



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio degli eventi di bassa energia raccolti  
dall’esperimento GERDA

Relatore

Prof. Riccardo Brugnera

Correlatore

Dr. Katharina Cäcilie

von Sturm zu Vehlingen

Laureando

Matteo Feltre

Anno Accademico 2018/2019



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1	Premessa teorica . . . . .	1
1.1.1	Decadimento beta . . . . .	1
1.1.2	Doppio decadimento beta . . . . .	2
1.1.3	Doppio decadimento beta senza neutrini . . . . .	2
1.2	Rivelatore Gerda . . . . .	3
1.2.1	Water Tank . . . . .	3
1.2.2	Muon veto system . . . . .	4
1.2.3	Criostato . . . . .	4
1.2.4	Il sistema di veto in LAr . . . . .	4
1.2.5	Rivelatori a germanio . . . . .	5
1.2.6	Eventi di background . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Analisi dati</b>	<b>7</b>
2.1	Stato dell'arte . . . . .	7
2.2	Dati utilizzati . . . . .	8
2.3	Eventi di fondo . . . . .	8
2.3.1	Radionuclidi primordiali . . . . .	9
2.3.2	Argon liquido . . . . .	10
2.3.3	Influenza del dead layer sulla forma dello spettro di $^{39}\text{Ar}$ . . . . .	11
2.3.4	Detector con differenti dlf e simile fccd . . . . .	12
2.3.5	Detector con diversi fccd . . . . .	12
2.3.6	$^{85}\text{Kr}$ . . . . .	13
2.4	Fit con i dati . . . . .	14
2.4.1	Senza applicazione del LAr veto . . . . .	14
2.4.2	Applicazione LAr veto . . . . .	15
2.5	Discussione . . . . .	17
2.6	Attività specifica . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Conclusione</b>	<b>21</b>
3.1	Sviluppi futuri . . . . .	21



# Capitolo 1

## Introduzione

L'esperimento GERDA (GERmanium Detector Array) ha come scopo principale la ricerca del doppio decadimento beta senza neutrini tramite l'utilizzo dell'isotopo 76 del germanio. Tali eventi si accumulano attorno all'energia di 2039 keV pari al Q valore dell'energia della reazione [1]. L'esperimento raccoglie eventi in un intervallo energetico ben più ampio da 15 keV a 7 MeV e ne ha ricavato una sofisticata decomposizione del background da circa 600 keV fino a 7 MeV.

In questa tesi si analizzeranno gli eventi da 200 keV a 600 keV al fine di estendere il modello a tali energie. La ragione di questo interesse sta nel fatto che a queste basse energie (ed eventualmente anche più basse) si possono trovare segnali di Fisica al di là del Modello Standard. Esempi di tali processi esotici sono: ricerca di WIMP (Weakly Interactive Massive Particle) [2], di assioni solari [3], decadimento dell'elettrone, ecc...

Dopo aver ricavato lo spettro sperimentale da 200 keV a 600 keV, mediante tecniche di simulazione di Monte Carlo si tenterà di comprendere quali siano le origini di tali eventi e si individueranno eventuali criticità.

### 1.1 Premessa teorica

#### 1.1.1 Decadimento beta

Con decadimento beta si intende un gruppo di processi che permettono ad un nucleo di modificare il proprio numero atomico di un'unità, mantenendo inalterato il numero di massa. Ciò avviene tramite la trasformazione di un nucleone secondo le seguenti reazioni:

- $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ , detto decadimento  $\beta^+$ ;
- $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ , detto decadimento  $\beta^-$ ;
- $p + e^- \rightarrow n + \nu$ , cioè cattura elettronica.

I primi due processi sono dei decadimenti a tre corpi, i cui spettri in energia presentano un andamento continuo fino ad un valore di massimo, detto Q valore. I decadimenti beta presentano tempi caratteristici molto diversi in base al valore della variabile  $ft$ , una grandezza inversamente proporzionale al quadrato della matrice di accoppiamento tra stato finale e iniziale. Maggiore è la variabile  $ft$ , maggiore è il tempo di decadimento. La formula per tale grandezza è:

$$ft = \frac{\text{costante}}{|M_{if}|^2} \quad (1.1)$$

Prendiamo l'isotopo 76 del germanio (che come vedremo viene usato in GERDA) e consideriamo nuclei isobari ad esso, è possibile costruire le parabole di massa per A=76. In figura 1.1 l'asse y rappresenta la differenza di massa tra lo stato legato e le singole componenti del nucleo, le linee

di colore verde indicano i decadimenti beta. Come si può vedere, il decadimento tra il germanio e l'arsenico è energeticamente vietato. Il passaggio diretto tra il germanio e il selenio è chiamato doppio decadimento beta.

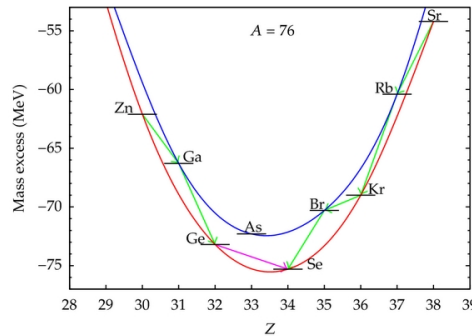


Figura 1.1: Parabola di massa per  $A=76$ . [4]

### 1.1.2 Doppio decadimento beta

Il doppio decadimento beta (indicato anche con  $\beta\beta$ ) consiste in due processi beta dello stesso tipo all'interno del medesimo nucleo e nello stesso istante. Il nucleo figlio presenta una differenza di numero atomico pari a due. Questo processo avviene senza il passaggio per un nucleo intermedio. Nel caso del  $^{76}\text{Ge}$  la reazione è la seguente:



Data la presenza di due antineutrini questo decadimento è indicato con la notazione  $2\nu\beta\beta$ . L'evento previsto presenta un'emivita molto elevata, poichè è un'interazione debole del secondo ordine: per esempio per il  $^{76}\text{Ge}$  essa vale  $(1.926 \pm 0.094) \cdot 10^{21}$  anni [1].

### 1.1.3 Doppio decadimento beta senza neutrini

Molto più interessante risulta essere il doppio decadimento beta senza l'emissione di neutrini, nel caso del  $^{76}\text{Ge}$  per esempio:



Ammettendo che questo decadimento esista, esso dovrebbe presentare un'emivita maggiore del  $2\nu\beta\beta$ . Allo stato attuale, è stato posto un limite inferiore di  $T_{1/2} > 10^{26}$  anni (90% C.L.) [5]. Se rivelato, il decadimento porterebbe a due conseguenze principali [6]:

- la violazione della conservazione del numero leptonico totale,  $\Delta L = 2$ , in virtù della presenza di due elettroni fra i prodotti nello stato finale senza la controparte dei due antineutrini;
- il neutrino è una particella di Majorana, cioè il neutrino è l'antiparticella di se stesso.

Un possibile schema della reazione è mostrato in figura 1.2.

Una eventuale scoperta del decadimento  $0\nu\beta\beta$  avrebbe profonde conseguenze sul Modello Standard. Permetterebbe per esempio di vincolare la massa del neutrino più leggero e di aiutare a spiegare la mancanza di antimateria nel nostro Universo [6].

In figura 1.3 è mostrata la distribuzione della somma delle energie cinetiche dei due elettroni, ponendo, di nuovo, come esempio il  $^{76}\text{Ge}$ . La forma sperimentale del decadimento  $0\nu\beta\beta$  è un picco a 2039 keV (Q-valore della reazione), mentre il decadimento  $2\nu\beta\beta$  fornisce una distribuzione continua (a sinistra in figura). La possibilità di distinguere tra il picco  $0\nu\beta\beta$  e la distribuzione continua del  $2\nu\beta\beta$  dipende dalla risoluzione energetica del rivelatore. La figura 1.3 è molto semplificata e vuole solamente rendere l'idea del fenomeno che si sta cercando.

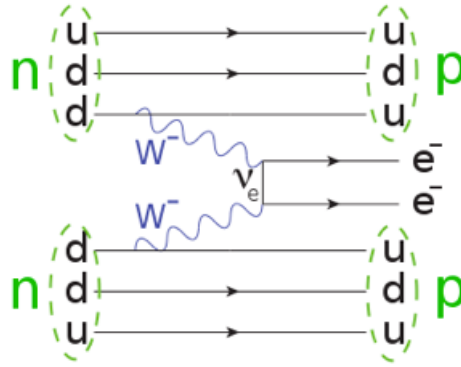


Figura 1.2: Diagramma di Feynman del decadimento doppio beta senza neutrini.

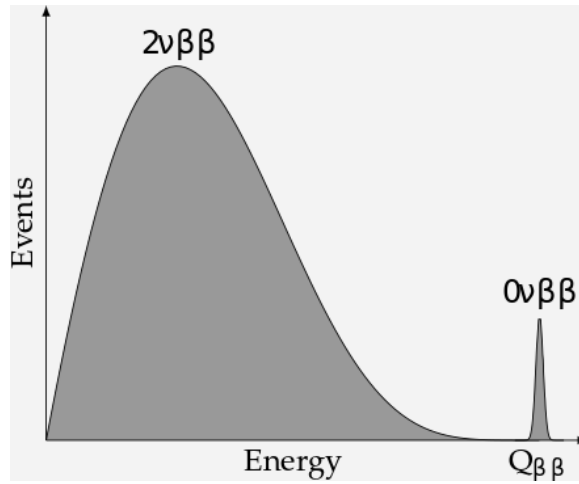


Figura 1.3: Spettro decadimenti  $2\nu\beta\beta$  (spettro continuo a sinistra) e  $0\nu\beta\beta$  (previsione) a scopo esemplificativo.

