2.49</td><td>3.78</td><td>5.26</td><td>6.56</td><td>8.39</td><td>10.10</td><td>11.31</td> </tr> <tr> <td>14.56</td><td>17.77</td><td>22.42</td><td>30.83</td><td>38.18</td><td>47.47</td><td>66.26</td><td>102.00</td> </tr> </table>		1.12	2.49	3.78	5.26	6.56	8.39	10.10	11.31	14.56	17.77	22.42	30.83	38.18	47.47	66.26	102.00
1.12	2.49	3.78	5.26	6.56	8.39	10.10	11.31										
14.56	17.77	22.42	30.83	38.18	47.47	66.26	102.00										
Fine Gain	Adjustable between 0.75 and 1.25, 10 bit resolution																
Full Scale	1000 mV input pulse @ x1 gain.																
Gain Stability	<20 ppm/°C (typical)																
ADC Clock Rate	20 or 80 MHz, 12 bit ADC																
Pulse Shape - Trapezoidal	Semi-Gaussian amplifier with shaping time τ has a peaking time of 2.2τ and is comparable in performance with the trapezoidal shape of the same peaking time.																
Peaking Times	30 software selectable peaking times between 0.1 and 102 μ s, corresponding to semi-Gaussian shaping times of 0.1 to 45 μ s.																
Flat Top Times	16 software selectable values for each peaking time (depends on the peaking time), >0.05 μ s.																
Max Count Rate	With a peaking time of 0.2 μ s, 4 MHz periodic signal can be acquired.																
Dead Time Per Pulse	1.05x peaking time. No conversion time.																
Fast Channel Pulse Pair Resolving Time	120 ns																
Pile-Up Reject	Pulses separated by more than the fast channel resolving time, 120 ns, and less than 1.05x peaking time are rejected.																
Baseline Restoration - Asymmetric	16 software selectable slew rate settings.																
MCA Performance																	
Number of channels	Commandable to 256, 512, 1024, 2048, 4096, or 8192 channels.																
Bytes per channel	3 bytes (24 bits), 16.7 M counts.																
Preset Acquisition Time	10 ms to 466 days.																
Data Transfer Time	USB: 1k channels in 12 ms; RS-232: 280 ms																
Conversion Time	None																
Presets	Time, total counts, counts in an ROI, counts in a channel.																
MCS Timebase	10 ms/channel to 300 s/channel																
External MCA Controls - Gate Input	Pulses accepted only when gated on by external logic. Input can be active high or active low.																
Counters	Slow channel events accepted by MCA. Incoming counts (fast channel counts above threshold), event rejected by selection logic, and external event counter.																

Hardware	
Microprocessor	Silicon Labs 8051F340 8051-compatible core.
External Memory	512 kb low-power SRAM
Firmware	Signal processing is programmed via firmware, can be upgraded in the field.
Communications	
RS-232	Standard serial interface \leq 115 Kbaud.
USB	Standard 2.0 full speed (12 Mbps).
Ethernet	Standard 10base-T.
Connections	
Analog Input	The analog input accepts positive or negative going pulses from a charge sensitive preamplifier. 1x3 right angle header Molex part number 22-28-8032. NOTE: Can be configured with a charge sensitive preamplifier for use with PMTs. Contact Amptek for details.
Power	+5 VDC. Hirose MQ172-3PA (55).
RS232	Standard 2.5 mm stereo audio jack.
USB	Standard USB mini-b jack.
Ethernet	Standard Ethernet jack.
Auxiliary	2x8 16-pin 2 mm spacing (Samtec part number ASP-135096-01). Mates with connector Samtec P/N TCMD-08-S-xx.xx-01.
DAC Output	Used in oscilloscope mode to view the shaped pulse and other diagnostic signals. Range: 0 to 1 V. 1x2 right angle header Molex part number 22-28-8022.
Power	
+5 V	80 MHz clock: 200 mA (1 W) typical 20 MHz clock: 180 mA (0.9 W) typical
Input Range	+4 V to +5.5 V (at 0.25 to 0.18 A typical)
Initial Transient	2 A for <100 ns
Power Source	External supply or USB bus.
Physical	
Size	3.5" x 2.5"
Weight	32 g
General and Environmental	
Operating Temperature	-40 °C to +85 °C.
Warranty Period	1 year.
Typical Device Lifetime	5 to 10 years, depending on use.
Long-term Storage	10+ years in dry environment.
Typical Storage and Shipping	-40 °C to +85 °C, 10 to 90% humidity non-condensing.
Compliance	RoHS Compliant

Auxiliary Inputs and Outputs

The primary purpose of this connector is to bring out logic signals which are not required for the primary use of the DP5: acquiring spectra and transmitting them over the serial interface. These are generally “low level” logic signals associated with each pulse processed by the DP5. They are primarily used for synchronizing the DP5 data acquisition to external hardware and for direct counter/timer outputs from the DP5. The signals are described below. The connector is a 2x8 right angle Samtec part number ASP-135096-01.

Single Channel Analyzers	8 SCAs, independent software selectable LLDs and ULDs, LVCMOS (3.3 V) level (TTL compatible).
Digital Outputs	2 independent outputs, software selectable between 8 settings including INCOMING_COUNT, PILEUP, MCS_TIMEBASE, etc. LVCMOS (3.3V) levels (TTL compatible).
Digital Inputs	2 independent inputs, software selectable for MCA_GATE, EXTERNAL_COUNTER.
I/O	2 general purpose I/O lines for custom application.
Digital Oscilloscope	Displays oscilloscope traces on the computer. Software selectable to show shaped output, ADC input, etc., to assist in debugging or optimizing configurations.

