



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA “TOR VERGATA”
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in
FISICA

TESI

CARATTERIZZAZIONE DEI RIVELATORI A CAMERA
A DERIVA IN SILICIO (SDD) PER MISURE DI
PRECISIONE DELLE TRANSIZIONI X NEGLI
ATOMI KAONICI PER L'ESPERIMENTO
SIDDHARTA

LAUREANDO: ALESSANDRO RIZZO

RELATORE INTERNO:
CHIAR.MO PROF. CARLO SCHAEFER

RELATORI ESTERNI:
CHIAR.MA PROF.SSA CATALINA PETRASCU
CHIAR.MO PROF. PAOLO LEVI SANDRI

ANNO ACCADEMICO 2004/2005

1. INTRODUZIONE.....	3
2. ATOMI ESOTICI ADRONICI.....	6
2.1 IMPORTANZA DELLO STUDIO DEGLI ATOMI ESOTICI.....	6
2.2 LA FISICA DEGLI ATOMI KAONICI: FORMAZIONE E TRANSIZIONI RADIATIVE DELL'IDROGENO E DEL DEUTERIO KAONICO.....	8
2.3 I RISULTATI DELLE MISURE EFFETTUATE FINO AD OGGI.....	11
3. APPARATO SIDDHARTA	13
4. RIVELATORE A DERIVA IN SILICIO (SDD)	17
4.1 I RIVELATORI A SEMICONDUOTTORE: CARATTERISTICHE GENERALI.....	17
4.2 RISOLUZIONE ENERGETICA DI UN SISTEMA DI RIVELAZIONE	18
4.3 SDD: STRUTTURA, PRINCIPI DI FUNZIONAMENTO E CARATTERISTICHE	19
5. CARATTERIZZAZIONE DEL RIVELATORE A CAMERA A DERIVA IN SILICIO	22
5.1 SETUP SPERIMENTALE E PRESA DATI.....	22
5.2 STUDI DI STABILITÀ	24
<i>Picco Ka manganese</i>	29
<i>Picco Kβ manganese</i>	33
<i>Picco Ka Titanio</i>	37
<i>Picco Kβ Titanio</i>	40
5.3 CONCLUSIONI DEGLI STUDI DI STABILITÀ	43
5.3 STUDI DI LINEARITÀ.....	45
5.4 CONCLUSIONI SUGLI STUDI DI LINEARITÀ	47
6. CONCLUSIONI GENERALI	49
BIBLIOGRAFIA:	51

1. Introduzione

Dal 1983, anno in cui ne venne proposto il concetto da E. Gatti e P. Rehak¹, i rivelatori a deriva in silicio (Silicon Drift Detector) hanno trovato subito ampie applicazioni in diversi campi della fisica, in particolare nella spettroscopia dei raggi X. Grazie alle loro caratteristiche (buona risoluzione energetica, stabilità e risposta rapida), essi infatti permettono misure di energia dei raggi X di precisione, che ne fanno i rivelatori ideali da impiegare nell'esperimento SIDDHARTA (Silicon Drift Detectors for Hadronic Atom Research by Timing Application) in preparazione ai Laboratori Nazionali di Frascati sull'acceleratore DAΦNE. Per questo esperimento sono stati costruiti per la prima volta al mondo rivelatori SDD per spettroscopia X con un'area attiva di 1 cm², accoppiati con un nuovo tipo di elettronica read – out realizzata anch'essa per la prima volta in assoluto, che permetteranno di verificare le previsioni della QCD relative all'interazione forte fra il kaone negativo e il nucleone, a bassissime energie, attraverso lo studio dell'idrogeno e del deuterio kaonici. Nel presente lavoro verrà affrontata la caratterizzazione sperimentale degli SDD (nel nostro caso un prototipo con un'area attiva di 5mm² e uno spessore di 300μm, con una struttura simile a quella del chip di 1 cm² finale) attraverso misure di stabilità e di linearità, al fine di verificarne le reali caratteristiche e le conseguenti prestazioni in vista dell'avvento di SIDDHARTA.

Il lavoro è così strutturato. Nel secondo capitolo verrà presentata una breve introduzione agli atomi esotici adronici, con un rapido sguardo alla loro formazione e un accenno alle loro transizioni atomiche con la relativa emissione di fotoni nel dominio dei raggi X. Il discorso verterà poi sull'importanza dello studio degli atomi esotici, soffermando l'attenzione su come il sistema risulti non solo ideale per testare le previsioni della QED, ma anche e soprattutto estremamente adatto per vagliare le previsioni della QCD riguardanti le interazioni forti a bassissime energie. Nel paragrafo 2.2 verrà ripreso e ampliato il discorso relativo alla fisica degli atomi esotici, con particolare riguardo all'idrogeno e al deuterio kaonico, prodotti a DAΦNE, e che verranno in futuro studiati da SIDDHARTA. Particolare rilevanza sarà data alle grandezze fisiche che verranno misurate nell'esperimento (ϵ [shift o spostamento] e Γ [width o allargamento]) e che saranno messe in relazione con le previsioni teoriche della cromodinamica quantistica. Infine, nell'ultimo

¹Vedi E. Gatti, A. Longoni, A. Castoldi, P. Rehak, M. Sampietro, A. Vacchi
"Electrons Injection In Semiconductor Drift Chambers" - Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990)489.

paragrafo, verrà dato uno sguardo alle misure effettuate fino ad oggi sottolineando dove si collocherà SIDDHARTA rispetto agli esperimenti già effettuati.

Nel capitolo 3 verrà brevemente presentato l'apparato SIDDHARTA.

Il quarto capitolo è dedicato ai rivelatori a deriva in silicio, oggetto di studio di questa tesi, iniziando con un'introduzione ai principi fisici di funzionamento della classe dei rivelatori a semiconduttore. In particolar modo verrà affrontato il meccanismo di interazione tra la radiazione ionizzante e il mezzo semiconduttore, con la conseguente formazione di carica elettrica libera di muoversi in esso. Nel paragrafo 4.2 verrà affrontata la risoluzione energetica di un sistema di rivelazione, con particolare riferimento ai fattori che si combinano nella determinazione della larghezza di una riga dello spettro. In seguito si passerà allo studio vero e proprio dell'SDD, dove ne verranno analizzate la struttura, i principi di funzionamento e le caratteristiche: verrà sottolineato nello specifico il suo campo di deriva, che lo contraddistingue nella classe dei rivelatori a semiconduttore e che ne massimizza l'area attiva, minimizzandone al contempo i contributi al rumore. Nella parte finale, verranno messi in risalto i tempi di formazione estremamente brevi del segnale nel rivelatore, i quali rendono possibile una misura con un sistema di trigger delineando l'SDD come candidato ideale per l'impiego nell'esperimento SIDDHARTA.

Il quinto capitolo presenterà il lavoro sperimentale e di analisi dati effettuato, oggetto di questa tesi, per la caratterizzazione di un SDD con area attiva di 5mm^2 . Nel paragrafo 5.1 verrà illustrato il setup sperimentale, riferendosi in particolar modo a come è stato ottenuto lo spettro con i segnali relativi alle transizioni K_α e K_β del manganese e del titanio. Un rapido sguardo verrà dato al decadimento β nucleare della sorgente di ^{55}Fe e all'effetto fotoelettrico che interessa la produzione dei fotoni relativi alle transizioni del titanio. Conseguentemente verrà descritta la presa dati, esplicitandone modalità e tempi.

Il paragrafo sugli studi di stabilità (5.2) presenta all'inizio un'introduzione su come sia possibile ottenere uno spettro energetico dai segnali forniti dal rivelatore, sottolineando il passaggio da un'unità di misura arbitraria, i canali, all'energia, espressa in keV. Il problema viene affrontato utilizzando un iter dicotomico, dove ogni scelta verrà motivata nel corso dell'analisi. Si prosegue affrontando il problema della rivelazione della posizione dei picchi, approfondendo le modalità secondo le quali lo studio è stato svolto. Il lavoro risulta diviso in 4 sottoparagrafi, uno per ognuno dei picchi su cui è stato effettuato lo studio di stabilità. Al fine di esporre in maniera esauriente il compito svolto, in ogni sottoparagrafo verranno mostrati tre grafici per il rilevamento della posizione dei picchi

provenienti da tre misure diverse, scelte in maniera del tutto arbitraria tra le cinquanta trattate. Oltre ad essi, compariranno due grafici relativi allo studio di stabilità, uno con le ascisse graduate in canali e uno con le ascisse graduate in keV. Nel paragrafo 5.3 verranno proposte le conclusioni dello studio di stabilità.

Nei due paragrafi seguenti verranno esposti, rispettivamente, lo studio preliminare di linearità condotto, che confermerà la bontà della supposizione fatta per la relazione assunta lineare tra canali ed energia nello studio della stabilità, e le conclusioni conseguite.

L'ultimo capitolo sarà dedicato alle conclusioni generali sul lavoro svolto.

2. Atomi Esotici Adronici

Un atomo esotico adronico si forma quando un adrone, di carica negativa e con una vita media abbastanza lunga ($\tau \geq 10^{-8}$ sec), viene catturato da un atomo bersaglio (ad esempio idrogeno o deuterio): in questo processo esso, sostituendosi ad un elettrone orbitale, lo espelle, subentrando in un'orbita eccitata del nuovo sistema legato che esso va a formare.

Gli adroni in questione possono essere mesoni, di tipo non strange come il pione o di tipo strange come il kaone, oppure barioni come l'antiprotone. La cattura di una particella pesante carica negativamente X^- da parte di un atomo avviene su un'orbita con il numero

quantico principale $n \approx n_e \sqrt{\frac{m_{X^-}}{m_e}}$ relativo all'orbitale eccitato in cui essa viene a trovarsi

nel sistema legato prodotto, dove n_e è il numero quantico principale dell'orbitale atomico più esterno, quello dell'elettrone prima della sua espulsione (in seguito alla cattura dell'adrone), ed m_{X^-} ed m_e sono rispettivamente le masse ridotte dell'atomo esotico e del vecchio sistema². In seguito alla sua cattura l'adrone inizia un processo cosiddetto a cascata: partendo dallo stato eccitato, attraverso una serie di transizioni radiative la particella pesante espelle gli elettroni che incontra nelle orbite sottostanti attraverso l'effetto Auger³ e raggiunge lo stato di minore energia venendosi a trovare molto vicina al nucleo. A causa di questa vicinanza, nell'ultima transizione ($K_{\alpha} 2p \rightarrow 1s$) è presente, oltre che l'interazione elettromagnetica, anche l'interazione forte: è proprio questa caratteristica che rende gli atomi esotici adronici i sistemi ideali per verificare le previsioni della QCD relative all'interazione tra adroni a bassissime energie.

2.1 Importanza dello studio degli atomi esotici.

La spettroscopia degli atomi esotici è stata ampiamente utilizzata nello studio delle particelle e delle loro proprietà fondamentali. Interessante per lo studio di alcuni aspetti delle strutture atomiche, la loro particolare rilevanza in questo campo è legata soprattutto alle loro differenze qualitative con gli atomi "normali". L'elevata vicinanza della particella pesante al nucleo al termine del processo a cascata, dovuta alla sua massa molto più grande

² Vedi *Paul Indelicato – Exotic Atoms – Phys.Scripta T112 (2004) 20-26.*

³ Effetto Auger: Emissione da parte di un atomo di un elettrone che accompagna il riempimento di una lacuna in una shell elettronica interna.

rispetto a quella dell'elettrone (la massa del pione ad esempio, è 273 volte quella dell'elettrone) produce non solo un sistema fisico dove gli effetti della polarizzazione del vuoto risultano essere importanti (ideale per testare le previsioni della QED), ma soprattutto realizza un sistema dove sono presenti interazioni forti a basse energie tra adroni che permette di ottenere informazioni fondamentali sulla QCD in regime non perturbativo. Inoltre, mentre negli atomi comuni abbiamo a che fare solamente con l'equazione di Dirac per studiare la dinamica delle particelle dell'atomo (fermioni), nel caso degli atomi esotici abbiamo la possibilità di applicare l'equazione di Klein Gordon se la particella catturata è un mesone. Proprio a queste differenze è legata l'importanza della spettroscopia degli atomi esotici adronici, basti pensare ad esempio che la misura della costante di accoppiamento α_s della QCD a basse energie è stata resa possibile grazie appunto all'analisi spettroscopica delle transizioni dell'idrogeno e del deuterio pionico⁴. Non solo, grazie agli atomi esotici è stato possibile misurare con accuratezza la massa del pione (magnesio pionico)⁵, oppure avere una maggiore comprensione dell'interazione nucleone-antinucleone a basse energie (studio dell'idrogeno e del deuterio antiprotonico)⁶. In particolare, nell'esperimento SIDDHARTA (Silicon Drift Detector for Hadronic Atom Research by Timing Application)⁷, successore dell'esperimento DEAR (DAΦNE Exotic Atoms Research), lo studio dell'idrogeno (e deuterio) kaonico mira ad estrarre le lunghezze di diffusione antikaone-nucleone (dipendenti dall'isospin) ed inoltre a comprendere alcuni aspetti di rottura della simmetria chirale nel settore della stranezza. In conclusione possiamo quindi affermare che lo studio degli atomi esotici è una valida alternativa a nostra disposizione per determinare le interazioni forti ad energie molto basse, prossime alla soglia della QCD. Nei paragrafi che seguiranno verrà trattata in dettaglio la fisica dell'esperimento SIDDHARTA.