## 1.2 Rivelatore Gerda

L'esperimento GERDA [7] [8] si trova presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), ad una profondità di 3500 m.w.e. (metri acqua equivalenti). La complessa struttura del setup strumentale ha come cuore una serie di rivelatori in germanio arricchiti fino all'86% nell'isotopo 76 [7]. Essi sono immersi in un criostato di argon liquido (LAr). La costruzione dell'apparato ha richiesto una notevole selezione dei materiali al fine di ridurre al minimo tutte le possibili fonti di background, soprattutto in prossimità del Q valore del doppio decadimento  $\beta$ . Esse saranno descritte nel dettaglio in seguito. La quantità fisica che definisce il fondo viene chiamata in gergo background index (BI) e ha come unità di misura:  $\frac{\text{counts}}{\text{keV kg yr}}$ . Nei prossimi paragrafi sarà descritto l'esperimento nelle sue varie sezioni, uno sguardo d'insieme dell'apparato può essere visto nella figura 1.4.

### 1.2.1 Water Tank

La gran parte dell'apparato descritto in seguito si trova inserito all'interno della water tank. La water tank ha 3 funzioni principali: moderare e assorbire neutroni esterni; attenuare il flusso di radiazioni  $\gamma$  esterne; individuare muoni che attraversano l'esperimento attraverso la registrazione della luce Čerenkov mediante fotomoltiplicatori (si veda paragrafo 1.2.2). La capacità nominale del recipiente è  $590\text{ m}^3$  e ha una forma cilindrica di 10 m di diametro e 8.3 m in altezza, coperto da un cono che estende l'altezza fino a 8.9 m. Il livello dell'acqua è mantenuto a 8.5 m. [7].

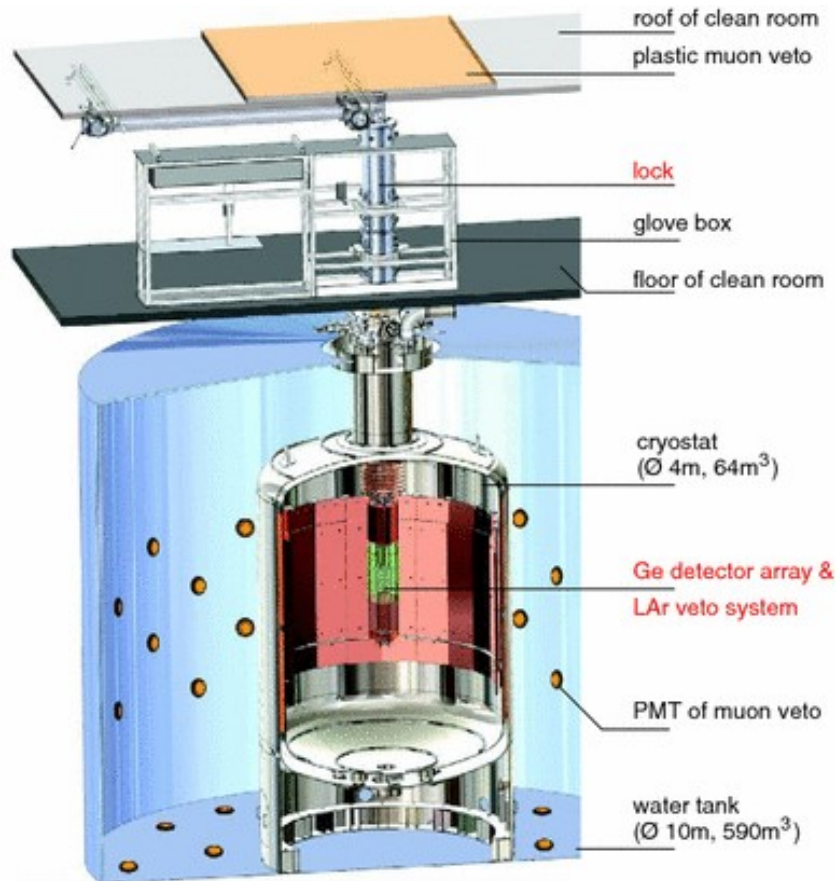


Figura 1.4: Visione schematica dell'esperimento GERDA. [8]

### 1.2.2 Muon veto system

Come accennato nel paragrafo precedente, i muoni provenienti dall'esterno rappresentano una importante fonte di disturbo. Per diminuire tale fonte sono stati presi diversi accorgimenti. Primo fra tutti la scelta di costruire l'apparato ad una profondità  $3500\text{ m w.e.}$  riducendo il flusso di muoni cosmici ad un valore di  $\frac{1.2}{\text{h m}^2}$ . I muoni penetrati all'interno del sistema interagiscono producendo neutroni di alta energia. Di conseguenza, i muoni sono fonte diretta ed indiretta di background. Sono stati introdotti nella water tank 66 fotomoltiplicatori (PMT) per rivelare la radiazione Čerenkov prodotta dai muoni passanti e un insieme di scintillatori plastici posti sopra la clean room [7].

### 1.2.3 Criostato

Il criostato è accessibile da una clean room situata al di sopra dello stesso. Esso contiene  $64\text{ m}^3$  di Liquid Argon (LAr) ed è completamente immerso nella water tank. Ha la duplice funzione di: mantenere freddi i diodi in germanio e di impedire che i  $\gamma$  provenienti dall'esterno e dalla radioattività dello stesso criostato raggiungano i rivelatori.

### 1.2.4 Il sistema di veto in LAr

L'argon presente all'interno del criostato emette luce di scintillazione in risposta alla radiazione ionizzante. Se si riesce a raccogliere tale luce con buona efficienza si ha un ulteriore potente mezzo per sopprimere gli eventi di fondo. La rivelazione della luce nel sistema di veto in LAr comprende PMT e WLS (wave length shifting) con lettori SiPM cioè Silicon Photo Multiplier [8]. Questa disposizione è visibile in figura 1.5.



### 1.2.5 Rivelatori a germanio

L'esperimento conta 40 detector suddivisi in 7 stringhe. In base alle loro caratteristiche, i rivelatori possono essere suddivisi in 2 gruppi:

- *Rivelatori semi-coassiali*: essi rappresentano il cuore della fase I. Sono in totale 10, di cui 3 presentano una percentuale naturale di  $^{76}\text{Ge}$  pari al 7.8%, ci si riferisce ad essi con la sigla GTF. Quelli arricchiti invece hanno una percentuale compresa tra l'85.5-88.3% e sono indicati con le sigle ANG e RG. La massa totale di questi rivelatori con germanio arricchito raggiunge i 15.578(7) kg [8].
- *Rivelatori BEGe*: in totale sono 30 e presentano una percentuale di arricchimento pari a 87.8%. La forma è cilindrica per 21 di essi, mentre è conica per i restanti con diametri fra 58.3(1) mm e i 79.0(1) mm e con un'altezza tra 22.9(3) mm e 35.3(1) mm. Di questi, 29 possono essere considerati pienamente funzionanti per una massa totale di 19.362(29) kg [8].

### 1.2.6 Eventi di background

Le fonti radioattive principali presenti in GERDA riguardano gli isotopi radioattivi dell'Ar, cioè  $^{39}\text{Ar}$  e  $^{42}\text{Ar}$ . Inoltre, sono rilevanti anche i muoni cosmici sia come fonte diretta che indiretta tramite l'interazione con la materia. Infine, sono presenti gli isotopi primordiali situati nei materiali vicini ai rivelatori. In particolar modo hanno una notevole rilevanza i prodotti della serie del Torio ( $^{232}\text{Th}$ ) e dell'Uranio ( $^{238}\text{U}$ ).

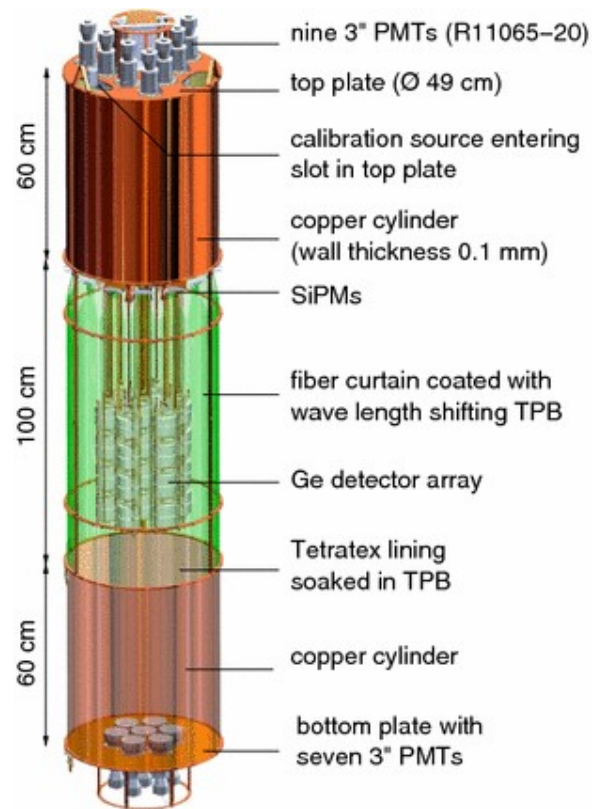


Figura 1.5: I rivelatori in germanio posti all'interno del sistema di veto. [8]