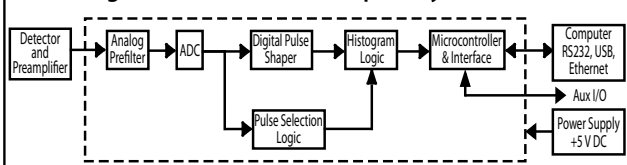
Auxiliary Connector Pin Assignments

Pin	Name	Pin	Name
1	SCA1	9	AUX_IN 1
2	SCA2	10	AUX_OUT 1
3	SCA3	11	AUX_IN 2
4	SCA4	12	AUX_OUT 2
5	SCA5	13	IO2
6	SCA6	14	IO3
7	SCA7	15	GND
8	SCA8	16	GND

Architecture

The DP5 is a component in the complete signal processing chain of a nuclear instrumentation system. The input to the DP5 is the preamplifier output. The DP5 digitizes the preamplifier output, applies real-time digital processing to the signal, detects the peak amplitude (digitally), and bins this value in its histogramming memory, generating an energy spectrum. The spectrum is then transmitted over the DP5’s serial interface to the user’s computer. The DP5 must be used with other components, including a detector and preamplifier and a computer.

Block diagram of the DP5 in a complete system.



Analog Prefilter: The input to the DP5 is the output of a charge sensitive preamplifier. The main functions of this circuit are (1) applying appropriate gain and offset to utilize the dynamic range of the ADC, and (2) carrying out some filtering and pulse shaping functions to optimize the digitization.

NOTE: The DP5 can be ordered with a charge sensitive preamplifier on the board for use with PMTs.

ADC The ADC digitizes the output of the analog prefilter at a 20 or 80 MHz rate then sends it in real time to the digital pulse shaper. 12 bit ADC is used.

Digital Pulse Shaper The ADC output is processed continuously using a pipeline architecture to generate a real time shaped pulse. This carries out pulse shaping as in any other shaping amplifier. The shaped pulse is a purely digital entity. Its output can be routed to a DAC, for diagnostic purposes, but this is not necessary.

There are two parallel signal processing paths inside the DPP, the “fast” and “slow” channels, optimized to obtain different data about the incoming pulse train. The “slow” channel, which has a long shaping time constant, is optimized to obtain accurate pulse heights. The peak value for each pulse in the slow channel, a single digital quantity, is the primary output of the pulse shaper. The “fast” channel is optimized to obtain timing information: detecting pulses which overlap in the slow channel, measuring the incoming count rate, measuring pulse risetimes, etc.

The DP5 uses trapezoidal pulse shaping, which offers high energy resolution, reduces ballistic deficit, and provides excellent baseline stability at high count rates.

Pulse Selection Logic The pulse selection logic rejects pulses for which an accurate measurement cannot be made. It includes pile-up rejection, risetime discrimination logic for an external gating signal, etc. At high count rates, the DP5 has both better pile-up rejection and higher throughput than a traditional, analog shaping amplifier.

Histogramming Memory The histogramming memory operates as in a traditional MCA. When a pulse occurs with a particular peak value, a counter in a corresponding memory location is incremented. The result is a histogram, an array containing, in each cell, the number of events with the corresponding peak value. This is the energy spectrum and is the primary output of the DP5. The unit also includes several counters, counting the total number of selected pulses but also counting input pulses, rejected events, etc. Auxiliary outputs include 8 different single channel analyzers, and both a DAC output and a digital output showing pulse shapes from several points in the signal processing chain.

Interface The DP5 includes hardware and software to interface between these various functions and the user’s computer. A primary function of the interface is to transmit the spectrum to the user. The interface also controls data acquisition, by starting and stopping the processing and by clearing the histogram memory. It also controls certain aspects of the analog and digital shaping, for example setting the analog gain or the pulse shaping time.

The interface includes a microcontroller and serial interface hardware. RS232, USB, and Ethernet are currently implemented.

PC5 and Interface

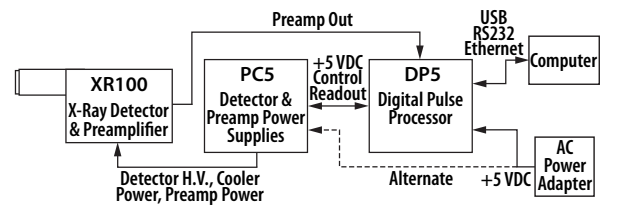
The DP5 itself has its own power supplied so only needs a +5 V DC input. When using the DP5 with Amptek detectors, additional power supplies are needed for the detector and preamp. Amptek provides the PC5 board that mates with the DP5 and provides power to Amptek detectors.

The PC5 provides power to Amptek XR-100 detectors from a +5 VDC source. This board is intended for those using Amptek detectors and preamps. The USB interface cannot supply enough current to operate the XR100, so an external DC supply is required, which must be between 2.5 and 5.5 V.

DP5 (top) mated with the PC5 (bottom)



DP5 with PC5 and Amptek detector/preamp.



Software

There are two distinct software packages that are needed for the DP5: embedded software that runs on the microcontroller on the DP5 (firmware), and acquisition and control software that runs on the attached computer. A complete software platform with examples is provided to aid in software development for OEM and custom applications.