⁴ Vedi D. F. Anagnostopoulos, S. Biri, V. Boisbourdain, M. Demeter, G. Borchert, J. P. Egger, H. D. Gotta, A. Gruber, M. Hennebach, et al., *Nucl. Instrum. Methods B* **205**, 9 (2003).

⁵ Vedi B. Jeckelmann, T. Nakada, W. Beer, G. de Chambrier, O. Elsenhans, K. L. Giovanetti, P. F. A. Goudsmit, H. J. Leisi, A. Ruetschi, O. Piller, et al., *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1444 (1986).

⁶ M. Augsburg, D. Anagnostopoulos, G. Borchert, D. Chatellard, J. Egger, P. El-Khoury, H. Gorke, D. Gotta, P. Hauser, P. Indelicato, et al., *Nucl. Phys. A* **658**, 149 (1999).

⁷Vedi <http://www.lnf.infn.it/esperimenti/SIDDHARTA/>

2.2 La fisica degli atomi kaonici: formazione e transizioni radiative dell'idrogeno e del deuterio kaonico

Quando un kaone negativamente carico si dirige su un bersaglio atomico (come ad esempio idrogeno o deuterio) e perde tutta o parte della sua energia cinetica tramite la ionizzazione e l'eccitazione degli atomi di un mezzo, con una certa probabilità esso può essere catturato in un'orbita eccitata dell'atomo bersaglio. Quando questo avviene, e il kaone in questione si va sostituire all'elettrone orbitale, assistiamo alla formazione di un atomo kaonico (vedi fig. 1).

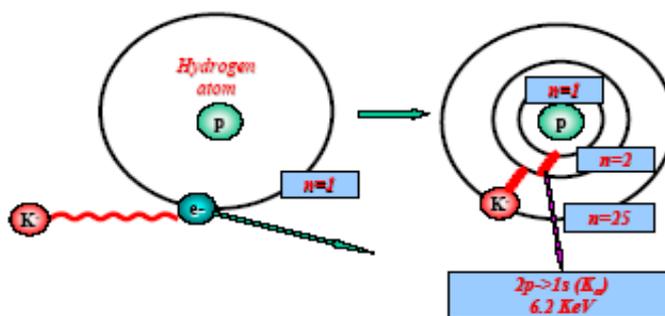


Figura 1: Formazione dell'idrogeno kaonico

Questa non è altro che una breve e generale descrizione di un atomo kaonico e della sua formazione. Per capire meglio la fisica che sta alla base di tale processo possiamo andare a focalizzare la nostra attenzione sugli atomi di idrogeno e deuterio kaonico che verranno studiati nell'esperimento SIDDHARTA in preparazione sull'acceleratore DAΦNE dei Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN.

Prima che i kaoni entrino in contatto con il bersaglio essi devono perdere parte della loro energia cinetica attraversando un mezzo: la bassa energia (circa 13 MeV) dei kaoni prodotti a DAΦNE⁸ permette di utilizzarne uno molto sottile (degrader di materiale plastico di 2mm di spessore), mantenendo in questo modo la “monocromaticità” del fascio⁹. Nel processo di formazione degli atomi kaonici la densità del bersaglio gioca un ruolo fondamentale: il suo valore deve essere scelto in modo tale da ottimizzare il rapporto tra la probabilità di formazione dell'atomo kaonico e la probabilità che ci sia effetto Stark – Lo Surdo.

⁸ Acceleratore di elettroni – positroni con energia di collisione fissata sulla risonanza del mesone ϕ (1.02 GeV); l'elettrone e il positrone collidendo formano il mesone Φ ($\tau = 20 \times 10^{-23}$) il quale può decadere in coppie $K^+ K^-$. Vedi <http://www.lnf.infn.it/acceleratori/>.

⁹ Nel KEK i kaoni vengono creati facendo collidere un protone su bersaglio fisso, conferendogli in questo modo un'energia molto elevata. Per “frenare” le particelle create queste vengono fatte attraversare un mezzo di carbonio spesso 60 cm che fa perdere la “monocromaticità” al fascio.

Quest'ultimo, generato dal campo elettrico delle altre molecole del bersaglio, andrà infatti ad interferire con le transizioni radiative (vedi fig. 2) che interesseranno il nostro studio; se dunque la densità del gas è troppo bassa, pochi kaoni verranno catturati nell'orbita eccitata dell'atomo, al contrario se la densità è troppo alta, anche se molti kaoni verranno catturati, pochi raggiungeranno la transizione $2p \rightarrow 1s$ di fondamentale interesse nell'esperimento (a causa della presenza dell'interazione forte).

In SIDDHARTA la densità ottimale, che è stata calcolata tenendo conto di tali effetti, risulta essere di $2-3 \text{ g/l}$. Come già detto la sostituzione del kaone nell'atomo al posto dell'elettrone comporta una modifica degli autovalori energetici del sistema, e quindi del numero quantico principale n . A parità di distanza dal nucleo, al valore $n=1$ presente nel sistema elettrone-protone, corrisponde lo stato eccitato con $n=25$ del sistema antikaone-protone (vedi fig. 1). Le transizioni radiative

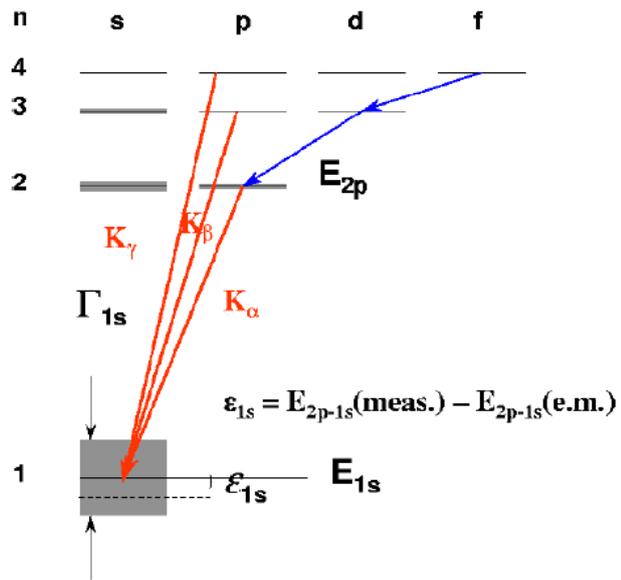


Figura 2: Transizioni radiative dell'idrogeno kaonico

effettuate dal kaone nel suo percorso verso lo stato a minore energia, sono tutte relative ad interazioni di tipo elettromagnetico, tranne quelle su $1s$, dove intervengono anche interazioni di tipo forte. Le interazioni forti producono sia uno shift ϵ nella posizione della riga K_α (relativa alla transizione $2p \rightarrow 1s$) rispetto la sua posizione calcolata considerando un'interazione puramente elettromagnetica, sia un allargamento della larghezza (width) Γ relativa al livello $1s$. Alla luce di quanto detto, possiamo quindi risalire all'interazione forte andando a misurare lo shift ϵ

$$\epsilon = |E_{2p \rightarrow 1s}^{\text{measured}}| - |E_{2p \rightarrow 1s}^{\text{e.m.}}|$$

e la larghezza Γ .

Le grandezze ϵ e Γ , attraverso l'utilizzo della relazione di Deser - Truman possono essere interpretate come la parte reale e la parte immaginaria della lunghezza complessa di diffusione in onda s , a_{K^-p} . All'ordine più basso, trascurando le correzioni di rottura

dell'isospin¹⁰, nel caso dell'idrogeno kaonico la relazione tra ε e Γ è data dalla cosiddetta formula di Deser-Trueman:

$$(1) \quad \varepsilon + i \frac{\Gamma}{2} = 2\alpha^3 \mu^2 a_{K^-p} = (402 \text{ eVfm}^{-1}) a_{K^-p}$$

dove α è la costante di struttura fine e μ la massa ridotta del sistema K^-p . Una relazione analoga applicata al caso del deuterio kaonico e alla corrispondente lunghezza della diffusione a_{K^-d} è

$$(2) \quad \varepsilon + i \frac{\Gamma}{2} = 2\alpha^3 \mu^2 a_{K^-d} = (601 \text{ eVfm}^{-1}) a_{K^-d}$$

Le osservabili a_{K^-p} e a_{K^-d} possono essere espresse in termini delle lunghezze di diffusione $\bar{K}N$ dipendenti dall'isospin, a_0 (I=0) e a_1 (I=1), quantità fondamentali nella QCD non perturbativa nel settore con stranezza. Otteniamo le espressioni

$$(3) \quad a_{K^-p} = \frac{1}{2}(a_0 + a_1)$$

$$(4) \quad a_{K^-d} = 2 \left(\frac{m_N + m_K}{m_N + \frac{m_K}{2}} \right) a^{(0)} + C$$

Dove

$$(5) \quad a^{(0)} = \frac{1}{2}(a_{K^-p} + a_{K^-n}) = \frac{1}{4}(3a_1 + a_0)$$

che corrispondono alla lunghezza isoscalare dello scattering $\bar{K}N$. Il primo termine nell'equazione (4) rappresenta l'ordine più basso dell'approssimazione dell'impulso, mentre il termine C include tutti i contributi più alti correlati alla fisica del problema a tre corpi (K^-d). Per determinare le lunghezze di diffusione a_0 e a_1 dello scattering abbiamo bisogno del valore di C, che otteniamo risolvendo il problema a tre corpi utilizzando le equazioni di Fadeev¹¹.

¹⁰ Recenti risultati dimostrano che utilizzando l'approccio non-relativistico con una lagrangiana effettiva le correzioni di rottura dell'isospin assumono una certa rilevanza nella formula di Deser: il caso comunque è ancora allo studio.

¹¹Equazioni che descrivono tutte le possibili interazioni in un sistema di tre particelle in una formulazione completamente quanto meccanica. Utilizzate molto spesso nella formulazione quantistica non perturbativa del problema a tre corpi, esse hanno bisogno come input di un potenziale che descrive le interazioni tra due particelle singole.

2.3 I risultati delle misure effettuate fino ad oggi

La difficoltosa misura delle grandezze ϵ e Γ in questi anni ha prodotto risultati contrastanti sulle caratteristiche dell'interazione forte tra antikaone e nucleone: alle tre misure effettuate circa una ventina di anni fa al CERN e al RAL sull'idrogeno kaonico, dove venne riscontrato uno shift positivo di energia e conseguentemente un

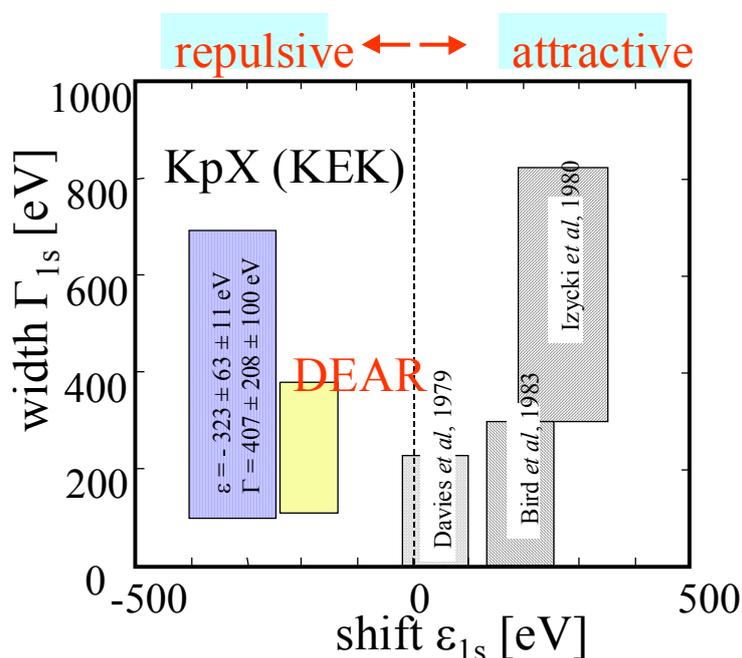


Figura 3: Esperimenti effettuati sull'idrogeno kaonico

carattere attrattivo dell'interazione forte, si contrapposero i dati della diffusione a basse energie estrapolati al valore di soglia, che ne indicavano invece il carattere di tipo repulsivo (vedi fig. 3). Al problema del cosiddetto “puzzle dell'idrogeno kaonico” venne fornita una risposta solamente nel 1997 dalle misure eseguite nell'esperimento KpX (KEK)¹². L'osservazione di un segnale K_{α} , debole ma pulito, risolse il problema confermando i dati della diffusione. Le misure ottenute forniscono:

$$\epsilon = -323 \pm 63 \pm 11 \text{ eV}$$

$$\Gamma = 407 \pm 208 \pm 100 \text{ eV}$$

Risolta la questione sulle caratteristiche dell'interazione forte tra antikaone e nucleone, rimase il problema della mancanza di dati precisi; ed è proprio in questa lacuna che trovò il proprio spazio l'esperimento DEAR. Lo scopo dell'esperimento infatti era quello di ottenere misure più precise dello shift energetico ϵ e della larghezza Γ misurando l'energia dei fotoni emessi (raggi x) durante la transizione $2p \rightarrow 1s$. I dati raccolti¹³, ad oggi i più precisi, furono:

¹² M. Iwasaky et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3067.