# Capitolo 2

## Analisi dati

Lo scopo del seguente capitolo consiste nell'effettuare un confronto fra simulazioni e dati sia prima che in seguito all'applicazione del LAr veto per i rivelatori enrBEGe, in modo da evidenziare analogie e differenze. L'intervallo di energia di interesse va da 200 keV a 600 keV. Come prima cosa è stato fatto il punto della situazione sullo stato dell'arte per il modello ad alte energie. Successivamente, sono state individuate le possibili fonti di rumore ad energie inferiori a circa 600 keV, in modo da poter ottenere i loro spettri. Questi saranno poi utilizzati come componenti assieme al modello ad alte energie per procedere al fit con i dati. Infine, è presente un paragrafo di discussione e analisi del fit ottenuto. In quest'ultima sezione è presentata l'attività specifica delle fonti analizzate in modo da poter confrontare i valori ottenuti con dati precedentemente ricavati da GERDA o da altri esperimenti. I dati utilizzati coprono un periodo temporale fra dicembre 2015 e novembre 2018. I dati sono stati preanalizzati con un software sviluppato dagli esperimenti GERDA e MAJORANA basato su ROOT [9], Geant4 [10] [11] [12] [13] [14] e BAT (Bayesian Analysis Toolkit) [15]. L'analisi effettuata in questo capitolo è stata svolta tramite ROOT nella versione 6.18.

### 2.1 Stato dell'arte

Lo stato attuale del modello di fondo per i dati raccolti nella fase II di GERDA e considerati in questo lavoro è riportato in figura 2.1. Esso riguarda l'intervallo di energie fra 560 keV e 5.3 MeV. Le sorgenti di fondo considerate per questo fit multivariato sono elencate in legenda. La decomposizione si basa sia su eventi che coinvolgono un rivelatore, sia su quelli con molteplicità due. Essi riguardano l'energia rilasciata e il numero di eventi in un singolo rivelatore o in una coppia di rivelatori.

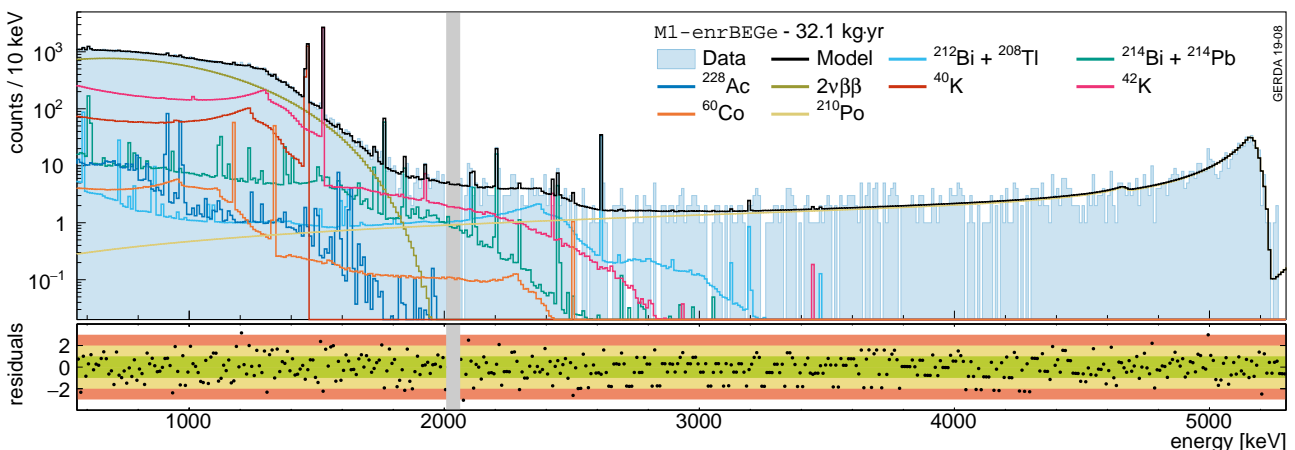


Figura 2.1: Confronto tra dati e modello per rivelatori enrBEGe ad alte energie. [16]

La somma delle fonti di background considerate va a comporre il modello ("Model") che corrisponde

alla previsione del fondo. Il secondo grafico presente riguarda i residui, che indicano la distanza in unità di  $\sigma$  tra i dati e il modello. Nei casi in cui sono indicate delle somme, come ad esempio  $^{212}\text{Bi} + ^{208}\text{Tl}$ , ciò significa che gli eventi simulati sono stati sommati per formare un solo istogramma. Questo è dovuto al fatto che i tempi di decadimento sono molto brevi e quindi il presentarsi di una fonte implica la presenza anche dell'altra, poichè questi due nuclidi si trovano in equilibrio secolare. La zona grigia nei pressi di 2 MeV indica la regione larga  $\pm 25$  keV attorno al Q valore della reazione  $0\nu\beta\beta$  resa inaccessibile prima della definizione dei tagli di analisi.

Il modello presentato sarà utilizzato come una delle componenti del fit dei dati a bassa energia tra 200 keV e 1000 keV per gli eventi prima del LAr veto. A questo tipo di dati ci si riferirà con il termine "raw". I dati dopo l'applicazione del LAr veto saranno denominati "LAr", in modo da poter distinguere i due set. La scelta dei due estremi dell'intervallo è dovuta per quello inferiore allo scopo di evitare alcuni problemi sul dead layer dei rivelatori BEGe, mentre per quello superiore per avere la possibilità di raccordare meglio i dati a basse energie con quelli ad energie elevate.

## 2.2 Dati utilizzati

I dati raccolti dall'esperimento prima e dopo l'applicazione del LAr veto sono presentati in figura 2.2. Essi sono ristretti alla zona di interesse di questa tesi. Il sottocampione riguardante gli eventi in rosso in figura 2.2 non presentano un segnale nel LAr veto. In altri termini, l'energia di questi eventi è contenuta all'interno dei singoli rivelatori.

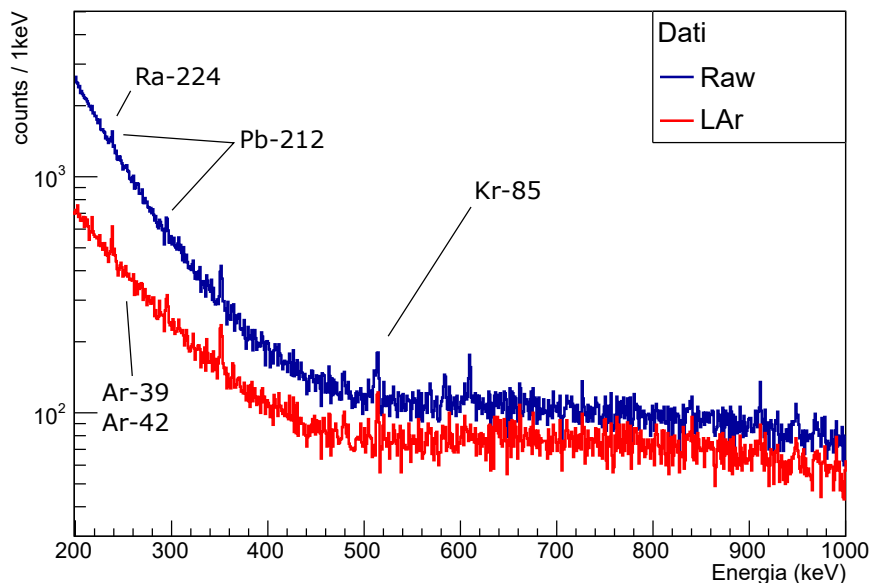


Figura 2.2: Dati prima e dopo l'applicazione del LAr veto.

Si può vedere che a mano a mano che ci si avvicina alle basse energie, il numero di eventi (conteggi) aumenta. A 200 keV il numero di eventi supera di circa un ordine di grandezza quello a 1000 keV. Se confrontiamo i due andamenti notiamo come fino a circa 400 keV la differenza in conteggi sia molto marcata, per poi attestarsi a circa lo stesso ordine di grandezza.

## 2.3 Eventi di fondo

Nelle seguenti sezioni sono presentati i casi di decadimenti che sono ritenuti far parte del background degli spettri raccolti. Ognuna di esse sarà analizzata, infine queste saranno assemblate per dar luogo

al fit a basse energie assieme al modello già presentato in precedenza.

### 2.3.1 Radionuclidi primordiali

Con radionuclidi primordiali si intendono nuclidi con tempo di decadimento comparabile con l'età della Terra o superiore ad esso. Il principale problema consiste nel fatto che tracce di essi possono essere trovati nella maggioranza dei materiali utilizzati per la realizzazione dell'apparato strumentale. Con una ricerca per mezzo di archivi [17] [18] [19] [20] è possibile recuperare i decadimenti che avvengono nell'intervallo di interesse. Dei risultati trovati non saranno riportati i decadimenti già considerati dal modello ad energie superiori. L'esito delle ricerche è riassunto nella tabella 2.1.