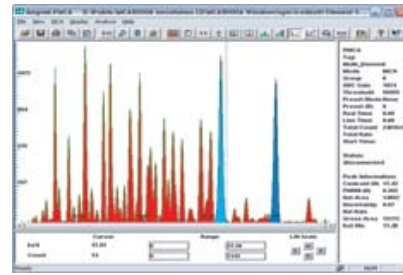
Embedded Software

The embedded software is responsible for controlling the pulse processing, controlling the MCA, carrying out some data processing, and interfacing with the personal computer. This software is fixed and cannot be modified by the user. Firmware updates will be released by Amptek and can be uploaded in the field by the user.

Interface Software

ADMCA Software The DP5 can be controlled by the Amptek ADMCA display and acquisition software. This software can be used for control and display of the DP5 and supports regions of interest (ROI), calibrations, peak searching, and so on. The ADMCA software includes a seamless interface to the XRF-FP quantitative X-ray analysis software package.

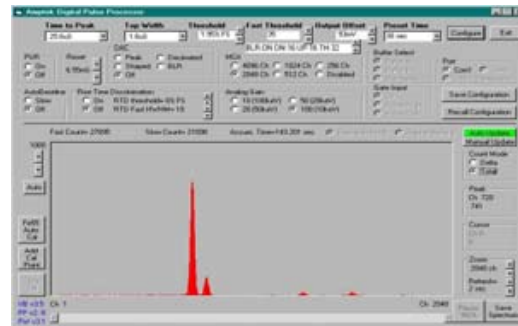
Example of ADMCA display and acquisition software with interface to XRF-FP quantitative analysis software.



DPP API The DP5 comes with an Application Programming Interface (API) in the form of a DLL library. The user can use this library to easily write custom code to control the DP5 for custom applications or to interface it to a larger system. Examples are provided in VB, VC++, etc. on how to use the API

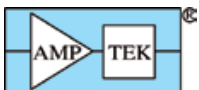
VB Demonstration Software The VB demonstration software runs on a personal computer and permits the user to set the DP5 parameters, to start and stop data acquisition, and to save data files. It is provided with source code and can be modified by the user. This software is intended as an example of how to manually control the DP5 through either the USB, RS-232 or Ethernet interface without the DPP API.

Example of demonstration software supplied with the DP5 for data acquisition (source code provided).



Optional Software XRF-FP Quantitative Analysis Software for X-ray Fluorescence applications. Please see our web site: <http://www.amptek.com/fp.html>.

Example of XRF-FP quantitative analysis software.



Amptek, Inc. 14 DeAngelo Drive, Bedford MA 01730

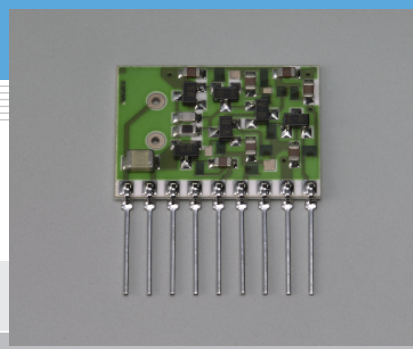
Tele: +1 781-275-2242 Fax: +1 781-275-3470 sales@amptek.com www.amptek.com

Appendice B

Charge amplifier

Charge amplifier H4083

For radiation and high energy particle detection



H4083 is a low-noise hybrid charge amplifier designed for a wide range of spectrometric applications including soft X-ray and low to high energy gamma-ray spectrometry. The first stage of this amplifier uses a low-noise junction type FET, which exhibits excellent performance when used with a photodiode having a large junction capacitance. H4083 is especially suited for use with Hamamatsu S3590/S3204 series, etc. Si PIN photodiodes. S3590 series photodiodes can be directly mounted on the backside of H4083, so there will be no increase in stray capacitance. H4083 is compact and lightweight, making detector design and development more flexible.

Features

- Low noise
- Compact and lightweight
- Easy handling

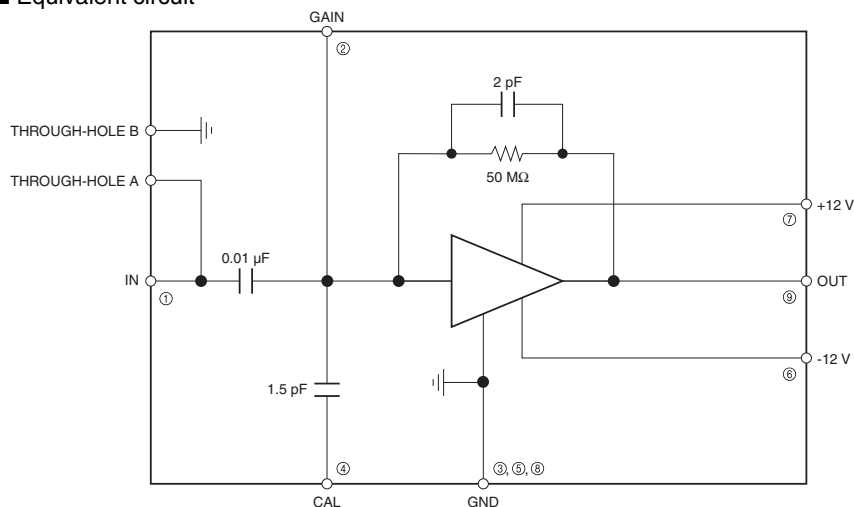
Applications

- Detection of X-rays, radiation, high energy particles

■ Specification

Parameter	Specification
Amplification method	Charge-sensitive type
Input/output polarity	Inverted
Charge gain	0.5 V/pC
	22 mV/MeV (Si)
Noise characteristic	550 electrons/FWHM
Negative feedback constant	50 MΩ/2 pF
Power supply	±12 V
Power consumption	150 mW
Configuration	9-pin, single line type
Dimensional outline	24 (W) × 19 (H) × 4 (T) mm