¹³ G. Beer et al. (DEAR Collaboration), Physical Review Letters 94 (2005) 212302.

$$\varepsilon = -193 \pm 37 \pm 6 \text{ eV}$$

$$\Gamma = 249 \pm 111 \pm 30 \text{ eV}$$

Le differenze più significative tra queste misurazioni e quelle effettuate al KpX possono essere riassunte in tre punti fondamentali: (1) Le incertezze nei risultati di DEAR sono circa 2 volte più piccole di quelle ottenute nel KEK, (2) i valori assoluti delle grandezze ε e Γ ottenute sono in valore assoluto il 40% più piccole, facendo dedurre un'intensità dell'interazione repulsiva minore di quella conosciuta finora, (3) DEAR è riuscito ad identificare chiaramente le linee K_α , K_β e K_γ nel gruppo delle linee K, denotando quindi una maggiore precisione nella misura (ricordiamo che il segnale K_α ottenuto al KEK era debole e inoltre comprendeva all'interno, occultandole, sia la riga K_β che quella K_γ).

In ordine temporale l'esperimento SIDDHARTA è il diretto successore di DEAR, e ha come obiettivo quello di raggiungere una precisione dell'elettronvolt nelle misure di ε e Γ sia per l'idrogeno che per il deuterio kaonico, mai misurato in precedenza. Questo risultato verrà conseguito migliorando di due ordini di grandezza il rapporto segnale/fondo rispetto a quello del DEAR, che era di 1/70, attraverso l'utilizzo di nuovi rivelatori, gli SDD; essi con la loro risposta rapida (1 μ s) permettono a SIDDHARTA di effettuare una misura con meccanismo di trigger veloce del segnale, cosa impossibile in DEAR che impiegava CCD, rivelatori in confronto molto più "lenti" nella misura. L'utilizzo di un sistema di trigger veloce (\sim 1 μ s) su rivelatori SDD per misure di spettroscopia X in SIDDHARTA costituisce una novità assoluta nel mondo; difatti finora nessuno ha mai utilizzato un simile sistema triggerato che permette misure estremamente precise di raggi X unite a ritmi di conteggio che possono raggiungere anche i 10⁵ Hz. **Lo scopo di questa tesi è di dimostrare la fattibilità di tale misura attraverso una prima caratterizzazione dei rivelatori SDD che, come verrà dimostrato nel Capitolo 5, risultano conformi alle aspettative.**

3. Apparato SIDDHARTA

L'esperimento SIDDHARTA verrà installato presso l'acceleratore DAΦNE dei Laboratori Nazionali di Frascati nel 2007, in una delle due zone d'interazione della macchina. I kaoni utilizzati nell'esperimento provengono dal decadimento del mesone Φ : esso viene prodotto attraverso l'interazione di elettroni con positroni e decade nel canale K^+K^- con una probabilità che è all'incirca del 49%.

I kaoni così formati nel beampipe, attraversando un "degrader" di materiale plastico che ne riduce l'energia cinetica, entrano per mezzo di una finestra d'ingresso direttamente in un bersaglio contenente idrogeno oppure deuterio, andando a formare gli atomi kaonici, oggetto di studio dell'esperimento come descritto nel Capitolo 2.

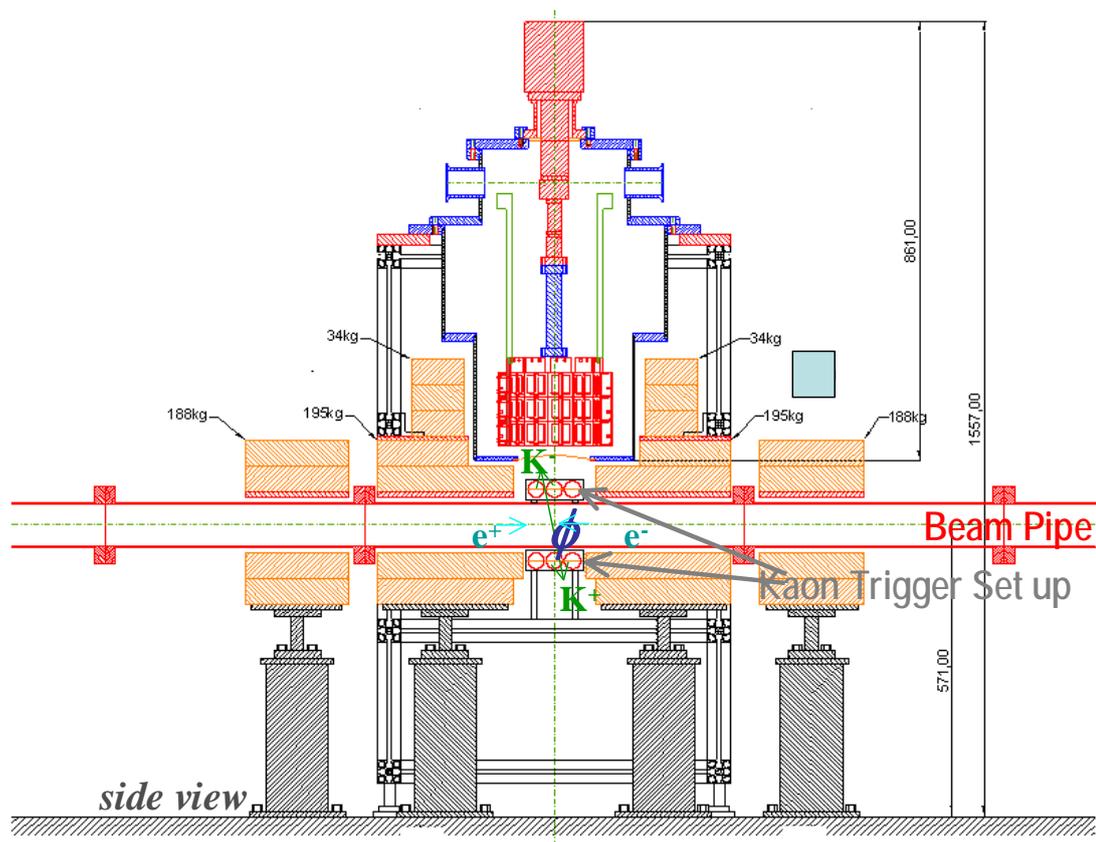


Figura 4: Rappresentazione schematica dell'apparato SIDDHARTA. In figura è anche possibile notare lo schermaggio dell'apparato sperimentale con piombo, per proteggere i rivelatori SDD dai fondi originati, soprattutto, da elettroni e positroni persi dai fasci circolanti.

Gli elementi principali dell'apparato SIDDHARTA, rappresentato in figura 4, sono i seguenti:

- un bersaglio, costruito in materiale plastico di spessore 50-125 μm rinforzato con alluminio, contenente idrogeno oppure deuterio gassoso ad alta densità, ottenuta tenendo il gas a bassa temperatura (intorno a 20 K) ed alta pressione (2-3 bar) per lo studio degli atomi kaonici;
- un sistema di rivelatori SDD – tutt'intorno al bersaglio – per la misura dei raggi X emessi nel processo di decadimento dell'atomo kaonico, in special modo per la misura della transizione dal livello 2p al livello 1s (l'energia della transizione è intorno a 6 keV per l'idrogeno kaonico e intorno a 8 keV per il deuterio kaonico);
- un “degrader”, costituito da un foglio di materiale plastico con uno spessore di circa 2 mm, utilizzato per ottimizzare il numero dei kaoni catturati dagli atomi del gas presente nel bersaglio;
- un sistema di trigger, che fa partire l'acquisizione dei dati soltanto quando viene registrato il passaggio di una coppia kaone positivo – kaone negativo; il sistema è costituito da scintillatori letti da fotomoltiplicatori posizionati intorno al beampipe, che registrano le coppie K^+K^- al loro passaggio, in coincidenza. In seguito un segnale è inviato al sistema di acquisizione facendo registrare i dati provenienti dagli SDD, scartando in partenza tutti gli altri segnali non generati dai kaoni, dunque non riconducibili alla formazione e decadimento di atomi esotici, riducendo in tal modo i fondi dell'esperimento. E' stato valutato che questo sistema di trigger permetterà a SIDDHARTA un abbattimento dei fondi di due ordini di grandezza (il rapporto segnale/fondo sarà 5:1) rispetto all'esperimento DEAR, di cui si e' parlato nel Capitolo 2.

In quello che segue daremo alcuni dettagli sugli elementi principali dell'apparato sperimentale, in particolare sulla geometria degli SDD che verranno utilizzati nell'esperimento – oggetto di studio di questa tesi. Gli SDD stessi verranno presentati in dettaglio nel Capitolo 4.

Gli SDD che verranno utilizzati in SIDDHARTA per la rivelazione dei fotoni X (generati dai decadimenti degli atomi esotici), avranno un'area attiva di 1 cm² ottenuta con una configurazione multichannel. Il

concetto chiave di questa particolare configurazione, che permette appunto di espandere l'area sensibile senza perdere però le eccezionali caratteristiche di risoluzione energetica e ritmi di conteggio elevati, è quello di combinare insieme un certo

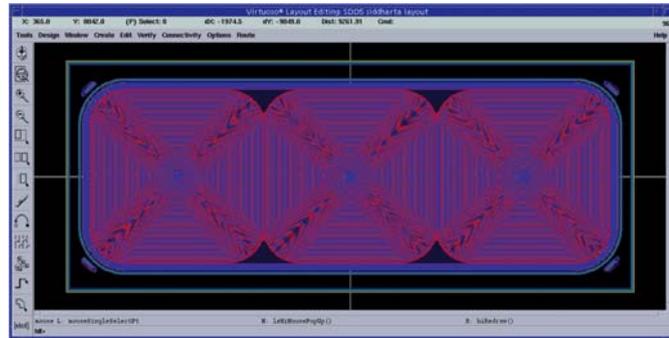


Figura 6: unità di 3 rivelatori SDD, ognuno con una superficie attiva di 1 cm², letti indipendentemente –

numero di SDD, ognuno con sistema di lettura individuale (con il proprio JFET integrato sul chip), ma con finestra di ingresso e alimentazione in comune¹⁴, in modo da acquisire tanti spettri quanti sono i singoli elementi che costituiscono il rivelatore e successivamente eseguirne una loro somma. Sistemi di questo tipo permettono di ottenere in tempi molto

brevi spettri con un'elevata statistica e offrono un'eccellente risoluzione energetica. Gli SDD che saranno utilizzati nell'esperienza, costituiti da tre chip letti indipendentemente raffreddati ad una temperatura di circa 160 K, verranno raggruppati in celle contenenti un totale di 18 rivelatori (chiamate detector unit) che, a loro volta, verranno disposte tutt'attorno alla cella bersaglio. La cella bersaglio

SIDDHARTA SDD detector unit with 18 SDD 1 cm² chips



Figura 7: 6 unità di 3 rivelatori SDD, ognuno con una superficie attiva di 1 cm², letti indipendentemente – sistema reale

criogenica, gli SDD e parte dell'elettronica per la rivelazione saranno posti all'interno di una camera a vuoto. Per il bersaglio, la criogenia, unita ad una pressione moderatamente alta (circa 2 -3 bar), è di fondamentale importanza sia perché occorre avere infatti la giusta densità, per le ragioni spiegate nel capitolo 2, sia perché la minimizzazione del volume del gas così ottenuta evita la generazione di radiazione di bremsstrahlung e la formazione di