Nucleo padre	Nucleo figlio	Tipo di decadimento	Energia (keV)	$T_{1/2}$
$^{224}\text{Ra}$	$^{220}\text{Rn}$	$\alpha$	5788.85	3.631 d
		$\gamma_{1,0}$	240.986	
$^{220}\text{Rn}$	$^{216}\text{Po}$	$\alpha$	6404.67	0.148 s
$^{216}\text{Po}$	$^{212}\text{Pb}$	$\alpha$	6906.3	10.64 h
$^{212}\text{Pb}$	$^{212}\text{Bi}$	$\beta^-$	569.9	60.54 min
		$\gamma_{2,0}$	238.632	
		$\gamma_{3,1}$	300.089	
$^{212}\text{Bi}$	$^{212}\text{Po}$	$\beta^-$	2252.1	$10^{-9}$ s

Tabella 2.1: Decadimenti di interesse riconducibili a radionuclidi primordiali.

I risultati riportati fanno tutti parte della stessa catena e come si può notare i tempi di decadimento sono molto brevi. Per questo motivo è sensato trattare tutta questa catena come se fosse un'unica fonte quando dobbiamo ricavare la densità di probabilità da questi decadimenti. Da questi sono da escludere quelli che decadono  $\alpha$ , poichè essi non raggiungono i rivelatori. Le emissioni  $\gamma$  del  $^{212}\text{Pb}$  presentano una branching ratio non trascurabile pari a 43.6% per  $\gamma_{2,0}$  e 3.18% per  $\gamma_{3,1}$ . Successivamente si sono prese le simulazioni Monte Carlo degli eventi in tabella 2.1 e si sono confrontate i loro spettri in funzione della loro provenienza.

#### $^{212}\text{Pb}$

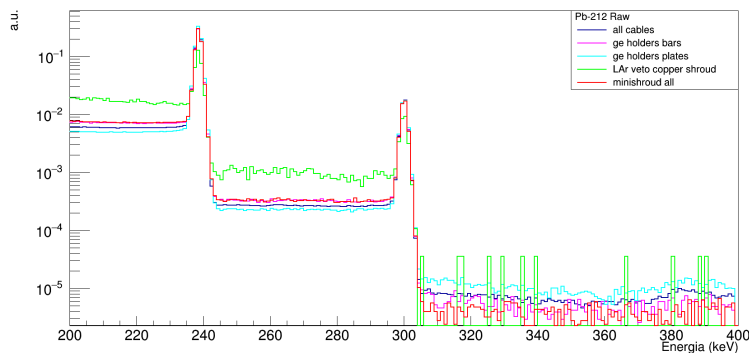


Figura 2.3: Spettri normalizzati di  $^{212}\text{Pb}$  depositato su vari materiali attorno ai rivelatori nel range tra 200 keV e 400 keV per i rivelatori enrBEGe.

Per il  $^{212}\text{Pb}$  confrontando varie componenti del setup otteniamo il grafico in figura 2.3. Come prima cosa si può notare che l'andamento presenta due picchi  $\gamma$  principali nelle regioni previste. In secondo luogo, è evidente come la distribuzione denominata *LAr veto copper shroud* presenti una coda verso

basse energie ben più marcata rispetto alle altre. Di conseguenza l'altezza dei picchi delle emissioni  $\gamma$  per questa distribuzione è più bassa, ma l'energia del massimo rimane la stessa. Della simulazione si prenderà solo la componente "all cables", che considera gli eventi posti in prossimità dei rivelatori. Questa scelta è stata fatta perchè "all cables" presenta lo stesso andamento della maggior parte degli spettri e perchè essa considera gli eventi più vicini ai rivelatori. È possibile ora considerare gli eventi presenti dopo l'applicazione del LAr veto (fig. 2.4), in maniera analoga alla figura 2.3. L'andamento si differenzia dalla figura precedente per la componente in verde. Tuttavia, vista la forte somiglianza tra le varie distribuzioni per semplicità si userà solo la componente "all cables".

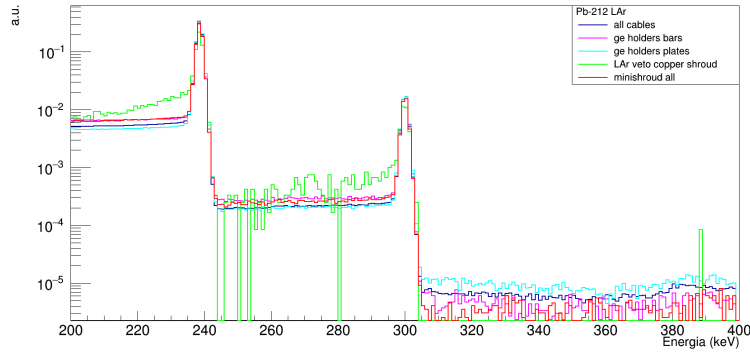


Figura 2.4: Spettri normalizzati di  $^{212}\text{Pb}$  depositato su vari materiali nel range tra 200 keV e 400 keV per i rivelatori enrBEGe. Gli istogrammi sono ricavati dopo l'applicazione del LAr veto.

### $^{224}\text{Ra}$

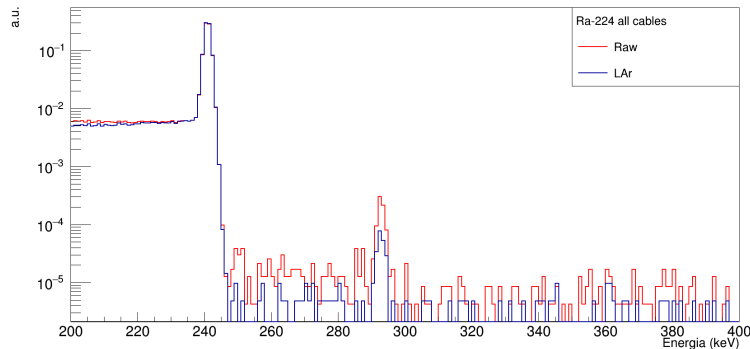


Figura 2.5: Spettro in un range tra 200 keV e 400 keV per i rivelatori enrBEGe.

Di questo decadimento è presente una sola simulazione, riportata nella figura 2.5. Si nota la presenza di un picco per il decadimento  $\gamma$  previsto dalla teoria. Dato che i tempi di decadimento sono molto più piccoli della durata della presa dati, si assume che la quantità che compie il decadimento  $^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{220}\text{Rn}$  sia la stessa che compie  $^{212}\text{Pb} \rightarrow ^{212}\text{Bi}$ . Quindi nel fit ai dati si impiegheranno le distribuzioni "all cables" sia del  $^{224}\text{Ra}$  che per il  $^{212}\text{Pb}$  con lo stesso peso.

### 2.3.2 Argon liquido

Data l'adiacenza del LAr ai rivelatori al germanio, qualsiasi contaminazione radioattiva presente può portare a disturbi notevoli al segnale. L'argon presenta principalmente due isotopi instabili per il nostro tipo di analisi:  $^{39}\text{Ar}$  e  $^{42}\text{Ar}$ .

Come si può vedere dalla tabella 2.2, si tratta di decadimenti  $\beta$ . Inoltre, il tempo di decadimento fa sì che nonostante l'esperimento abbia una durata dell'ordine degli anni, l'attività sia comunque

Nucleo padre	Nucleo figlio	Tipo di decadimento	Energia (keV)	$T_{1/2}$
$^{39}\text{Ar}$	$^{39}\text{K}$	$\beta^-$	565	269 y
$^{42}\text{Ar}$	$^{42}\text{K}$	$\beta^-$	599	32.9 y
$^{42}\text{K}$	$^{42}\text{Ca}$	$\beta^-$ $\gamma$	3525.22 1524.6	12.355 h

Tabella 2.2: Decadimenti riguardanti alcuni isotopi instabili presenti nell'argon liquido.

importante considerando anche la quantità di argon presente. In figura 2.6 è mostrato lo spettro normalizzato dei due isotopi  $^{39}\text{Ar}$  e  $^{42}\text{Ar}$ .

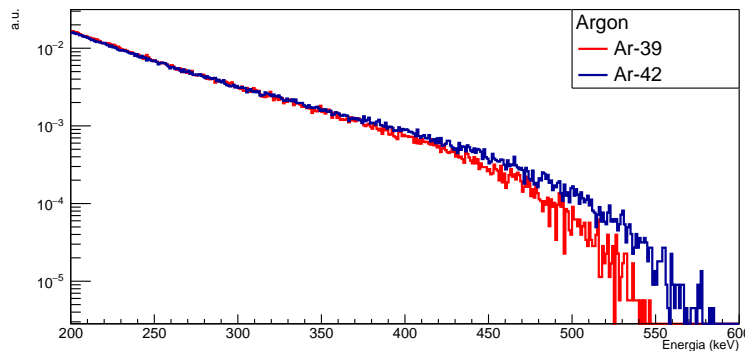


Figura 2.6: Spettro normalizzato in un range tra 200 keV e 600 keV.

Ad energie fino a circa 300 keV si può vedere come l'aspetto dei due spettri sia piuttosto simile. A questo punto il decadimento compiuto da  $^{39}\text{Ar}$  diventa meno importante, per poi arrivare all'end-point previsto. Per quanto riguarda il modello da realizzare, si è scelto di considerare le due fonti separate in quanto i decadimenti che avvengono nei due isotopi sono differenti e ovviamente non riconducibili alla stessa catena come in precedenza. Il rischio che si può correre durante la procedura di fit è quello che una delle due componenti venga soppressa dall'altra poichè l'andamento iniziale è molto simile. Nella regione ove le due distribuzioni differiscono (dopo i 300 keV) il numero di eventi diventa molto piccolo rispetto alla regione sotto i 300 keV. A causa del limitato peso statistico il fit potrebbe ignorare questa differenza.