■ Equivalent circuit



KA0CC0019EA

■ Pin connection

Pin No.	Symbol	Content
①	IN	Input terminal
②	GAIN	Feedback constant adjustment terminal
③	GND *	Input ground terminal
④	CAL	Last pulse input terminal
⑤	GND *	Power and output ground terminal
⑥	-12 V	Power terminal
⑦	+12 V	Power terminal
⑧	GND *	Output ground terminal
⑨	OUT	Output terminal
Through-hole A	P	Anode connection terminal
Through-hole B	N	Cathode connection terminal

* GND is internally connected.

The left end pin is designated No. 1 when viewed from the component side with the pins facing downwards.

● Using pin No. 2

Use pin No. 2 when changing the feedback constant which is typically 50 MΩ/2 pF. Connect feedback resistance and capacitance between pin No. 2 and No. 9. Note that this connection is made parallel to the internal feedback resistance and capacitance.

● Changing the feedback resistance and capacitance

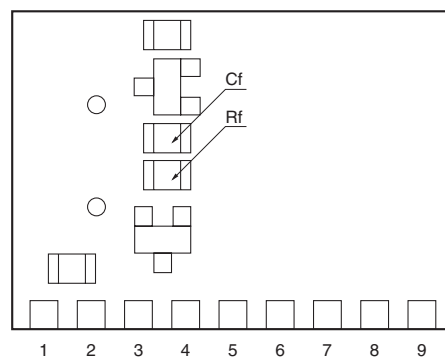
If you want to change the feedback constant without making parallel connections, directly replace the resistor (Rf) and capacitor (Cf) shown at the right, which serve as feedback resistance and capacitance.

Replacement components should be 2012 size.

● Using through-holes A and B

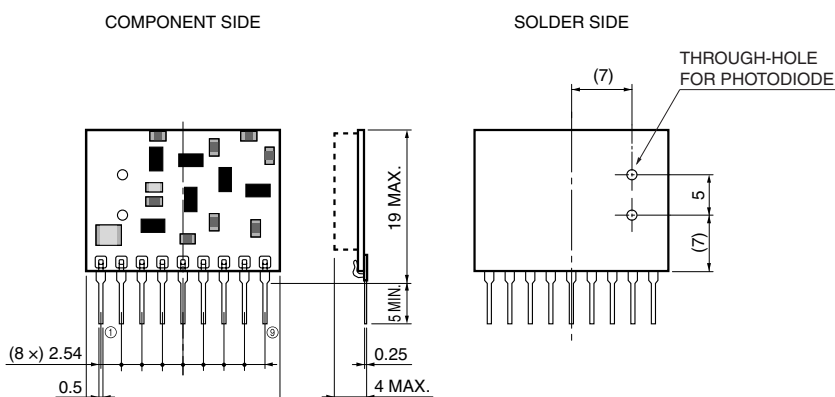
When H4083 is not covered with protective coating, a photodiode (such as S3590 series) can be directly soldered on the board. In this case, insert the photodiode leads into the through-holes from the solder side.

■ Component side diagram



KACCC0136EA

■ Dimensional outline (unit: mm)



KACCA0017EB

HAMAMATSU

Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©2001 Hamamatsu Photonics K.K.

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Solid State Division

1126-1 Ichino-cho, Higashi-ku, Hamamatsu City, 435-8558 Japan, Telephone: (81) 53-434-3311, Fax: (81) 53-434-5184, <http://www.hamamatsu.com>

U.S.A.: Hamamatsu Corporation: 360 Foothill Road, P.O.Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1) 908-231-0960, Fax: (1) 908-231-1218

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49) 08152-3750, Fax: (49) 08152-2658

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 19, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: 33-(1) 69 53 71 00, Fax: 33-(1) 69 53 71 10

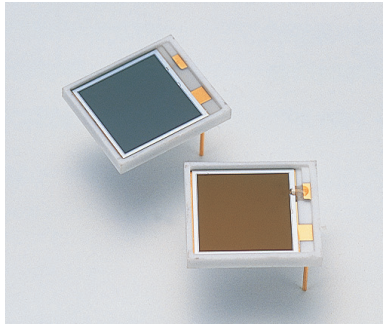
United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: 2 Howard Court, 10 Tewin Road, Welwyn Garden City, Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: (44) 1707-294888, Fax: (44) 1707-325777

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Smidesvägen 12, SE-171 41 Solna, Sweden, Telephone: (46) 8-509-031-00, Fax: (46) 8-509-031-01

Italy: Hamamatsu Photonics Italia S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39) 02-935-81-733, Fax: (39) 02-935-81-741