¹⁴ Per realizzare SDD di area sensibile molto maggiore non conviene infatti aumentare più di tanto la loro superficie, in quanto il campo di deriva ne risulterebbe troppo indebolito e la corrente di fuga del maggior volume svuotato non solo richiederebbe un aumento non indifferente della potenza di raffreddamento, ma andrebbe anche ad aumentare il contributo al rumore.

fluorescenza X vicino ai rivelatori. L'apparato descritto verrà posto al di sopra di uno dei due punti di interazione di DAΦNE in modo da raccogliere uno dei due kaoni provenienti dal decadimento del mesone Φ . In concomitanza con la finestra d'entrata per i

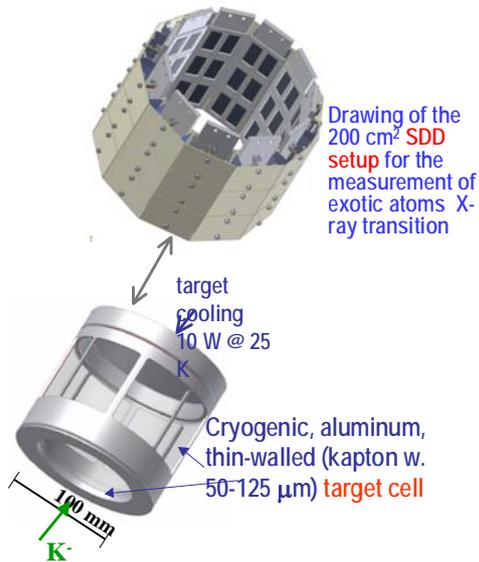


Figura 8: Cella bersaglio e disposizione dei rivelatori

kaoni della cella bersaglio (costituita da un foglio di kapton con uno spessore che sarà compreso tra i 50 e i 125 μm) è posto un degrader di materiale plastico di circa 2mm di spessore per ottimizzare il numero di kaoni che verranno catturati dal gas. Il trigger dell'esperimento consisterà nella coincidenza tra due scintillatori plastici posti sopra e sotto il beam pipe per individuare gli eventi con due K carichi emessi back-to-back. Questa condizione innescherà la lettura degli SDD e la registrazione dell'evento per l'analisi off-line.

E' stato valutato attraverso simulazioni Monte Carlo¹⁵ che SIDDHARTA sarà in grado di effettuare una misura di ϵ e di Γ con una precisione di qualche eV per l'idrogeno e il deuterio kaonici, per una luminosità totale integrata su DAΦNE di 1000 pb^{-1} . E' chiaro che a questo punto diventa di importanza fondamentale il controllo degli errori sistematici; questi ultimi sono fondamentalmente collegati al funzionamento sia degli SDD sia dell'elettronica read-out con cui essi sono implementati e sono dovuti in parte ai limiti di stabilità e linearità del rivelatore SDD. Lo scopo di questa tesi è stato proprio quello di effettuare misure, su un prototipo di rivelatore SDD come quello che verrà utilizzato in SIDDHARTA, di stabilità e linearità – fondamentali per l'esperimento – e che verranno discusse nel capitolo 5, dopo una breve presentazione del rivelatore SDD stesso.

¹⁵ Vedi Petrascu C., SIDDHARTA technical note IR-3, 25 August 2003

4. Rivelatore a deriva in silicio (SDD)

I progressi ottenuti negli ultimi anni nella spettroscopia dei raggi X sono dovuti in gran parte al notevole sviluppo che hanno avuto i rivelatori a semiconduttore, in grado di trasformare i fotoni X in segnali di carica acquisibili per via elettronica. Tra i più importanti in termini di risoluzione e tempo di risposta sono senza dubbio i rivelatori a deriva a semiconduttore, il cui concetto venne introdotto da E. Gatti e P. Rehak nel 1983¹⁶. Per ottenere una maggiore comprensione del loro funzionamento vediamo alcune delle caratteristiche più importanti dei rivelatori a semiconduttore, dopo di che passeremo ad una breve presentazione dei rivelatori SDD stessi.

4.1 I rivelatori a semiconduttore: caratteristiche generali

La fisica dei rivelatori a semiconduttore è racchiusa completamente in una domanda: cosa succede quando una radiazione ionizzante interagisce con un semiconduttore? Possiamo rispondere che fondamentalmente il suo passaggio attraverso un mezzo semiconduttore ha come effetto quello di creare coppie elettrone-lacuna in numero proporzionale all'energia rilasciata dalla radiazione stessa. Queste coppie seguiranno un processo di formazione diverso a seconda della natura della radiazione incidente: difatti se il fascio risulta composto da particelle cariche, le coppie verranno a formarsi direttamente sulla sua traiettoria, nel caso invece di interazione con radiazione neutra (fotoni) si avrà una produzione di elettroni secondari che a loro volta andranno a formare coppie elettrone-lacuna. In ogni caso quello che avviene nel rivelatore è la produzione di carica elettrica, libera di muoversi nel materiale, che può essere trasportata da un campo elettrico¹⁷ verso

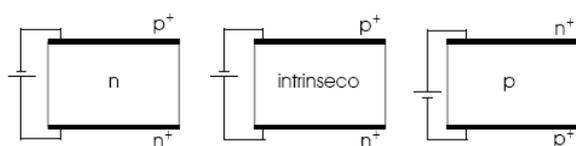


Figura 9: Possibili configurazioni di rivelatori planari a semiconduttore

gli elettrodi di raccolta, trasformata in impulso di corrente, tradotto a sua volta dall'elettronica successiva in un segnale di tensione di ampiezza proporzionale all'energia rilasciata dalla particella al suo passaggio nel

mezzo. In un rivelatore a semiconduttore il campo elettrico di raccolta viene generato polarizzando inversamente con un'opportuna tensione una giunzione p-n; in questo modo è

¹⁶ Vedi E. Gatti, A. Longoni, A. Castoldi, P. Rehak, M. Sampietro, A. Vacchi

"Electrons Injection In Semiconductor Drift Chambers" - Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990)489.

¹⁷ Campo elettrico di raccolta.

possibile ottenere una regione, svuotata da cariche libere, dove è presente un campo elettrico intenso ($\geq 10^3$ V/cm) che permette un'efficiente raccolta della carica prodotta dal passaggio della radiazione. Nella tipica configurazione planare (vedi fig. 9) la parte centrale della giunzione è costituita da materiale ad alta resistività (ovvero alta purezza), mentre l'anodo e il catodo risultano pesantemente drogati con donori o accettori n^+ o p^+ . Lo spessore della regione di svuotamento (che nella configurazione descritta si estende praticamente tutta nel materiale ad alta purezza) è inversamente proporzionale al numero di impurezze residue per cui risulta vantaggioso avere un materiale il più puro possibile, così da poter avere, per una data tensione applicata, un maggior volume sensibile alla radiazione.

4.2 Risoluzione energetica di un sistema di rivelazione

Per comprendere meglio i motivi per cui la particolare struttura dei rivelatori a silicio si traduce in elevate prestazioni spettroscopiche, è opportuno studiare i dettagli relativi ai contributi alla risoluzione energetica in un sistema generico di rivelazione (formato dal rivelatore e dall'elettronica associata per la trattazione del segnale) e ai parametri del sistema dai quali dipendono questi contributi.

Diversi sono i fattori che si combinano nella determinazione della larghezza di una riga dello spettro, tre in particolare:

1. Le fluttuazioni statistiche nel numero di portatori di carica creati dal passaggio della radiazione ionizzante
2. Il rumore elettronico associato al rivelatore e all'elettronica utilizzata nella trattazione del segnale
3. Problemi nel funzionamento del rivelatore (per esempio incompleta raccolta di carica) o derive dell'elettronica

Il primo contributo determina la cosiddetta *risoluzione intrinseca del rivelatore* e produce una larghezza a mezza altezza (Full Width Half Maximum) che può essere espressa nel seguente modo:

$$(FWHM)_{STAT} = 2.35\sqrt{\varepsilon FE}$$

dove E è l'energia rilasciata nel rivelatore, ε l'energia necessaria per creare una coppia (3.7 eV nel silicio) e F è il fattore di Fano (circa 0.11), che tiene conto delle deviazioni della statistica di Poisson nelle fluttuazioni del numero dei portatori di carica.

Generalmente è il ^{55}Fe la tipica sorgente utilizzata per valutare la risoluzione energetica di un rivelatore nel campo della spettroscopia a raggi X, quindi il parametro FWHM è riferito alla riga K_{α} del manganese prodotto dal decadimento del ferro (5,9 KeV); utilizzando i valori sopra indicati si trova che per il silicio il limite statistico alla risoluzione è di circa 115 eV.

Il secondo contributo importante, quello relativo al rumore nel rivelatore e nell'elettronica associata, è in genere espresso in termini di *carica equivalente di rumore* (ENC)¹⁸; quando l'ENC viene espressa in termini di numero di elettroni equivalenti, il contributo del rumore alla larghezza della riga assume la forma:

$$(FWHM)_{NOISE} = 2.35\varepsilon ENC$$

I parametri del rivelatore che determinano il livello del rumore sono la *corrente di fuga*¹⁹ e la *capacità*, che andranno sommati ai contributi provenienti dell'elettronica associata.

Il terzo fattore che interviene a determinare la risoluzione energetica è legato a eventuali malfunzionamenti del sistema; ad esempio tutti quei fattori che portano a una inefficiente raccolta di carica nei rivelatori comportano la produzione di una "coda" asimmetrica dal lato delle basse energie. Risulta una risoluzione globale (riferendoci al picco Mn K_{α}) pari a:

$$FWHM_{TOT} = 2.35\varepsilon\sqrt{(ENC)^2 + FE/\varepsilon} \cong 136\text{eV}$$

4.3 SDD: Struttura, principi di funzionamento e caratteristiche

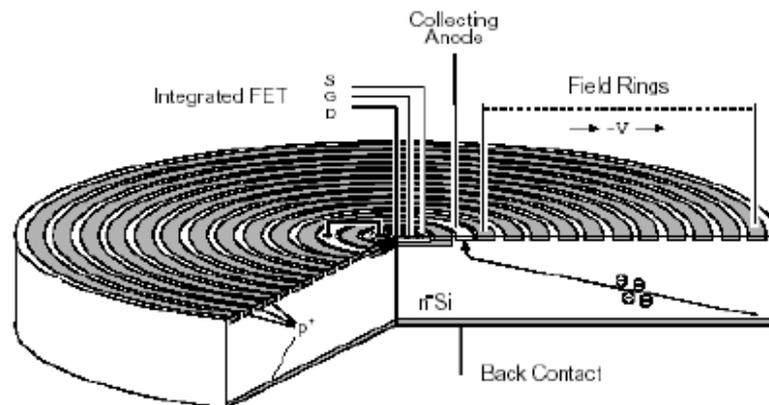


Figura 10: Rappresentazione del rivelatore a deriva in silicio

¹⁸ Carica che, se fornita dal rivelatore ai circuiti di amplificazione, vi produrrebbe in uscita un segnale di ampiezza pari al valore della tensione quadratica media del rumore.

¹⁹ Viene denominata corrente di fuga quella corrente che si osserva in un rivelatore a giunzione polarizzata inversamente, anche in assenza di segnale.

L'SDD è costruito su un wafer di silicio di tipo n ad alta resistività, totalmente svuotato attraverso giunzioni p^+ (12) integrate nella superficie (vedi fig. 10). La corretta disposizione di questi elettrodi contigui fa sì che si venga a formare un campo elettrico di deriva (vedi fig. 11) parallelo alla superficie del rivelatore stesso, in grado di convogliare gli elettroni formati al passaggio della radiazione ionizzante²⁰ verso l'anodo di raccolta (n^+). Questa particolare struttura consente di ridurre la superficie dell'anodo di raccolta, permettendo non solo di abbassare la sua capacità (direttamente correlata al rumore), ma anche di renderla indipendente dall'area attiva dell'SDD, due elementi che insieme concedono di raggiungere risoluzioni energetiche molto alte in un tempo di misura molto breve (250 ns - 1 μ s).