### 2.3.3 Influenza del dead layer sulla forma dello spettro di $^{39}\text{Ar}$

Gli eventi registrati dall'esperimento GERDA si trovano anche al di sotto della soglia precedentemente impostata pari a 200 keV. Quando si studiano eventi inferiori a questa energia, entrano in gioco altri fattori non considerati in precedenza. I vari rivelatori cominciano a comportarsi in maniera differente a seconda delle loro proprietà geometriche. Essi sono rivelatori di tipo p, i quali sono racchiusi da un sottile strato  $n^+$  conduttivo di Litio di circa 1 mm di spessore. Vi è poi una zona passivata di separazione fra lo strato  $n^+$  e la zona  $p^+$  drogata con Boro. La parte  $p^+$  ha una larghezza di approssimativamente 1  $\mu\text{m}$  ed è collegata ad un amplificatore charge sensitive. Allo strato  $n^+$  è applicato un potenziale compreso tra 2.5 kV e 4.5 kV, mentre il contatto  $p^+$  è a potenziale nullo. È possibile vedere la configurazione in figura 2.7. I vari detector si differenziano tra loro oltre che per le dimensioni, anche per lo spessore dello strato  $n^+$ , che può portare a differenze nella forma spettrale rivelata. Quando una particella esterna rilascia la propria energia in questa sottile regione, parte di essa non viene raccolta. Un modo consiste nel considerare la regione  $n^+$  fatta da una prima parte completamente morta (efficienza di raccolta nulla) detta dead layer fraction (dlf) e poi una seconda parte in cui l'efficienza cresce linearmente fino al valore massimo (detta transition layer, tl). La somma

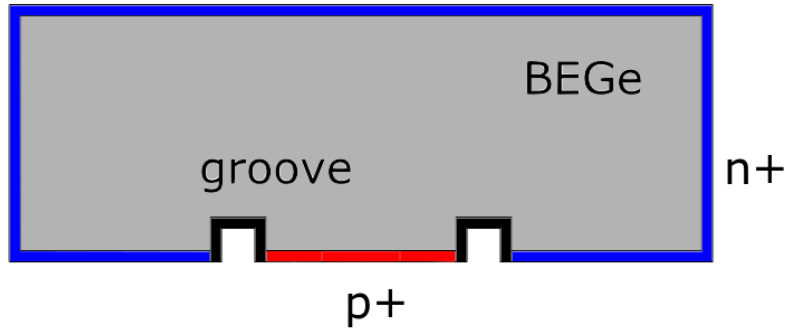


Figura 2.7: Esempio di rivelatore arricchito.

del dlf e del tl costituisce la zona detta full charge collection depth (fccd). Ogni rivelatore presenta dimensioni diverse per questi parametri che conducono a differenze negli spettri ad energie basse. Si è studiato come varino gli spettri fra rivelatori con dlf simile ma diverso fccd e fra rivelatori con diverso dlf e simile fccd. La seguente analisi è svolta sui dati ottenuti dalle simulazioni di  $^{39}\text{Ar}$ .

È stata fatta questa scelta perchè il fenomeno interessa principalmente il decadimento  $\beta$ , poichè esso è meno penetrante del decadimento  $\gamma$ . Data la minore penetrazione, parte dell'energia è rilasciata in questo spessore esterno, dando vita a modificazioni dello spettro. L'andamento dei dati potrebbe essere diverso e impreveduto rispetto ai risultati delle simulazioni riportate in figura 2.4 e 2.5. In questa regione di energia quindi l'accordo fra simulazioni e dati non è scontato e potrebbe incidere sul fit.

### 2.3.4 Detector con differenti dlf e simile fccd

In questo caso si sono selezionati dei rivelatori con fccd simile e attorno al millimetro. Nella figura 2.8 sono stati riportati solamente 3 grafici con dlf minimo, massimo e uno intermedio.

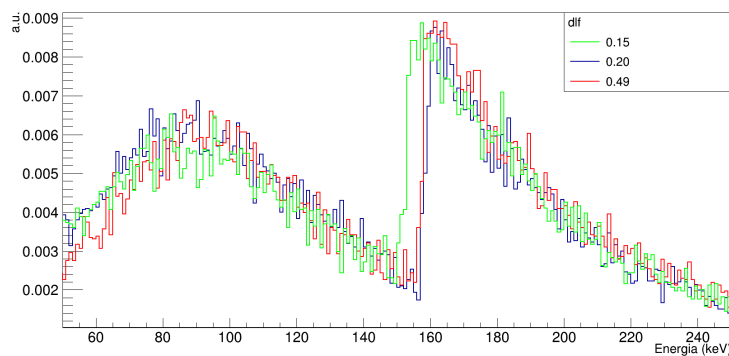


Figura 2.8: Spettro normalizzato in un range tra 50 keV e 250 keV per rivelatori con modello lineare.

Come si può notare dalla figura 2.8 i detector nel caso del  $^{39}\text{Ar}$  ad energie sotto i 200 keV presentano un picco attorno a 90 keV ed un altro presso i 160 keV. La forma dello spettro è dovuta al fatto che durante la presa dati è stata abbassata la soglia in energia della regione di lavoro dei rivelatori. Inoltre, le soglie variano a seconda del rivelatore considerato. Le differenze principali nella forma degli spettri si vedono ad energie prossime ai 60 keV, distante dal valore minimo considerato per il fit.

### 2.3.5 Detector con diversi fccd

Analizziamo ora rivelatori che presentano un diverso fccd. Nel grafico è visibile come il massimo dello spettro si sposti alla variazione del fccd.



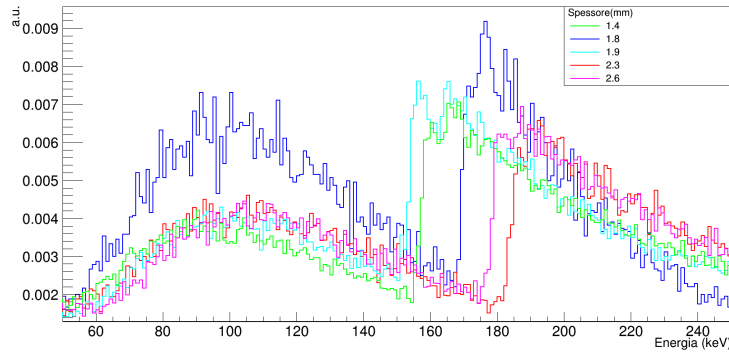


Figura 2.9: Spettro normalizzato tra 50 keV e 250 keV in funzione dello spessore.

Una possibile spiegazione a questo fenomeno può derivare dal fatto che a mano a mano che la fccd aumenta, tendenzialmente solo le particelle ad energia superiore riescono a penetrare nel detector per essere rivelate.

Questo fenomeno diventa sempre più importante al diminuire dell'energia dell'evento. In conclusione, i punti in prossimità del limite di 200 keV potrebbero presentare dei comportamenti differenti rispetto a quelli ad energie maggiori in seguito alla variazione di dlf e di spessore nei rivelatori. Si vede poi che gli spettri per energie al di sopra dei 200 keV presentano una diversa pendenza a seconda del rivelatore considerato.

### 2.3.6 $^{85}\text{Kr}$

In maniera indiretta, la presenza dell'argon poi provvede ad un'altra fonte, cioè il  $^{85}\text{Kr}$ . Questo nuclide è presente nell'atmosfera [21] e parte di esso sopravvive ai processi di estrazione dell'argon in quantità tale da essere rivelato dai detector. Il tempo di dimezzamento è tale per cui la quantità del nuclide sia rilevante durante tutta la durata della raccolta dati.

Nucleo padre	Nucleo figlio	Tipo di decadimento	Energia (keV)	$T_{1/2}$
$^{85}\text{Rb}$	$^{85}\text{Kr}$	$\beta^-$ $\gamma_{2,0}$	687.1 513.997	10.752 y

Tabella 2.3: Decadimenti del  $^{85}\text{Kr}$ .

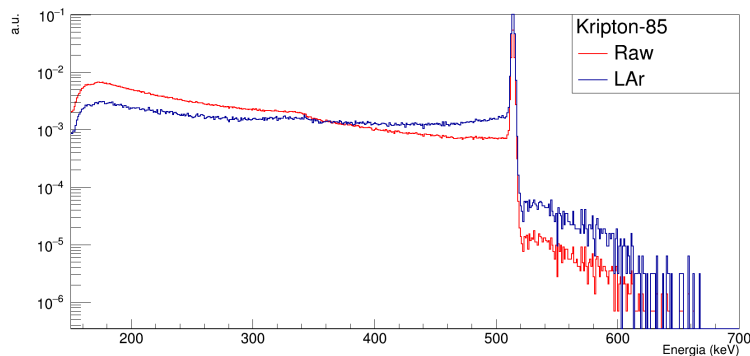


Figura 2.10: Spettro normalizzato del  $^{85}\text{Kr}$  nel range tra 150 keV e 700 keV.

In figura 2.10 si vede il picco  $\gamma$  del  $^{85}\text{Kr}$  previsto in tabella 2.3. Per quanto riguarda il decadimento  $\beta$ , si nota una coda che procede verso il valore di end point.