Appendice C

Si PIN photodiode



Si PIN photodiode

S3590-08/-09/-18/-19

Large active area Si PIN photodiode

Features

- ➔ Sensitivity matching with BGO and CsI (TI) scintillators: S3590-08/-09
- ➔ Sensitivity matching with blue scintillator (LSO, GSO, etc.): S3590-18/-19
- ➔ Bare chip type (unsealed): S3590-09/-19
- ➔ High quantum efficiency: S3590-09 ($\lambda=540$ nm) S3590-19 ($\lambda=400$ nm)
- ➔ Low capacitance
- ➔ High-speed response
- ➔ High stability
- ➔ Good energy resolution

Applications

- ➔ Scintillation detectors
- ➔ Hodoscopes
- ➔ TOF counters
- ➔ Radiation detection
- ➔ X-ray detection

Structure / Absolute maximum ratings

Type No.	Window material	Active area (mm)	Depletion layer thickness (mm)	Absolute maximum ratings			
				Reverse voltage V_R max	Power dissipation P (mW)	Operating temperature T_{opr} (°C)	Storage temperature T_{stg} (°C)
S3590-08	Epoxy resin	10 × 10	0.3	100	100	-20 to +60	-20 to +80
S3590-09	Unsealed						
S3590-18	Epoxy resin						
S3590-19	Unsealed						

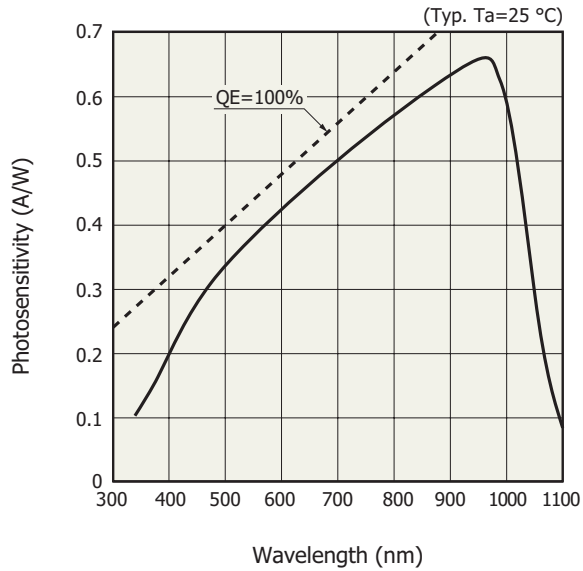
Note: Exceeding the absolute maximum ratings even momentarily may cause a drop in product quality. Always be sure to use the product within the absolute maximum ratings.

Electrical and optical characteristics (Typ. $T_a=25$ °C, unless otherwise noted)

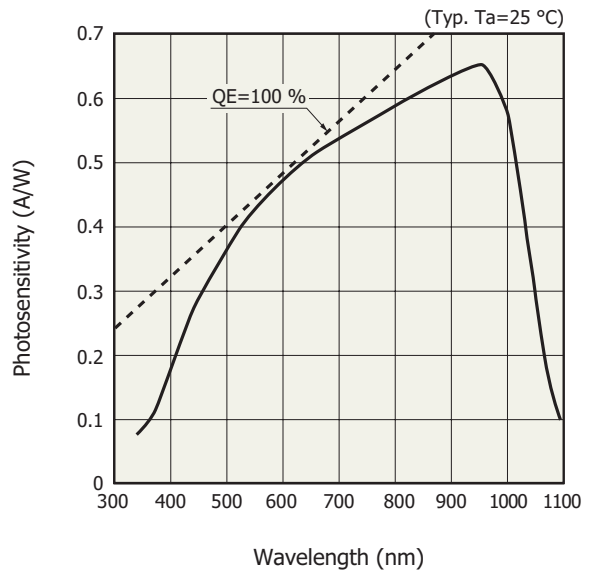
Type No.	Spectral response range λ (nm)	Peak sensitivity wavelength λ_p (nm)	Photo sensitivity S				Short circuit current I_{sc} 100 lx (μ A)	Dark current I_D $V_R=70$ V		Temp. coefficient of I_D T_{CID} $V_R=70$ V (times/°C)	Cut-off Frequency f_c $V_R=70$ V (MHz)	Terminal capacitance C_t $f=1$ MHz $V_R=70$ V (pF)	NEP $V_R=70$ V ($W/Hz^{1/2}$)
			$\lambda=\lambda_p$ (A/W)	LSO 420 nm (A/W)	BGO 480 nm (A/W)	CsI(TI) 540 nm (A/W)		Typ.	Max.				
S3590-08	340 to 1100	960	0.66	0.20	0.30	0.36	100	2	6	1.12	40	40	3.8×10^{-14}
S3590-09			0.22	0.33	0.41	90							
S3590-18			0.65	0.28	0.34	0.38	100	4	10				
S3590-19			0.58	0.33	0.37	0.4	86						