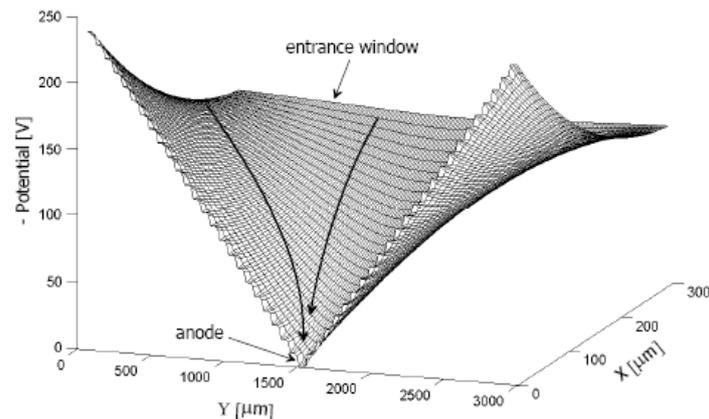


Figura 11: Andamento dell'energia potenziale degli elettroni all'interno del rivelatore SDD. La coordinata x è nella direzione dello spessore, la Y lungo un diametro. Il punto di minimo corrisponde all'anodo.

Ulteriori componenti sono poi integrati nel wafer di silicio stesso, in particolare:

- *Partitore di tensione* - utilizzato per polarizzare gli anelli p^+ e produrre il campo di deriva, permette di poter fornire una differenza di potenziale solo al primo anello (vicino all'anodo) e all'ultimo (al bordo).
- *Giunzione continua non strutturata p^+* - posta sul lato posteriore dell'SDD, molto sottile (150 Å), funge da finestra d'entrata per la radiazione fornendo una sensibilità omogenea su tutta l'area del rivelatore
- *Transistor JFET* – Integrato nella regione centrale del rivelatore e isolato dal substrato tramite una profonda impiantazione p^+ polarizzata da un anello di guardia, esso è connesso all'anodo attraverso una striscia di metallo. Attraverso

²⁰ Ricordiamo che nel nostro caso la radiazione è di tipo neutro (fotoni), quindi la creazione di coppie elettrone – lacuna non è diretta, ma mediata dalla creazione di elettroni secondari attraverso l'effetto fotoelettrico

esso viene realizzata una corretta corrispondenza capacitiva tra il rivelatore e il primo stato dell'amplificazione.

Il bassissimo contributo al rumore serie²¹ (dovuto alla bassa capacità dell'anodo e all'integrazione sul chip del transistor) e il valore esiguo della corrente di fuga mantengono nel complesso il rumore a livelli bassi anche a temperatura ambiente per i rivelatori di SDD con superficie di 5mm², permettendo di ottenere valori accettabili per la risoluzione energetica. In conseguenza, i valori di risoluzione tipici dei rivelatori tradizionali (raffreddati con azoto liquido) si raggiungono con un SDD a temperature meno basse (tra i -10 °C e i -20 °C), ottenibili con un semplice raffreddamento termoelettrico che utilizza un elemento Peltier. Nell'esperimento SIDDHARTA, visto la superficie molto grande dei rivelatori utilizzati (1cm²), per limitare il rumore termico essi verranno raffreddati a basse temperature (intorno a -100°C). La particolare struttura degli SDD conferisce comunque loro una grande versatilità d'uso in campi anche molto diversi²².

Importante elemento su cui focalizzare la nostra attenzione e che va a caratterizzare il rivelatore riguarda i tempi di formazione del segnale: comunemente per un SDD vanno da 250 ns ad 1μs, rendendo in questo modo sostenibili ritmi di conteggio anche maggiori di 10⁵ Hz. La possibilità di effettuare misure con meccanismo di trigger in SIDDHARTA è legata proprio a questa peculiarità degli SDD.

Avendo brevemente introdotto i rivelatori SDD, nel prossimo capitolo andremo a presentare i primi risultati ottenuti per le misure di stabilità e di linearità, effettuate su un prototipo di SDD equipaggiato con un'elettronica sviluppata nell'ambito della collaborazione SIDDHARTA e per la prima volta verificata proprio nell'ambito di queste misure.

²¹ Il rumore può essere classificato *serie* o *parallelo* a seconda che il "segnale di rumore" corrispondente si trovi in serie o in parallelo al segnale del rivelatore in ingresso al preamplificatore.

²² Vedi C. Fiorini, A. Gianoncelli e A. Longoni *Un nuovo spettrometro xrf portatile per analisi non distruttive sul patrimonio culturale*, Politecnico di Milano 2005

5. Caratterizzazione del rivelatore a camera a deriva in Silicio

In questo capitolo verrà affrontata la caratterizzazione dell'SDD effettuata attraverso misure di linearità e di stabilità, al fine di conoscerne le reali caratteristiche e conseguenti prestazioni, per un utilizzo ottimale nell'ambito dell'esperimento SIDDHARTA. I test, svolti nei Laboratori Nazionali di Frascati nell'ottobre del 2005, sono stati eseguiti su un prototipo di SDD con area attiva di 5mm^2 e spessore di $300\ \mu\text{m}$ posto in un contenitore sigillato in atmosfera di azoto²³, dotato di una finestra di berillio²⁴ di $7,5\ \mu\text{m}$ di spessore che permette l'ingresso della radiazione. L'importanza del test eseguito su questo SDD risiede nel verificare il rendimento dell'accoppiamento del rivelatore con la nuova elettronica read-out, costruita appositamente e utilizzata per la prima volta in assoluto durante queste misure.

5.1 Setup sperimentale e presa dati

Per effettuare la caratterizzazione del rivelatore sono state compiute misure di spettroscopia X, utilizzando una ben nota sorgente, il ${}_{26}\text{Fe}^{55}$. L'energia dei fotoni rivelati relativi alle transizioni K_{α} e K_{β} del manganese e del titanio eccitato dalla sorgente di ferro è infatti dell'ordine di qualche keV, nella stessa regione in energia in cui SIDDHARTA

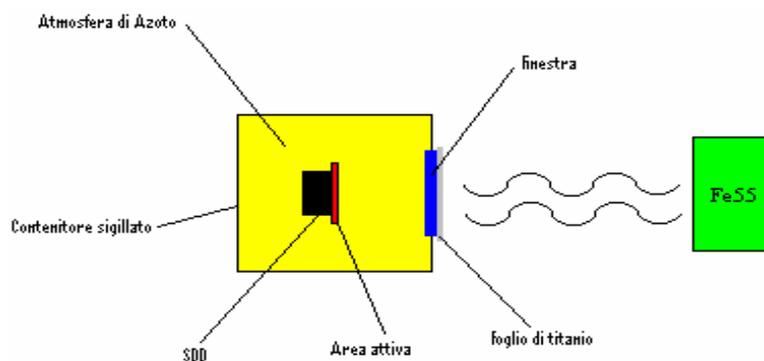


Figura 12: Setup Sperimentale

effettuerà le misure delle transizioni di raggi X negli atomi esotici da studiare. Il rivelatore

²³ Utilizzando il rivelatore a basse temperature (-20°C) è possibile che sulla sua superficie si formi della condensa che porterebbe ad aumentare la corrente di fuga superficiale e al rischio di scariche sul rivelatore stesso. Il contenitore sigillato con un'atmosfera di azoto serve proprio ad evitare la formazione di questa condensa.

²⁴ Il berillio è utilizzato per schermare le radiazioni con energia inferiore ad un Kev, in modo da eliminare la presenza di rumore di fondo.

viene semplicemente esposto ad una sorgente di radioattività naturale, il ${}_{26}\text{Fe}^{55}$ e sulla finestra d'entrata della radiazione viene collocato un foglio di titanio (fig.12). Il ${}_{26}\text{Fe}^{55}$ decade, attraverso una cattura β dell'elettrone più interno, in ${}_{25}\text{Mn}^{55}$ eccitato, che a sua volta transisce in uno stato di equilibrio emettendo fotoni nello spettro X relativi alle sue transizioni K_α e K_β . Facendo incidere poi questi fotoni sul foglio di titanio posto sulla finestra d'entrata della radiazione, parte di essi in seguito all'effetto fotoelettrico, produce la radiazione X relativa alle transizioni K_α e K_β del titanio. Attraverso il passaggio dei fotoni nell'area attiva dell'SDD, oggetto di questo studio, si crea, come già detto, carica elettrica libera di muoversi nel rivelatore, che grazie al campo di deriva viene condotta agli elettrodi di raccolta, trasformata in impulso di corrente e, infine, con l'elettronica di read-out, tradotta in un segnale di tensione di ampiezza proporzionale all'energia rilasciata dalla particella al suo passaggio, in questo caso all'energia dei fotoni incidenti.

L'SDD utilizzato ha sei canali in uscita, ovvero 6 ddp di lettura che vengono utilizzate per scopi diversi, come quello ad esempio di monitorare la temperatura del chip: i dati trattati nel qui presente studio, provengono dalla lettura del canale che fornisce i conteggi (counts) dei fotoni rilevati a diverse energie. Essi si riferiscono a 50 misure di questo tipo effettuate in un arco di tempo di 50 ore, una ogni ora: l'arco di tempo abbastanza esteso è di fondamentale importanza nello studio di stabilità eseguito. In quanto segue verrà presentato lo studio di stabilità seguito dallo studio di linearità, entrambi fondamentali per le misure di precisione intorno a qualche eV delle transizioni nell'idrogeno e nel deuterio kaonico, obiettivo del SIDDHARTA.

5.2 Studi di stabilità

Di fondamentale importanza per il futuro utilizzo degli SDD nell'esperimento SIDDHARTA, dove le misure spettroscopiche verranno prese in archi temporali abbastanza lunghi, lo studio di stabilità viene effettuato partendo dallo spettro energetico misurato, osservando le variazioni nel tempo della posizione dei picchi, o più precisamente le variazioni percepite dal rivelatore. Il picco di riferimento è quello della transizione K_{α} del manganese (5.895 keV, una media su $K_{\alpha 1}$ e $K_{\alpha 2}$), che è il segnale più "pulito" e meglio definito a nostra disposizione nell'ambito delle misure effettuate.

La variazione nel tempo viene osservata ripetendo lo studio di stabilità, che illustreremo in dettaglio in seguito, sulle 50 misure a nostra disposizione, in modo da esaminare le fluttuazioni delle posizioni dei picchi in un arco di tempo appunto di 50 ore. Possiamo ora focalizzare la nostra attenzione su come sia possibile ricavare lo spettro energetico dai conteggi forniti dal rivelatore. In genere, lo spettro energetico si ottiene andando a graficare i conteggi forniti dal rivelatore in funzione dell'energia, ma, come nel nostro caso, non conoscendo la scala delle energie dello strumento, l'ascissa reale viene graduata rispetto un'unità di misura fornita dall'elettronica di lettura, (che è ovviamente proporzionale all'energia) i canali. Nel nostro caso i canali vanno da zero fino a 2048. In seguito, riconoscendo la linea K_{α} del manganese si imposta la relazione tra energia, in keV, e i canali. Nella figura 13 è riportato uno spettro energetico, ricavato da una delle 50 misure, dove l'asse delle ascisse è graduato ancora in canali; conoscendo la posizione reciproca dei picchi relativamente alle loro energie (Mn K_{α} 5,895 keV, Mn K_{β} 6,490 keV, Ti K_{α} 4,509 keV, Ti K_{β} 4,932 keV), e sapendo, forti dello studio di linearità svolto in questo lavoro, che la relazione tra canali ed energia è lineare, è semplice calibrare la scala in energia.