## 2.4 Fit con i dati

In questa sezione i vari spettri mostrati in precedenza sono sommati tra di loro per mezzo di alcuni coefficienti, in modo da ricostruire tramite un fit l'andamento dei dati in un intervallo compreso tra 200 keV e 1000 keV. I coefficienti rappresentano il numero di eventi ricostruiti tra 200 keV e 1000 keV (a cui ci si riferirà con il termine P) diviso per il tempo totale della presa dati. Convertito in secondi esso è pari a  $T=5.9 \cdot 10^7$ s. I valori riportati nelle tabelle 2.4 e 2.5 rappresentano il numero di counts stimati dal fit nell'unità di tempo, pari a  $\frac{P}{T}$ . Il fit è stato svolto utilizzando come funzione da massimizzare la verosimiglianza per gli istogrammi, dove i dati sono distribuiti in bins.

### 2.4.1 Senza applicazione del LAr veto

Come prima cosa il processo viene effettuato prima dell'applicazione del LAr veto.

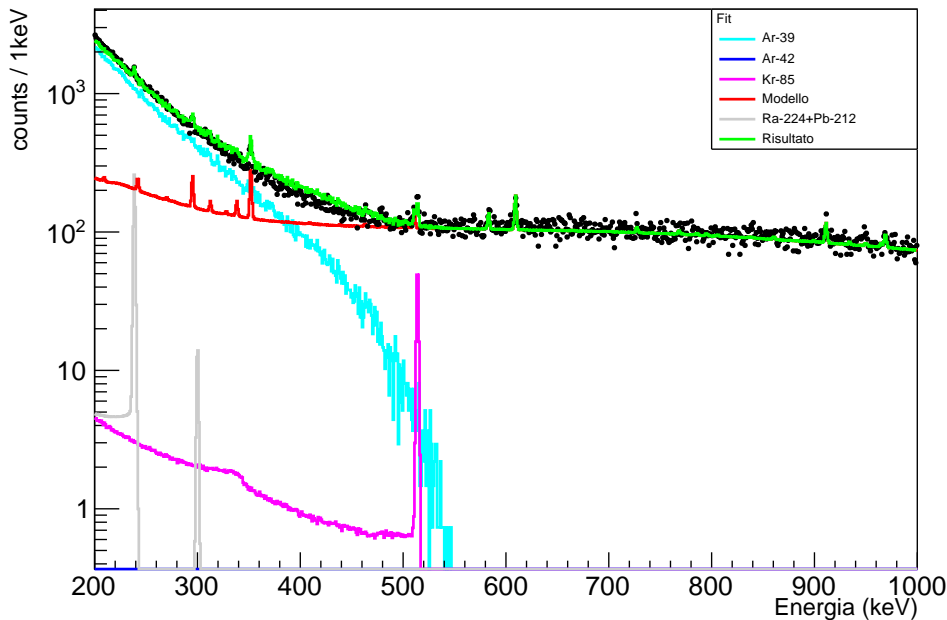


Figura 2.11: Fit del modello con i dati senza l'applicazione del LAr veto system.

Fonte	Coefficiente ( $10^{-6} \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ )
$^{39}\text{Ar}$	$2190 \pm 10$
$^{85}\text{Kr}$	$12 \pm 2$
$^{224}\text{Ra} + ^{212}\text{Pb}$	$14 \pm 2$
Modello alte energie	$1563 \pm 5$
$^{42}\text{Ar}$	—

Tabella 2.4: Coefficienti risultanti e relativi errori.

A basse energie è dominante il contributo dovuto al  $^{39}\text{Ar}$  e infatti secondo il fit l'argon è la componente più presente nel background nel range di energia analizzato. Non è stato individuato l' $^{42}\text{Ar}$ . Per una possibile spiegazione si veda la discussione al paragrafo 2.3.2.

## Residui

Per quantificare la differenza tra dati e valori stimati (e quindi la bontà del fit) si introducono i residui, definiti come:

$$r = \frac{v_{sper} - v_{fit}}{\sigma} \quad (2.1)$$

La variabile ottenuta è casuale e dal punto di vista teorico la sua distribuzione è una gaussiana centrata attorno allo zero. Una differenza in questo comportamento indica la presenza di discordanze tra la simulazione e i dati. Dato che il numero di eventi per bin è almeno 100, si utilizza il valore ottenuto dalla distribuzione gaussiana. I residui presentati poi in figura 2.12 sono normalizzati in unità di sigma.

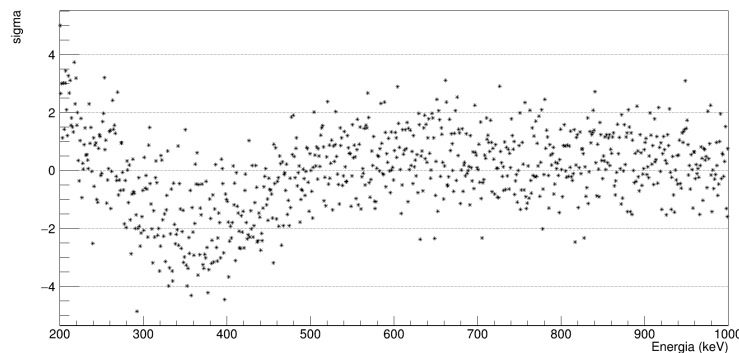


Figura 2.12: Residui prima dell'applicazione del LAr veto.

Il fit ottenuto in figura 2.11 indica un discreto accordo tra le simulazioni e i dati, in quanto nel grafico dei residui in figura 2.12 si nota come essi siano per la maggior parte all'interno del valore di  $3\sigma$ . Mentre per energie comprese tra 500 keV e 1000 keV i dati dei residui si dispongono attorno allo zero, tra 200 keV e 500 keV hanno una chiara pendenza. Questo è dovuto al fatto che in figura 2.11 i dati di simulazione in quell'intervallo si discostano dai dati veri e propri. Le ragioni per tale discrepanza sono al momento sconosciute, anche se per esempio la non perfetta simulazione del dead layer potrebbe certamente contribuire.

### 2.4.2 Applicazione LAr veto

Procedendo in maniera analoga alla sezione precedente, si è ripetuto il fit utilizzando i dati e le simulazioni Monte Carlo relativi a dopo l'applicazione del LAr veto. I risultati sono presentati in figura 2.13.

Fonte	Coefficiente ( $10^{-6} \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ )
$^{39}\text{Ar}$	$886 \pm 5$
$^{85}\text{Kr}$	$4.1 \pm 0.2$
$^{224}\text{Ra} + ^{212}\text{Pb}$	$9 \pm 1$
Modello alte energie	$875 \pm 5$
$^{42}\text{Ar}$	—

Tabella 2.5: Coefficienti risultanti e relativi errori dopo l'applicazione del LAr veto.

Come prima cosa si nota che anche in questo fit non è stata rivelata la componente  $^{42}\text{Ar}$ . A differenza della figura 2.4, il numero di eventi a basse energie risulta minore, per poi attestarsi allo stesso ordine di grandezza del caso precedente. Questo è dovuto soprattutto al minor numero di eventi registrati per l'Ar e anche ad un diverso andamento del modello. Quest'ultimo infatti a 200 keV presenta

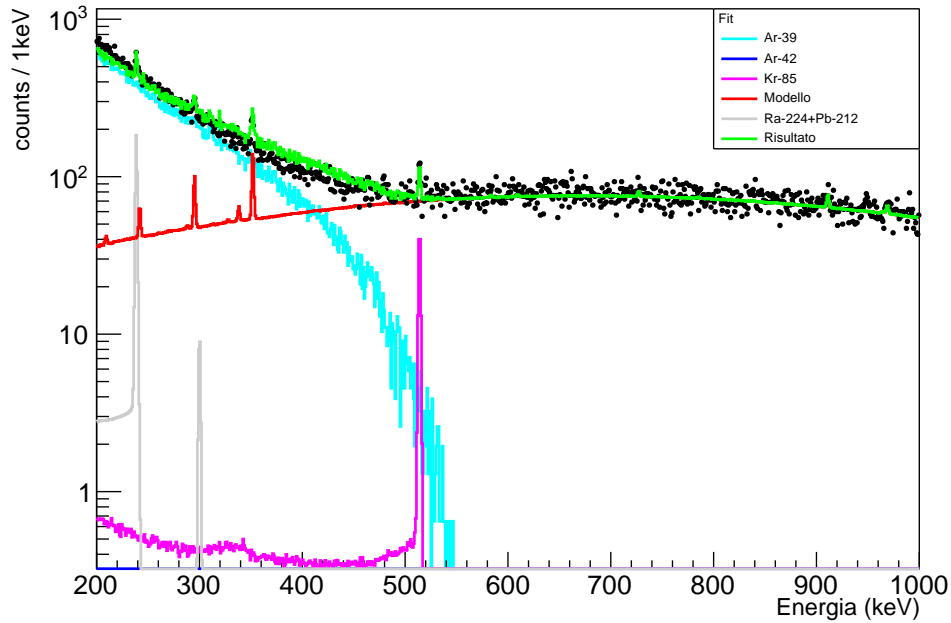


Figura 2.13: Fit con i dati dopo applicazione LAr veto.

quasi un ordine di grandezza in meno rispetto alla figura 2.4. Si nota inoltre una diminuzione del conteggio di  $^{85}\text{Kr}$  e della somma di  $^{224}\text{Ra}$  e  $^{212}\text{Pb}$ , ma in proporzione minore rispetto alle altre componenti.