Spectral response

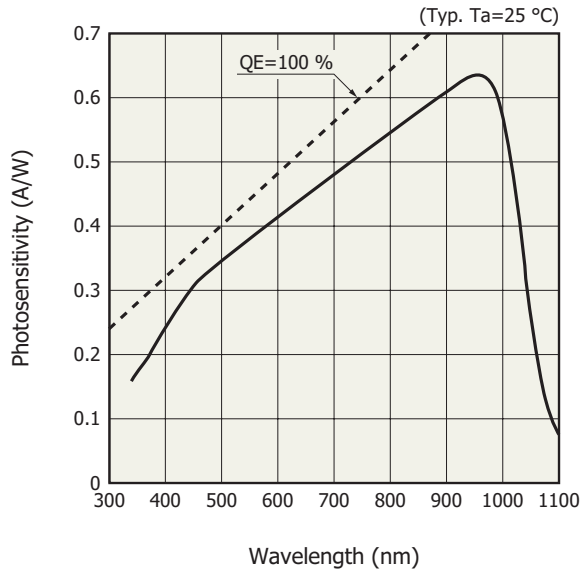
S3590-08



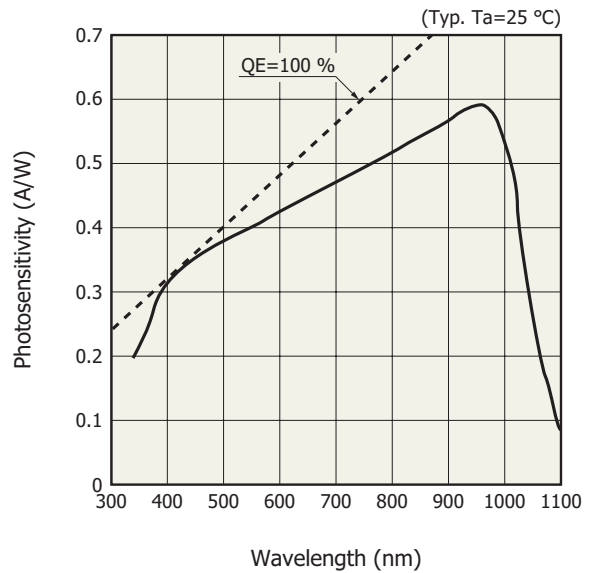
S3590-09



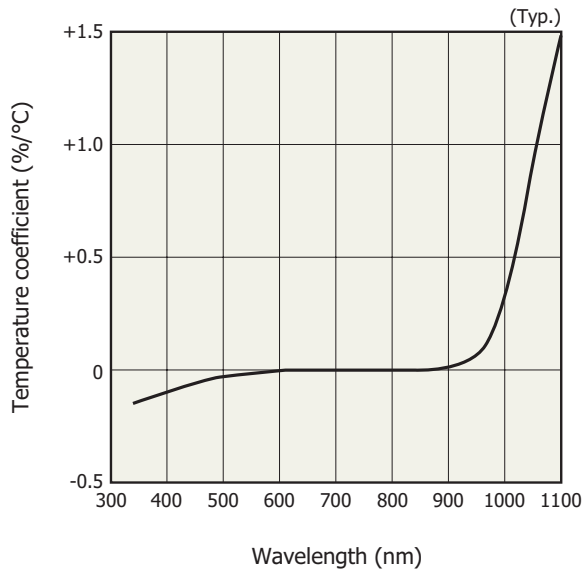
S3590-18



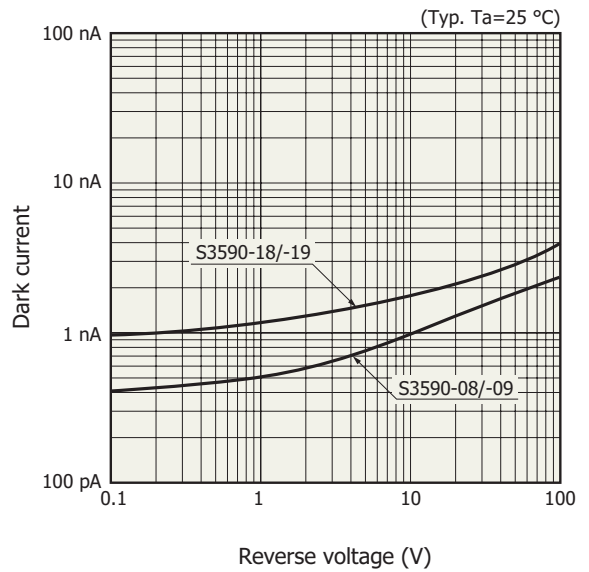
S3590-19 (Bare chip type)



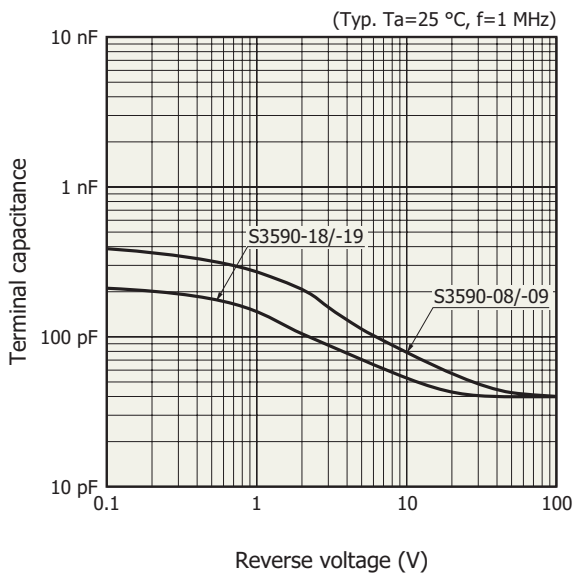
Photosensitivity temperature characteristic