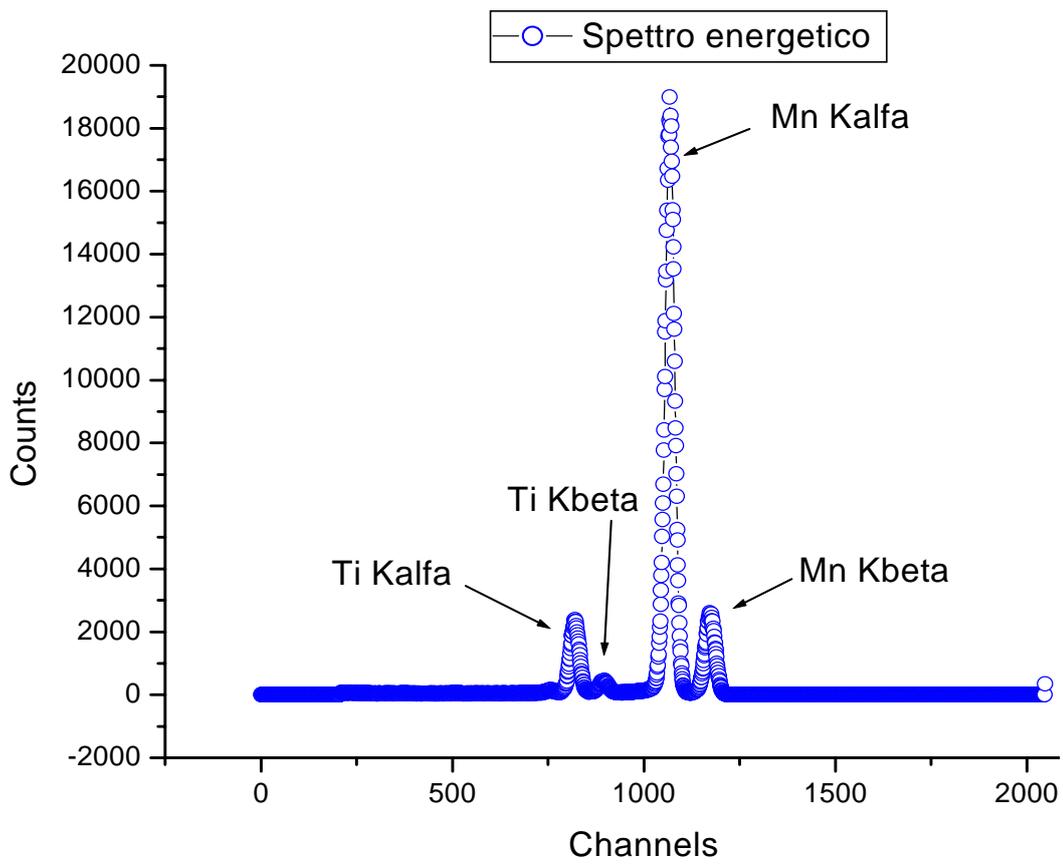


Figura 13: Spettro energetico in canali

Per impostare la relazione tra canali ed energia è possibile seguire diverse strade: innanzi tutto potremmo chiederci se sia preferibile riferirsi ad un solo picco, ed in questo caso a quale, oppure riferirsi non ad uno solo di essi, ma magari a tutti, facendo una media delle loro posizioni in modo da ridurne l'errore. Se seguissimo quest'ultimo metodo, dovremmo considerare che l'operazione di media andrebbe a "coprire" in maniera del tutto statistica gli eventuali errori dovuti all'elettronica oppure al chip stesso, rendendo in questo modo vano il tentativo di studiarne eventuali malfunzionamenti e quindi la loro correzione. Bisogna quindi riferirsi ad un solo picco, e quello relativo alla transizione $K\alpha$ del manganese è il segnale più definito e chiaro a nostra disposizione, come già detto precedentemente e come si può ben notare dallo spettro energetico. La nostra scelta non termina comunque qui, difatti, procedendo in maniera dicotomica potremmo chiederci se per impostare questa relazione con l'energia sia meglio riferirsi ad una sola misura, oppure a tutte, facendo in questo caso ancora una volta la media, anche se temporale. Dobbiamo renderci conto che, effettuando una media, essa attenuerebbe le fluttuazioni reali percepite dal rivelatore, incidendo in maniera negativa sullo studio di stabilità che ci proponiamo di

compiere, dunque, la strada seguita in questo lavoro per lo studio di stabilità è quella di riferirsi al solo picco $K\alpha$ del Mn in una sola misura (scelta arbitrariamente) e assumere che la sua posizione in questa sia esattamente 5,895 KeV (nel lavoro eseguito ci interessano infatti le fluttuazioni relative, non assolute). Supponendo che i canali siano linearmente proporzionali all'energia (supposizione che verrà confermata nella sua esattezza nello studio di linearità che seguirà) la relazione che cerchiamo sarà data da una semplice proporzione. Si procede prendendo una misura a caso e isolando il picco in questione si effettua un fit gaussiano²⁵. Ricordando la forma della distribuzione normale, centrata in X e con larghezza σ :

$$G_{X,\sigma}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-X)^2}{2\sigma^2}}$$

Otteniamo, per il picco:

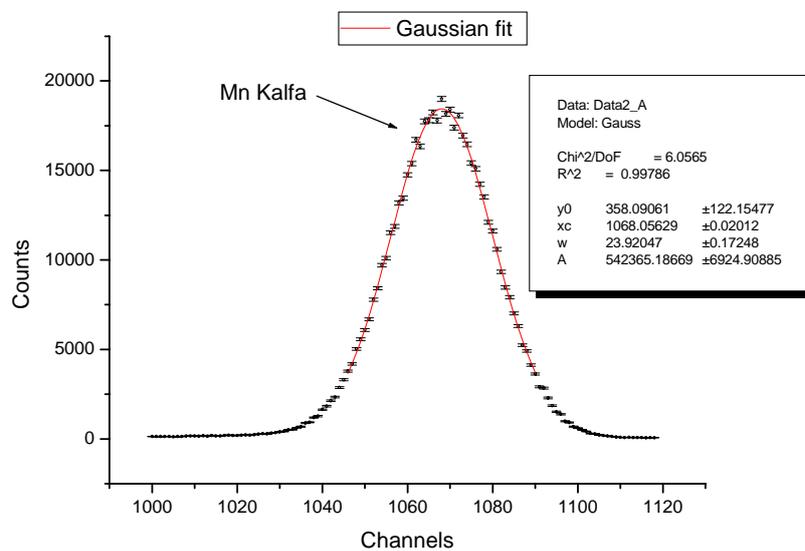


Figura 14: Picco Mn Kalfa in canali

²⁵ Tutti i dati sono stati elaborati e trattati con Origin 6.1©

Come mostrato in figura 9 la posizione del picco in canali è 1068.05629, dunque la relazione che otteniamo, impostando una semplice proporzione è:

$$1\text{ canale} = 0,00552 \pm 0,00002 \text{ KeV}^{26}$$

L'errore (tre per mille) nella formula è stato calcolato partendo dall'errore statistico fornito dall'elaborazione del programma e si è applicata la formula della propagazione degli errori, assumendo l'incertezza sull'energia del picco nulla. Andando a graficare lo spettro in funzione dell'energia, risulta ovvio che non abbiamo fatto altro che riscaldare l'asse dei canali in energia.

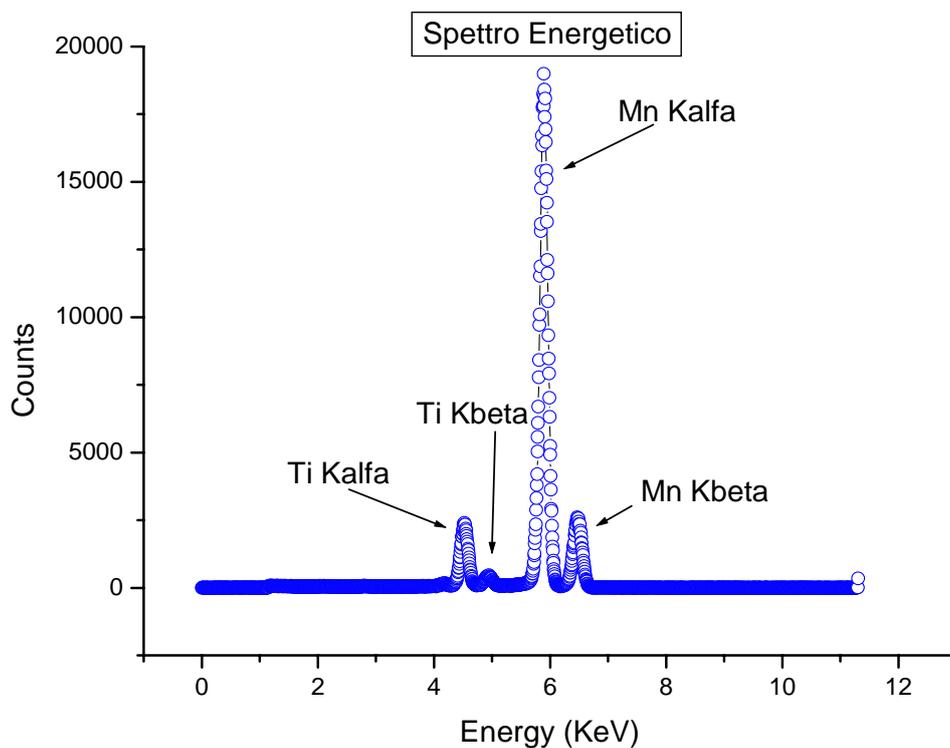


Figura 15: Spettro Energetico

²⁶ Il piedistallo non è presente in questa relazione sia perché ancora non è stato ancora misurato direttamente, sia perché la sua presenza nello studio preliminare di stabilità condotto, focalizzando l'attenzione sulle fluttuazioni relative, è ininfluente. È stato poi comunque calcolato indirettamente nello studio di linearità ed è pari a circa 14 canali.

A titolo di esempio mostreremo un grafico relativo al picco del manganese K_{α} con l'asse delle ascisse graduato in keV.

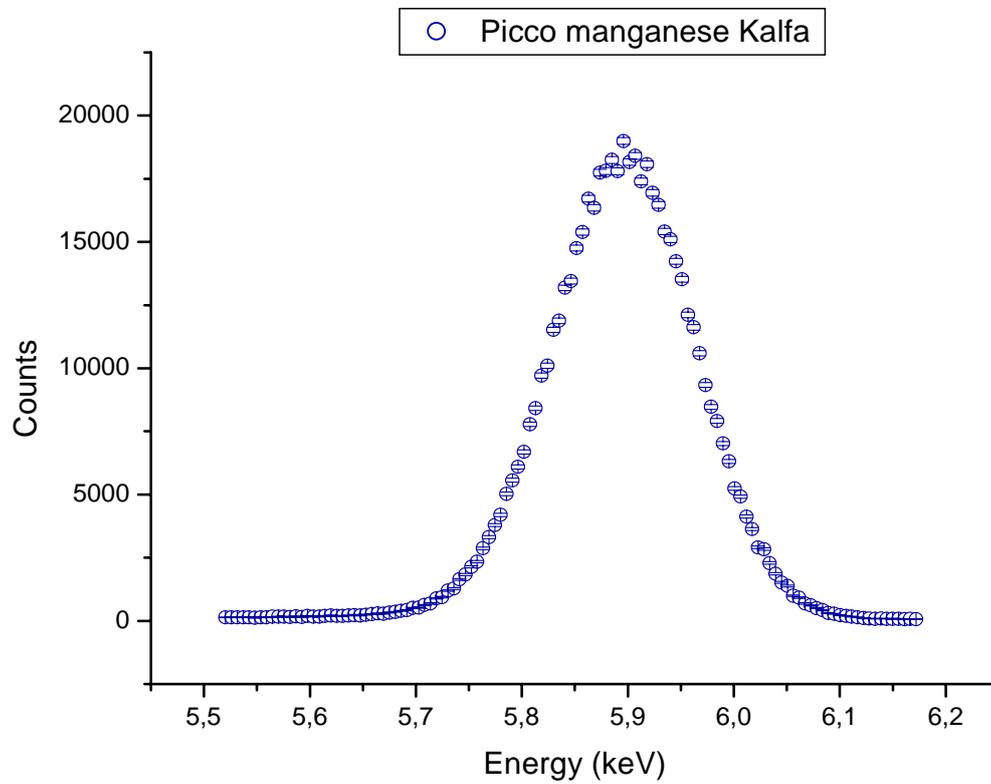


Figura 16: Picco del manganese Kalfa relativo alla prima misura con l'asse delle ascisse graduato in keV

Picco K_{α} manganese

Possiamo ora occuparci dello studio di stabilità vero e proprio, cominciando dal picco relativo alla transizione K_{α} del manganese: per ognuno dei 50 spettri ricavati dalle 50 misure, si procede isolando il picco ed associando ad ogni suo punto l'errore sui conteggi. Riportiamo qui di seguito, tre misurazioni (in maniera del tutto arbitraria la 3^a, la 15^a e la 48^a) relative al picco K_{α} del manganese e il relativo studio su di esse condotto:

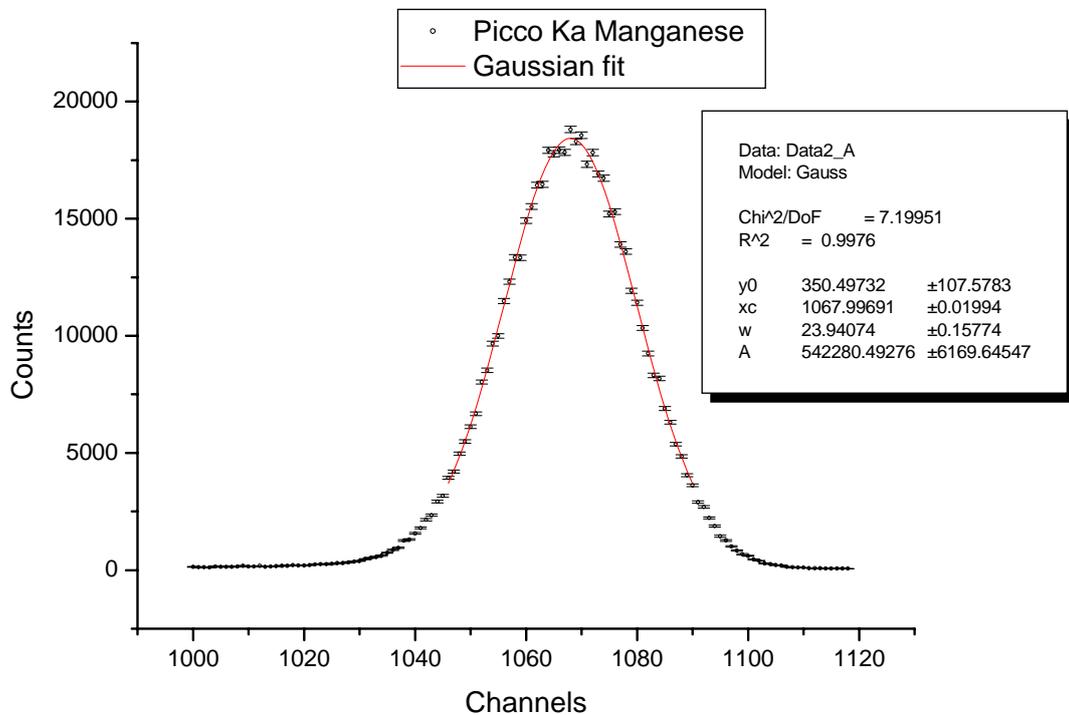


Figura 17: Terza misura Mn Kalfa

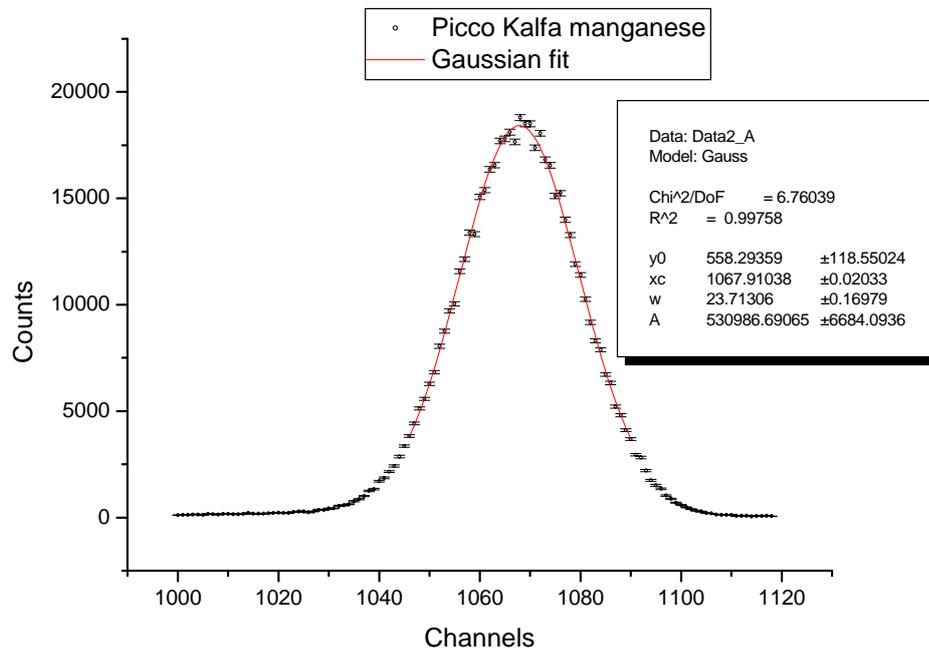


Figura 18: Quindicesima misura Mn Kalfa

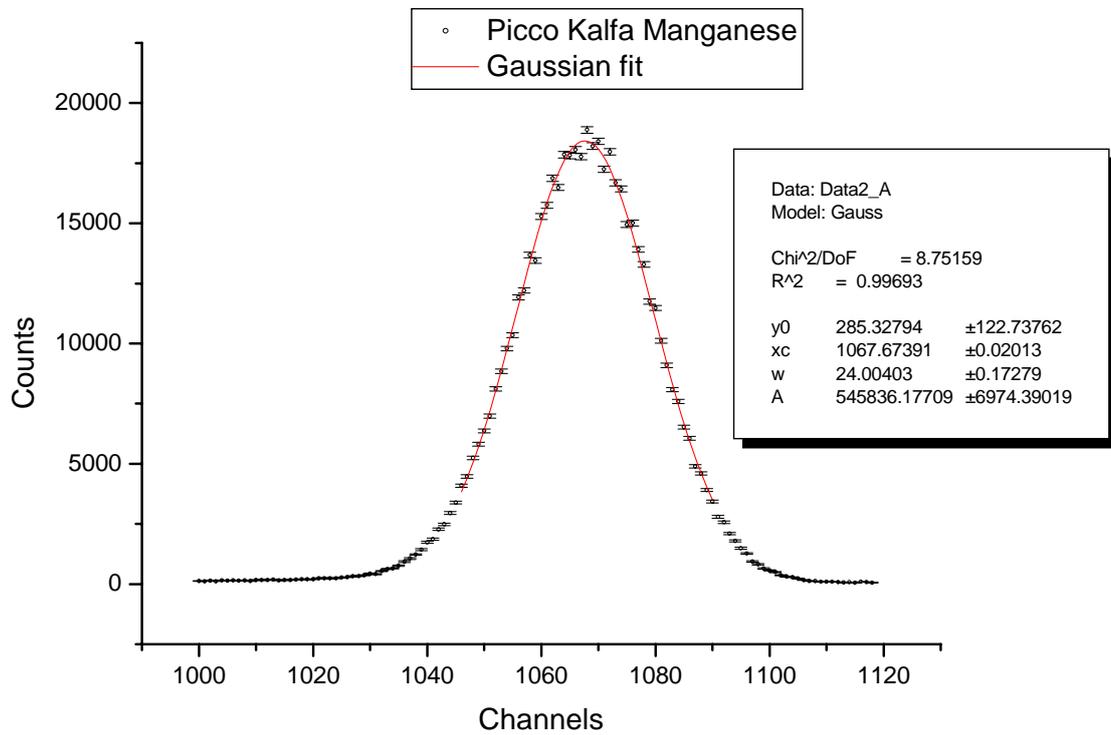


Figura 19 : Quarantottesima misura Mn Kalfa

Lo studio effettivo di stabilità si effettua andando a graficare la posizione del centro del picco con il relativo errore (statistico), in funzione della misura. Graduando in questo modo l'asse delle ascisse, potremmo effettivamente interpretarlo in maniera temporale, essendo le misure prese una ogni ora. Per quanto riguarda invece l'asse delle ordinate potremo scegliere se graduarlo in canali oppure in keV, visto che la scelta, com'è logico, non porterebbe altro che a riscalarlo l'asse lasciando inalterate le posizioni relative. Qui di seguito riportiamo lo studio della stabilità del rivelatore, relativamente al picco K_{α} del manganese, sia in canali che in energia, in questo caso prendendo come valida la calibrazione fornita soltanto dal primo punto e studiando le variazioni per le misure seguenti.

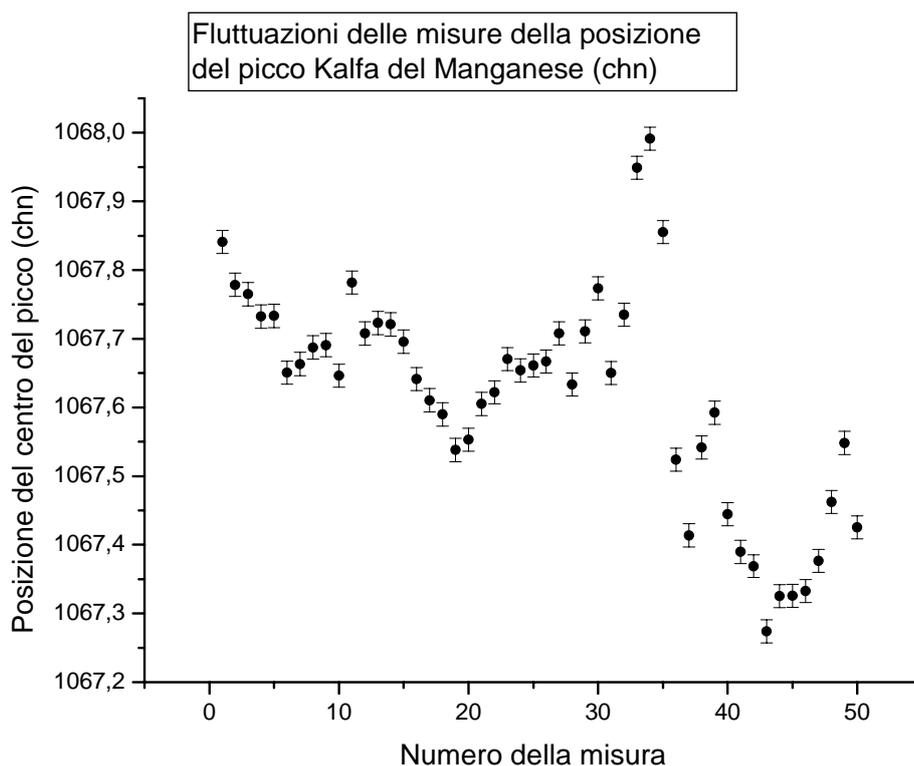


Figura 20: Misure di stabilità relative al picco Kalfa del manganese in canali

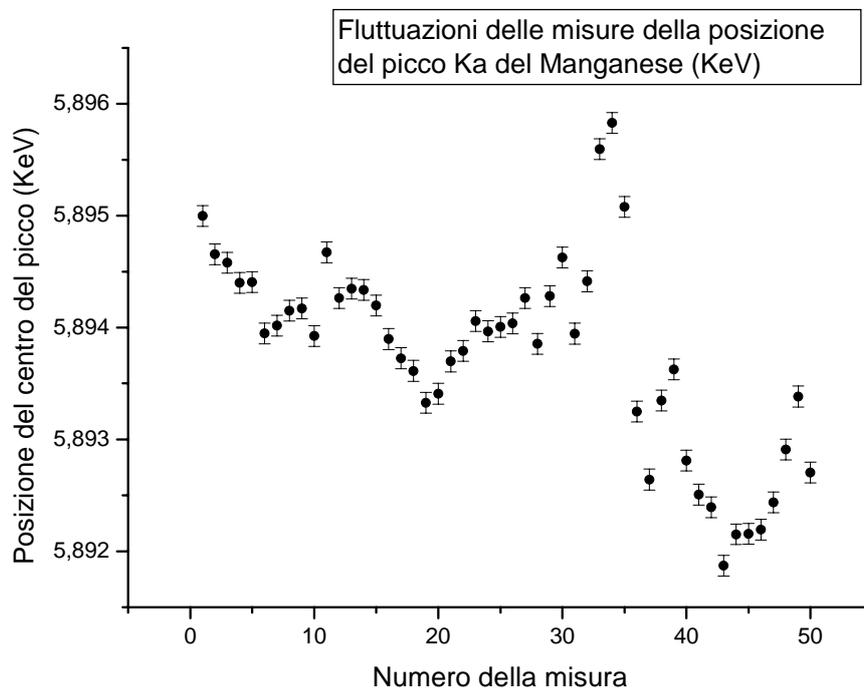


Figura 21 : Misure di stabilità relative al picco Kalfa del manganese in KeV

Come risulta evidente dai grafici la fluttuazione massima è di circa quattro eV, per una conclusione generale rimandiamo comunque al paragrafo Conclusioni dove i risultati verranno trattati in dettaglio.

Lo stesso studio di stabilità è stato poi eseguito sugli altri tre picchi dello spettro energetico: nell'esposizione del lavoro presenteremo, a titolo di esempio, tre misure della posizione per ogni tipologia di picco e in seguito mostreremo i grafici della stabilità ottenuti sia in canali che in keV.