## Residui

Utilizzando la stessa grandezza definita in 2.1, si ottiene nuovamente il grafico in figura 2.14. Inizialmente i dati si dispongono al di sopra del modello risultante, per poi essere presenti in numero inferiore. Da 500 keV in poi l'andamento risulta essere lo stesso. La maggior parte dei residui si trova all'interno dell'intervallo dei  $3\sigma$ , con numerose eccezioni tra 200 keV e 400 keV.

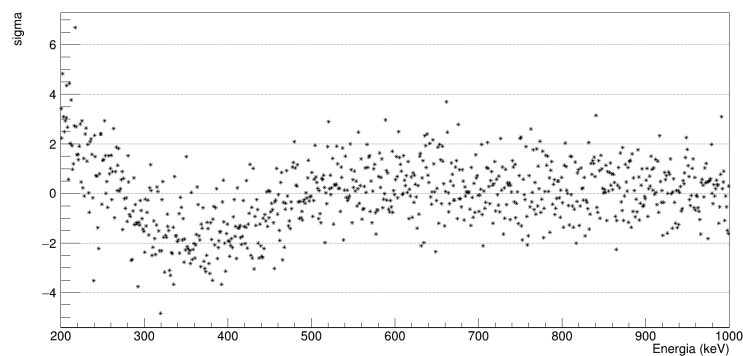


Figura 2.14: Residui dopo l'applicazione del LAr veto.

## 2.5 Discussione

Ad energie inferiori a circa 500 keV si nota la presenza di un andamento ben delineato nei residui. Fino a circa 300 keV i dati superano il numero di conteggi delineati dai fit e tale relazione si inverte ad energie comprese fra 300 e 500 keV, mentre nella regione successiva i dati e il fit iniziano ad avere lo stesso andamento. Uno dei motivi per cui è visibile questo fenomeno può derivare dal fatto che la componente di  $^{42}\text{Ar}$  non sia stimata e l' $^{39}\text{Ar}$  racchiuda in realtà entrambe le sorgenti. Un'altra spiegazione deriva dal fatto che il modello ad alte energie sia considerato come un'unica fonte con proporzioni fissate fra le sorgenti in figura 2.1 e che questo fatto limiti la libertà del sistema. Poter considerare le singole sorgenti avrebbe potuto portare ad un maggiore accordo fra dati e teoria. Inoltre, è possibile che il modello ad alte energie risulti meno preciso in questa zona. Per quanto riguarda il kripton, esso presenta il problema che la sua emissione  $\gamma$  (tabella 2.3) è molto vicina a 511 keV, zona di energia tipica della produzione di coppie elettrone-positrone. In questo modo, è difficile distinguere nitidamente i due diversi eventi ed è probabile che uno dei due venga sottostimato o sovrastimato rispetto all'altro.

Un altro problema riguardante le basse energie e già citato in 2.3.3 è quello del dead layer fraction, per cui l'andamento simulato e quello sperimentale potrebbero presentare andamenti diversi ed imprevisti. Nella trattazione dei dati presentati è assente un'approfondita analisi della posizione delle sorgenti rispetto ai rivelatori e il fatto di considerare una fonte rispetto ad un'altra potrebbe comportare la presenza di leggere variazioni nello spettro. Un esempio di questo fatto si può vedere in figura 2.3, dove è stata scelta la componente più importante.

## 2.6 Attività specifica

Un parametro che si può estrarre dai fit è l'attività specifica. Per attività specifica si intende il numero di disintegrazioni al secondo per unità di massa. Considerando tutti i rivelatori enrBEGe si definisce l'efficienza totale  $\varepsilon$  attraverso la seguente equazione:

$$\varepsilon = \frac{N}{N_p} \quad (2.2)$$

Dove le grandezze presenti sono date da:

- $N_p$ , che rappresenta il numero di eventi simulati per componente;
- $N$ , che consiste nel numero di eventi registrati dai rivelatori nell'intervallo tra 200 e 1000 keV nelle simulazioni.

L'attività specifica per un particolare isotopo è data dalla formula 2.3.

$$a = \frac{P}{M\varepsilon T} = \frac{P}{MT} \cdot \frac{N_p}{N} \quad (2.3)$$

Ove  $P$  è il numero di eventi di quell'isotopo stimato dal fit,  $M$  è la massa e  $T$  è il tempo totale in cui i rivelatori sono stati funzionanti ( $T = 5.9 \cdot 10^7$  s).

Le grandezze nella formula 2.3 non sono esenti da errori e quindi per stimare quello dell'attività bisogna fare alcune considerazioni. La fonte principale di errore deriva dal parametro del fit  $P$ , il quale presenta nel peggiore dei casi un'incertezza superiore al 10%. Nel caso del  $^{39}\text{Ar}$  invece questo errore è più contenuto in percentuale come si può vedere nelle tabelle 2.4 e 2.5.

### Considerazioni sugli errori

Per quanto riguarda gli errori su  $N_p$  e su  $N$ , essi sono di tipo gaussiano e hanno un'incidenza trascurabile rispetto all'errore su  $P$ . La massa  $M$  presenta un'incertezza pari a circa 0.1% che è anche in questo caso trascurabile.

Nel caso del  $^{85}\text{Kr}$  al posto della massa è stato utilizzato il volume  $V$  e anche in questo caso l'errore risulta trascurabile. Il valore riportato deriva dalle simulazioni Monte Carlo del sistema MAGE. È stato ipotizzato un volume cilindrico e tramite le simulazioni si è stimato il valore ottimale. In conclusione, l'errore è calcolato utilizzando solamente l'errore sui parametri dei fit ( $\frac{P}{T}$ ) secondo la formula di propagazione dell'errore, per cui risulta:

$$\sigma_a = k \cdot \sigma_{parametro} \quad (2.4)$$

in cui  $k$  è un coefficiente che deriva dai valori utilizzati in equazione 2.3 ad esclusione di  $P$ .

**Errori sistematici** In questa trattazione non si è tenuto conto degli errori sistematici che certamente sono presenti. Per esempio, considerando solamente gli errori sistematici di Geant4 riguardanti il modello d'interazione e di propagazione delle particelle, è noto che essi sono dell'ordine del 2% [16].

### $^{39}\text{Ar}$

Nel caso del  $^{39}\text{Ar}$  è stato considerato un volume di LAr attorno ai rivelatori di  $775287 \text{ cm}^3$  durante le simulazioni. La densità del LAr è pari a  $1.39 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  [22] e da queste due grandezze possiamo derivare la massa del LAr considerato, cioè  $M=1078 \text{ kg}$ . Stimiamo ora l'attività sia prima che dopo l'applicazione del LAr veto e confrontiamo tali valori con i valori presenti in altri due esperimenti, DarkSide-50 e Warp, che saranno presentati in seguito.

Riprendendo i valori in tabella 2.4, è possibile stimare l'attività dato che si è a conoscenza di tutte le grandezze in formula 2.3. Questi valori sono riassunti nella tabella seguente:

	$N_p$	$N$	parametri fit ( $10^{-6} \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ )	Massa(kg)
Raw	$10^{11}$	$1.793 \cdot 10^5$	$2190 \pm 10$	1078
Lar	$10^{11}$	$8.161 \cdot 10^4$	$886 \pm 5$	

Tabella 2.6: Parametri relativi al  $^{39}\text{Ar}$  prima e dopo l'applicazione del LAr veto.

Facendo riferimento alla tabella 2.6 otteniamo i due valori seguenti.

Prima dell'applicazione del LAr veto:

$$a_{raw} = (1.134 \pm 0.004) \frac{\text{Bq}}{\text{kg}(\text{nat Argon})}. \quad (2.5)$$

Dopo l'applicazione del LAr veto:

$$a_{LAr} = (1.007 \pm 0.006) \frac{\text{Bq}}{\text{kg}(\text{nat Argon})}. \quad (2.6)$$

Il parametro che stiamo stimando è una grandezza intrinseca del materiale, esso non dipende dall'applicazione del LAr veto o meno. Si vede come la differenza tra i due risultati sia all'incirca del 10 %. Questi due valori presentano valori differenti poichè nello studio effettuato non si è tenuto conto di eventuali errori sistematici, che richiederebbe un'analisi molto più approfondita. Gli errori statistici in 2.5 e 2.6 sono circa lo 0.5% del valore, mentre nel paragrafo 2.6 si vede come gli errori sistematici sono almeno il 2% del valore. È possibile inoltre confrontare i valori ottenuti con quanto riscontrato da DarkSide-50 e WARP, i quali sono esperimenti svolti ai LNGS e utilizzano anch'essi argon liquido.

**WARP** L'esperimento WARP ha effettuato una stima dell'attività del  $^{39}\text{Ar}$  in argon naturale. Il valore stimato è il seguente [23]:

$$a_{WARP} = (1.01 \pm 0.02(stat) \pm 0.08(syst)) \frac{\text{Bq}}{\text{kg}(\text{nat Argon})}. \quad (2.7)$$

È confortante osservare come la nostra stima (si vedano i risultati 2.5 e 2.6) si avvicini a questo risultato.

**DarkSide-50** L'esperimento ha come scopo l'individuazione di WIMP dark matter utilizzando un target di LAr che, a differenza di GERDA, proviene da sorgenti sotterranee estremamente ridotte in  $^{39}\text{Ar}$ . GERDA utilizza infatti argon di origine atmosferica. Per l'esperimento DarkSide-50 il valore ottenuto è dato da [24]:

$$a_{DS} = (0.73 \pm 0.11) \frac{\text{mBq}}{\text{kg}(\text{nat Argon})} \quad (2.8)$$

L'ordine di grandezza è molto diverso.