Dark current vs. reverse voltage

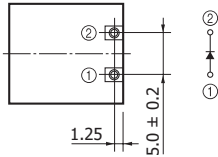
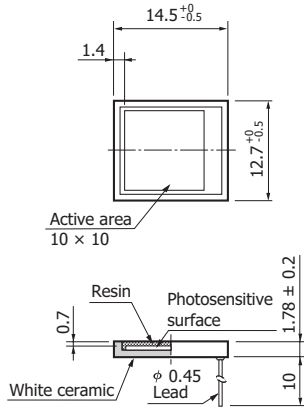


Terminal capacitance vs. reverse voltage



Dimensional outline (unit: mm)

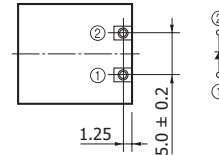
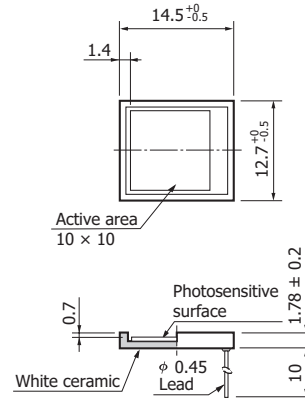
S3590-08/-18



The coating resin may extend a maximum of 0.1 mm beyond the upper surface of the package.

KPINA0014EH

S3590-09/-19



KPINA0098EF

Information described in this material is current as of January, 2020.

Product specifications are subject to change without prior notice due to improvements or other reasons. This document has been carefully prepared and the information contained is believed to be accurate. In rare cases, however, there may be inaccuracies such as text errors. Before using these products, always contact us for the delivery specification sheet to check the latest specifications.

The product warranty is valid for one year after delivery and is limited to product repair or replacement for defects discovered and reported to us within that one year period. However, even if within the warranty period we accept absolutely no liability for any loss caused by natural disasters or improper product use. Copying or reprinting the contents described in this material in whole or in part is prohibited without our prior permission.

HAMAMATSU

www.hamamatsu.com

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Solid State Division

1126-1 Ichino-cho, Higashi-ku, Hamamatsu City, 435-8558 Japan, Telephone: (81)53-434-3311, Fax: (81)53-434-5184

U.S.A.: Hamamatsu Corporation: 360 Foothill Road, Bridgewater, N.J. 08807, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218, E-mail: usa@hamamatsu.com

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-265-8, E-mail: info@hamamatsu.de

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 19, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10, E-mail: infos@hamamatsu.fr

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: 2 Howard Court, 10 Tewin Road, Welwyn Garden City, Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: (44)1707-294888, Fax: (44)1707-325777, E-mail: info@hamamatsu.co.uk

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Torshamnsgatan 35 16440 Kista, Sweden, Telephone: (46)8-509 031 00, Fax: (46)8-509 031 01, E-mail: info@hamamatsu.se

Italy: Hamamatsu Photonics Italia S.r.l.: Strada della Moia, 1 int. 6, 20020 Arese (Milano), Italy, Telephone: (39)02-93 58 17 33, Fax: (39)02-93 58 17 41, E-mail: info@hamamatsu.it

China: Hamamatsu Photonics (China) Co., Ltd.: B1201, Jiaming Center, No.27 Dongsanhuan Beilu, Chaoyang District, 100020 Beijing, P.R.China, Telephone: (86)10-6586-6006, Fax: (86)10-6586-2866, E-mail: hpc@hamamatsu.com.cn

Taiwan: Hamamatsu Photonics Taiwan Co., Ltd.: 8F-3, No. 158, Section2, Gongdao 5th Road, East District, Hsinchu, 300, Taiwan R.O.C. Telephone: (886)3-659-0080, Fax: (886)3-659-0081, E-mail: info@hamamatsu.com.tw

Bibliografia

- [1] Alburger, D., E., *et al.* Half-life of ^{32}Si . E&PSL 78(2-3) (1986) 168-76.
- [2] Bellotti, E., *et al.* Search for time dependence of the ^{137}Cs decay constant. Phys. Lett. B 710(1) (2012). arXiv:1202.3662v1.
- [3] Bellotti, E., *et al.* Search for correlations between solar flares and decay rate of radioactive nuclei. Phys. Lett. B 720(1-3) (2013). arXiv:1302.0970v1.
- [4] Bellotti, E., *et al.* Search for time modulations in the decay rate of ^{40}K and ^{232}Th . Astropart. Phys. 61 (2015) 82-7. arXiv:1311.7043.
- [5] Bellotti, E., *et al.* Search for time modulations in the decay constant of ^{40}K and ^{226}Ra at the underground Gran Sasso Laboratory. Phys. Lett. B 780 (2018) 61-5. arXiv:1802.09373v1.
- [6] Bruhn, G., W. Does Radioactivity Correlate with the Annual Orbit of Earth around Sun? Apeiron 9(2) (2002) 28-40.
- [7] de Meijer, R., J., *et al.* No evidence for antineutrinos significantly influencing exponential β^+ decay. Appl. Radiat. Isot. 69 (2011) 320-26. doi:10.1016/j.apradiso.2010.08.002.
- [8] Dixon, J., Rajan, A., Bohlemann, S. et al. Evaluation of a Silicon 90Sr Betavoltaic Power Source. Sci Rep 6, 38182 (2016). <https://doi.org/10.1038/srep38182>.

-
- [9] Eisberg R., Resnick R. Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids and Nuclei. Wiley: New York, 1974.
- [10] Falkenberg, E., D. Radioactive decay caused by neutrinos? *Apeiron* 8 (2) (2001) 32-45.
- [11] Fischbach, E., *et al.* Evidence for time-varying nuclear decay rates: experimental results and their implications for new physics. *Rencontres de Moriond* (2011). arXiv:1106.1470v1.
- [12] Guo, W., *et al.* Scintillation and charge yield from the tracks of energetic electrons in superfluid helium-4. *Jour. of Instrum.* 7(1) (2011). arXiv:1109.5649v1.
- [13] Jenkins, J., H., *et al.* Evidence for correlations between nuclear decay rates and earth-sun distance. *Astropart. Phys.* 32 (2009) 42-6. arXiv:0808.3283v1.
- [14] Jenkins, J., H., Fischbach, E. Perturbation of nuclear decay rates during the solar flare of 13 December 2006. *Astropart. Phys.* 31 (2009) 407-11. arXiv:0808.3156.
- [15] Jenkins, J., H., *et al.* Analysis of environmental influences in nuclear half-life measurements exhibiting time-dependent decay rates. *Phys. Res. A* 620 (2010) 332-42. doi:10.1016/j.nima.2010.03.129.
- [16] Jenkins, J., H., *et al.* Analysis of experiments exhibiting time-varying nuclear decay rates. *Rencontres de Moriond* 2011. arXiv:1106.1678v1.
- [17] Jenkins, J., H., *et al.* Additional experimental evidence for a solar influence on nuclear decay rates. *Astropart. Phys.* 37 (2012) 81-8. doi:10.1016/j.astropartphys.2012.07.008.
- [18] Kossert, K., Nähle, O., J. Long-term measurements of ^{36}Cl to investigate potential solar influence on the decay rate. *Astropart. Phys.* 55 (2014) 33-6. doi:10.1016/j.astropartphys.2014.02.001.

- [19] Kossert, K., Nähle, O., J. Disproof of solar influence on the decay rates of $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$. *Astropart. Phys.* 69 (2015) 18-23. doi:10.1016/j.astropartphys.2015.03.003.
- [20] Krane K.S., *Introductory nuclear physics*. John Wiley and Sons Inc., New York, NY, Jan 1987.
- [21] Norman, E., B., *et al.* Evidence against correlations between nuclear decay rates and earth-sun distance. *Astropart. Phys.* 31 (2009) 135-7. doi:10.1016/j.astropartphys.2008.12.004.
- [22] O'Keefe, D., *et al.* Spectral content of $^{22}\text{Na}/^{44}\text{Ti}$ decay data: implications for a solar influence. *Astrophys. Space Sci.* 344(2) (2013) 297-303. doi:10.1007/s10509-012-1336-7.
- [23] Parkhomov A.G. Researches of alpha and beta radioactivity at long-term observations. (2010). arXiv:1004.1761.
- [24] Parkhomov A.G. Effect of radioactivity decrease. Is there a link with solar flares. (2010). arXiv:1006.2295.
- [25] Parkhomov A.G. Deviations from beta radioactivity exponential drop. *Jour. Mod. Phys.* 2 (2011) 1310-7. doi:10.4236/jmp.2011.211162
- [26] Parkhomov A.G. Rhythmic and Sporadic Changes in the Rate of Beta Decays: Possible Reasons. *Jour. Mod. Phys.* 9 (2018) 1617-32. doi:10.4236/jmp.2018.98101
- [27] Pommé, S. *et al.* Evidence against solar influence on nuclear decay constants. *Phys. Lett. B* 761 (2016) 281-6. doi:10.1016/j.physletb.2016.08.038.
- [28] Pommé, S. *et al.* Is decay constant? *Appl. Radiat. Isot.* 134 (2018) 6-12. doi:10.1016/j.apradiso.2017.09.002.
- [29] Povh, B., Rith, K., Scholz, C., Zetsche, F. *Particles and Nuclei*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2008.

- [30] Rossi, E., Possibili fluttuazioni nel valore della costante di decadimento dei radionuclidi: studio per lo sviluppo di un esperimento di misura a lungo termine. Alma Mater Studiorum - Univ. Bologna. a.a. 2014/2015.
- [31] Schrader, H. Half-life measurements of long-lived radionuclides-new data analysis and systematic effects. *Appl. Rad. Isot.* 68 (2010) 1583-90. doi:10.1016/j.apradiso.2009.11.033.
- [32] Siegert, H., *et al.* Half-life measurements of europium radionuclides and the long-term stability of detectors. *Appl. Radiat. Isot.* 49(9-11) (1998) 1397-01. [https://doi.org/10.1016/S0969-8043\(97\)10082-3](https://doi.org/10.1016/S0969-8043(97)10082-3)
- [33] Sturrock, P., A., *et al.* Concerning the phases of annual variations of nuclear decay rates. *Astrophys. Jour.* 737(2) (2011) 65. doi:10.1088/0004-637X/737/2/65.
- [34] Sturrock, P., A., *et al.* Analysis of gamma radiation from a radon source: indications of a solar influence. *Astropart. Phys.* 6(1) (2012) 18-25. doi:10.1016/j.astropartphys.2012.04.009.
- [35] Veprev, D., P., Muromtsev V.I. Evidence of solar influence on the tritium decay rate. *Astropart. Phys.* 36(1) (2012) 26-30. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.04.012>.
- [36] Ware, M., J., *et al.* Instrument for precision long-term β -decay rate measurements. *Rev. Sci. Instrum.* 86(7) (2015). doi:10.1063/1.4926346.