### $^{85}\text{Kr}$

Il procedimento adoperato per ottenere l'attività specifica del  $^{85}\text{Kr}$  segue i passi di quello dell' $^{39}\text{Ar}$ . La sua attività specifica è calcolata in base al volume considerato di argon espresso in litri.

	$N_p$	N	parametri fit ( $10^{-6} \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ )	Volume (L)
Raw	$10^{11}$	$1.057 \cdot 10^6$	$12 \pm 2$	2758.15
Lar	$10^{11}$	$2.791 \cdot 10^5$	$4.1 \pm 0.2$	

Tabella 2.7: Parametri relativi al  $^{85}\text{Kr}$ .

In questo caso quindi possiamo calcolare l'attività sostituendo nella formula 2.3 la M totale della componente considerata con i litri tramite i dati in tabella 2.7.

Ciò che si ottiene sono due valori che si differenziano del 29% l'uno dall'altro:

$$a_{raw} = (3.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-4} \frac{\text{Bq}}{\text{L}} \quad (2.9)$$

$$a_{LAr} = (5.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \frac{\text{Bq}}{\text{L}} \quad (2.10)$$

È possibile confrontare nuovamente l'attività ottenuta da GERDA con l'esperimento DarkSide-50. In questo esperimento l'attività del  $^{85}\text{Kr}$  vale [24]:

$$a_{Kr}^{DS} = (2.05 \pm 0.13) \frac{\text{mBq}}{\text{kg}}. \quad (2.11)$$

Questo valore si può convertire considerando litri di Argon invece che kilogrammi tramite la densità del LAr, ottenendo  $(2.85 \pm 0.18) \frac{\text{mBq}}{\text{L}}$ . Nonostante derivi da fonti sotterranee l'attività del kripton risulta circa 5 volte maggiore di quella stimata per GERDA, ma visti i problemi del nostro fit è sconsigliabile considerare solida la nostra stima 2.11.

$^{224}\text{Ra} + ^{212}\text{Pb}$ 

Anche per queste sorgenti è possibile ricavare l'attività specifica. In questo caso il confronto verrà effettuato con l'attività ottenuta dal fit sul modello ad alte energie, la cui incertezza su questa misura corrisponde al 12%. Il valore riportato è quindi un'attività ed è pari a  $a_{Ra+Pb} = (11 \pm 1) \mu\text{Bq}$ . Nel caso del fit realizzato prima del LAr veto il valore corrispondente è:

$$a_{Ra+Pb}^{fit} = (14 \pm 2) \mu\text{Bq} \quad (2.12)$$

Per confrontare due stime (nell'esempio 2.13 dette 1 e 2) della stessa grandezza si può utilizzare la compatibilità che è definita come:

$$\lambda = \frac{|a_1 - a_2|}{\sqrt{\sigma_{a_1}^2 + \sigma_{a_2}^2}} \quad (2.13)$$

Se si calcola la compatibilità tra di essi otteniamo che essa è compresa tra  $1\sigma$  e  $2\sigma$ , che indica una buona compatibilità. Bisogna inoltre tener conto del fatto che è stata considerata per il fit una sola sorgente di piombo e radio, trascurando le altre. Data la complicata configurazione dell'apparato, considerare una sorgente diversa o una somma di esse avrebbe potuto portare a risultati diversi da quelli ottenuti.



# Capitolo 3

## Conclusione

L'analisi svolta ha come scopo quello di ottenere una modellizzazione preliminare degli eventi a energia fra 200 keV e 600 keV. Il processo è stato ripetuto due volte sia per i dati precedenti all'applicazione del LAr veto che dopo. Ciò che si ottiene sono due fit che rispecchiano lo stesso andamento. Inizialmente, essi presentano una tendenza che non riflette pienamente i dati, mentre da circa 500 keV in poi modello e dati si sovrappongono in maniera più che soddisfacente. Le principali problematiche si possono ricondurre all'assenza di una trattazione approfondita della struttura dell'apparato strumentale e delle diverse sorgenti radioattive all'interno delle varie parti che lo compongono. La composizione stessa dei rivelatori poi fa sì che principalmente i decadimenti  $\beta$  esterni ai detector non rilascino la totalità della loro energia su di essi, ma una parte venga persa nel loro strato esterno. Tale processo è simulato in maniera semplificata nella simulazione. Invece andando ad energie basse vi è necessità di una ben più precisa descrizione.

I parametri ottenuti rappresentano l'attività stimata delle sorgenti considerate e da essi sono state ricavate le attività specifiche delle sorgenti. I valori prima e dopo il LAr veto non si differenziano di molto tra di loro, infatti per l'argon è presente una discrepanza di circa il 10% mentre per il kripton essa sale a circa il 30%. Per quanto riguarda la somma di piombo e radio il valore rispecchia in maniera soddisfacente quanto ottenuto da stime precedenti per l'esperimento GERDA. Un grande limite della trattazione finora fatta è la mancanza di una trattazione degli errori sistematici. Purtroppo una sia pur minima valutazione di essi comporterebbe uno studio ben oltre le possibilità temporali di questo lavoro.

### 3.1 Sviluppi futuri

Una delle possibilità per ulteriori analisi consiste nell'effettuare un fit combinato fra eventi prima e dopo il LAr veto, in modo da ottenere stime migliori per le sorgenti. Inoltre, si rende necessario uno studio approfondito delle sorgenti e della loro posizione all'interno dell'apparato, poichè il modello risultante potrebbe variare a seconda della sorgente utilizzata e della distanza dai rivelatori. In futuro, può essere importante sviluppare un modello che tenga conto anche della presenza di  $^{42}\text{Ar}$ , che non è stato individuato nel corso di questa tesi. Per fare questo, si potrebbe studiare l'andamento dei dati in funzione del tempo, dato che  $^{39}\text{Ar}$  e  $^{42}\text{Ar}$  presentano tempi di decadimento differenti. Ulteriori miglioramenti possono derivare dal perfezionamento del modello del dead layer fraction, e del transition layer poichè a mano a mano che l'energia diminuisce questi effetti diventano molto importanti. Infine, un altro modello che potrebbe essere migliorato è quello del liquid argon. A lungo termine questi miglioramenti potrebbero quindi permettere di avere una modellizzazione alle energie necessarie per individuare processi esotici al di fuori del Modello Standard.



# Bibliografia

- [1] M Agostini et al. Results on  $\beta\beta$  decay with emission of two neutrinos or Majorons in  $^{76}\text{Ge}$  from GERDA Phase I. *The European Physical Journal C*, 75(9):416, 2015.
- [2] Roman Hiller. Search for Dark Matter at keV energies with the GERDA experiment. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 2017.
- [3] FT Avignone III. Unconventional applications of the ge detector and the axion. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 173, page 012015. IOP Publishing, 2009.
- [4] Andrea Giuliani and Alfredo Poves. Neutrinoless double-beta decay. *Advances in High Energy Physics*, 2012, 2012.
- [5] M Agostini et al. Improved Limit on Neutrinoless Double- $\beta$  Decay of Ge 76 from GERDA Phase II. *Physical Review Letters*, 120(13):132503, 2018.
- [6] C. Giunti et al. *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford University Press. Oxford, UK, 2007.
- [7] K-H Ackermann et al. The GERDA experiment for the search of  $0\nu\beta\beta$  decay in  $^{76}\text{Ge}$ . *The European Physical Journal C*, 73(3):2330, 2013.
- [8] M Agostini et al. Upgrade for Phase II of the Gerda experiment. *The European Physical Journal C*, 78(5):388, 2018.
- [9] R. Brun et al. ROOT—an object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Methods*, 389:81, 1997.
- [10] Sea Agostinelli et al. GEANT4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods*, 506:250, 2003.
- [11] J. Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53:270, 2006.
- [12] K. Amako et al. Comparison of Geant4 electromagnetic physics models against the NIST reference data. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52:910, 2005.
- [13] E. Poon and F. Verhaegen. Accuracy of the photon and electron physics in Geant4 for radiotherapy applications. *Med. Phys.*, 32:1696, 2005.
- [14] GAP Cirrone et al. Validation of the Geant4 electromagnetic photon cross-sections for elements and compounds. *Nucl. Instrum. and Methods*, 618:315, 2010.
- [15] A. Caldwell et al. BAT—The Bayesian analysis toolkit. *Comput. Phys. Commun.*, 180:2197, 2009.
- [16] A Abramov et al. Modeling of GERDA Phase II data. arXiv:1909.02522.
- [17] <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
- [18] M.-M. Bé et al. *Table of Radionuclides*, volume 1 of *Monographie BIPM-5*. Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 2004.
- [19] M.-M. Bé et al. *Table of Radionuclides*, volume 2 of *Monographie BIPM-5*. Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 2004.

- 
- [20] M.-M. Bé et al. *Table of Radionuclides*, volume 5 of *Monographie BIPM-5*. Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 2010.
- [21] K Winger et al. A new compilation of the atmospheric  $^{85}\text{Kr}$  inventories from 1945 to 2000 and its evaluation in a global transport model. *Journal of environmental radioactivity*, 80(2):183–215, 2005.
- [22] <https://lar.bnl.gov/properties/>.
- [23] P Benetti et al. Measurement of the specific activity of  $^{39}\text{Ar}$  in natural argon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 574(1):83–88, 2007.
- [24] Alden Fan. Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment. *UCLA*, 2016.