Picco K_{β} manganese

Per presentare lo studio condotto sulla posizione di questo picco, qui di seguito mostreremo tre misure, la 5^a, la 18^a e la 47^a, scelte in modo totalmente arbitrario tra le 50 effettuate:

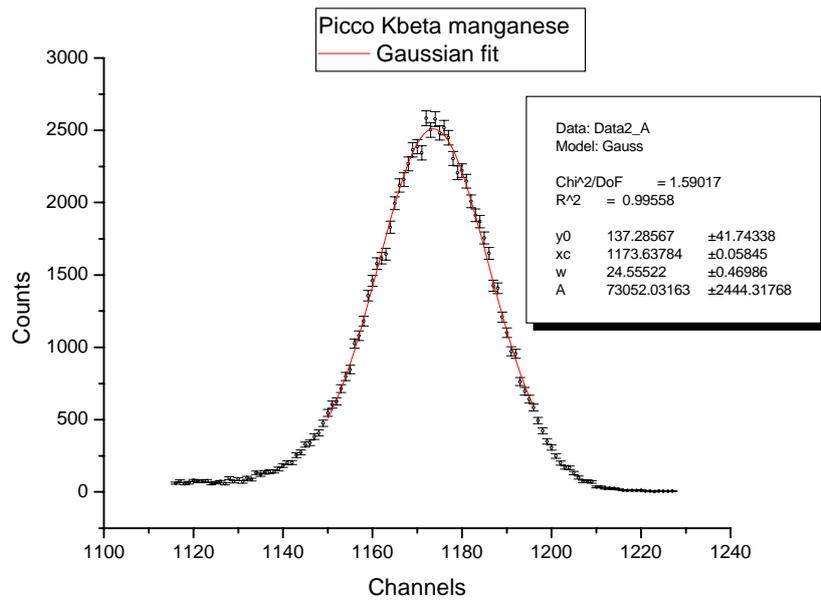


Figura 22: Quinta misura Mn Kbeta

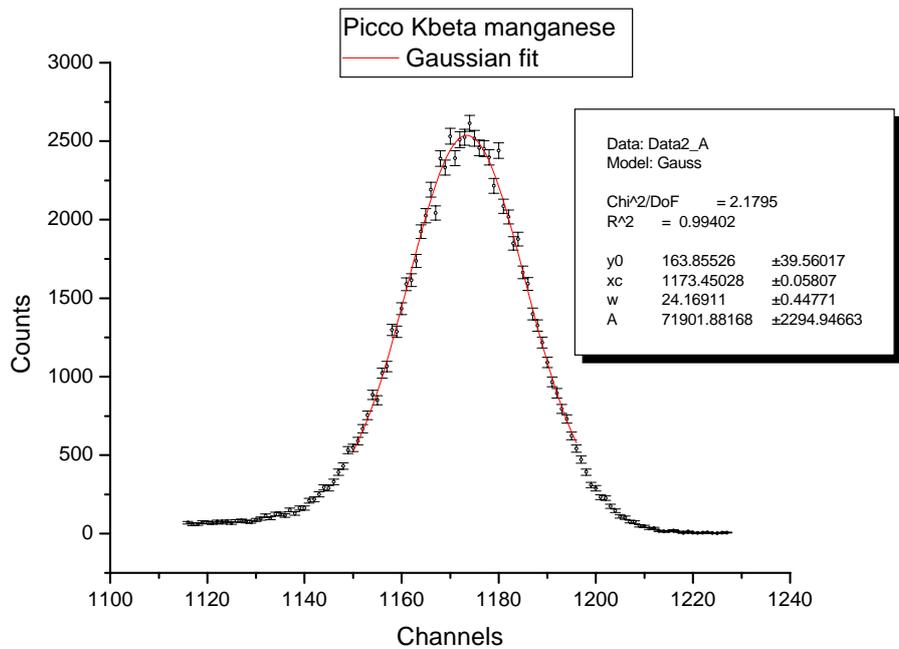


Figura 23: Diciottesima misura Mn Kbeta

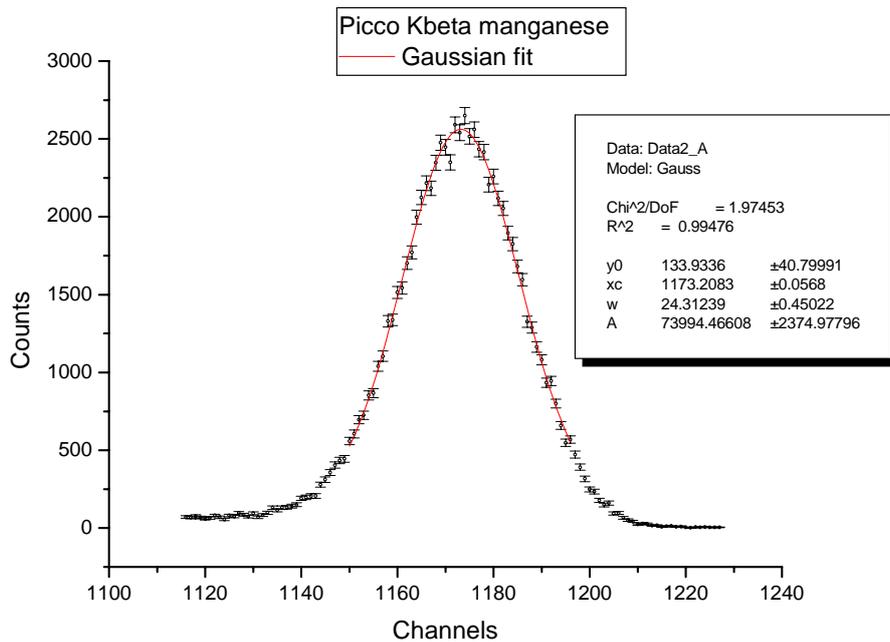


Figura 24: Quarantasettesima misura Mn Kbeta

Per quanto riguarda gli errori sulla posizione del picco notiamo che essi sono circa 4 volte maggiori rispetto al caso antecedente: tutto ciò è semplicemente imputabile al fatto che il segnale relativo al picco Mn K_{α} è più definito e chiaro, avendo ovviamente una statistica più alta, rispetto a quello del Mn K_{β} , come si

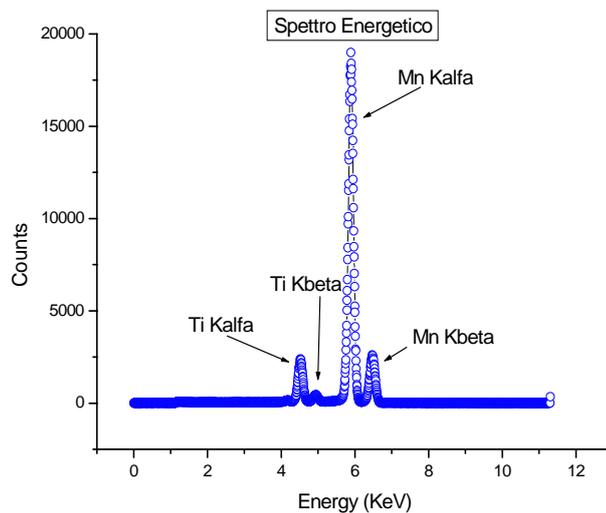


Figura 25: Spettro energetico

evince facilmente dallo spettro (Fig. 19). Anche negli altri grafici concernenti i due picchi del titanio noteremo lo stesso comportamento relativo all'errore sulla posizione del centro,

ma leggermente più accentuato. Riportiamo anche in questo caso lo studio di stabilità del rivelatore, graduando l'asse delle ascisse sia in canali che in keV.

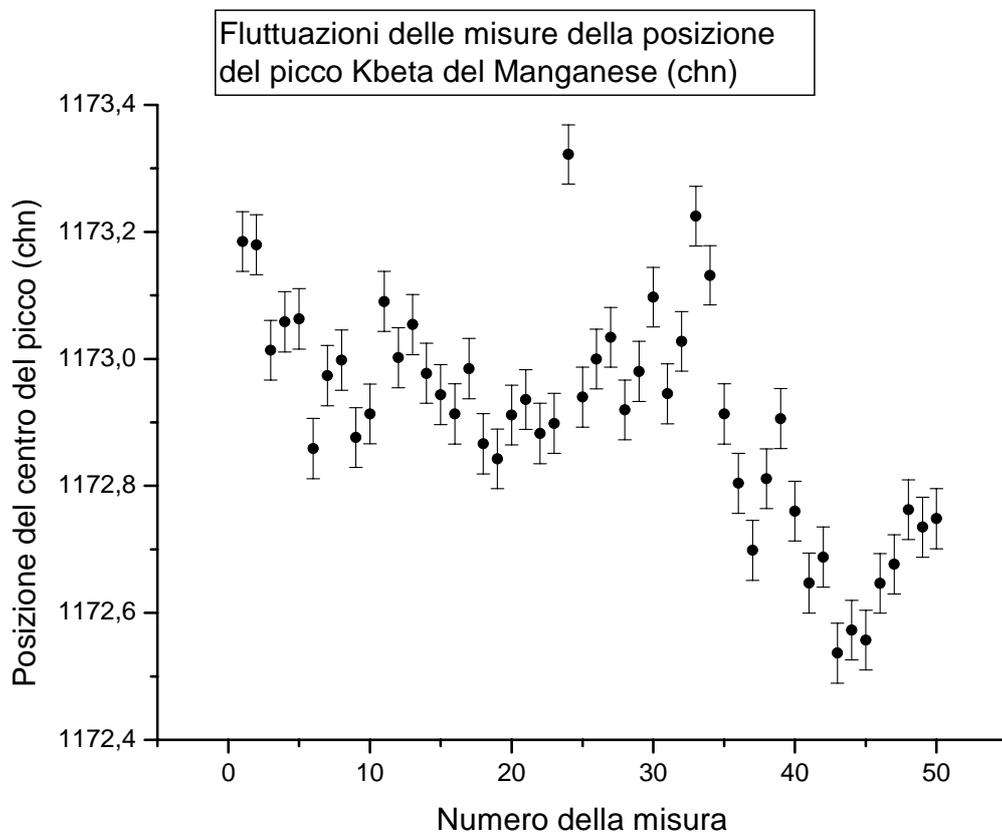


Figura 26: Misure di stabilità relative al picco Kbeta del manganese in canali

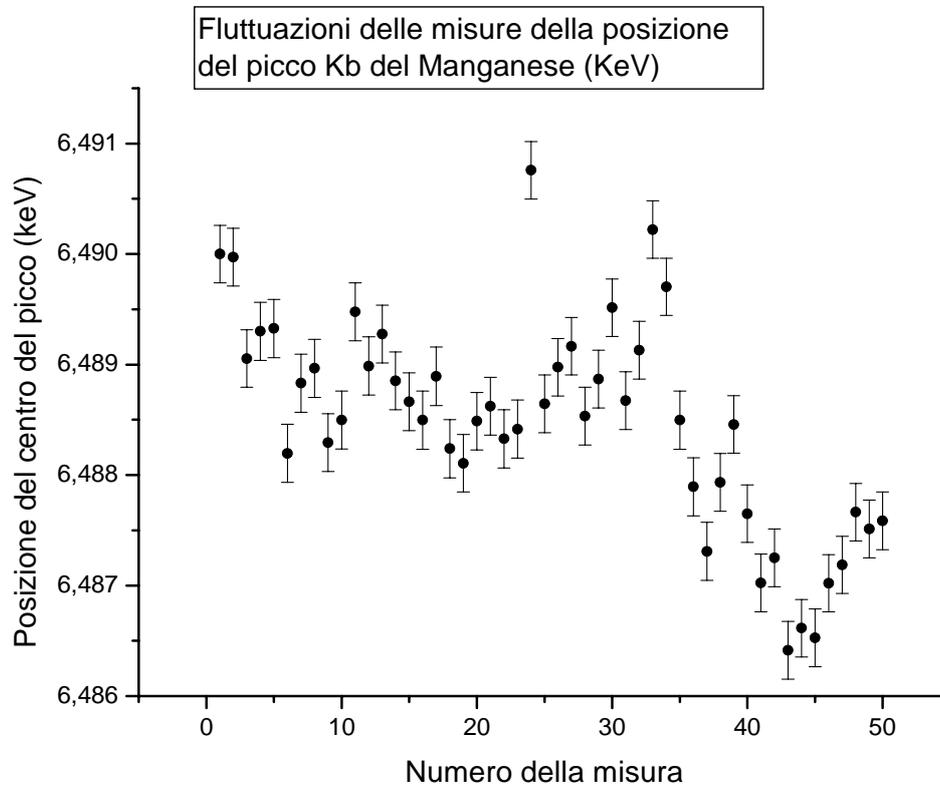


Figura 27: Misure di stabilità relative al picco Kbeta del manganese in keV

Per le conclusioni sulle misure di stabilità rimandiamo al paragrafo Conclusioni, dove effettueremo anche uno studio comparativo tra i risultati ottenuti per i differenti picchi.

Picco K_{α} Titanio

Per lo studio condotto sulla posizione di questo picco, mostreremo, ancora una volta del tutto arbitrariamente, le misure 4^a, 23^a e 41^a:

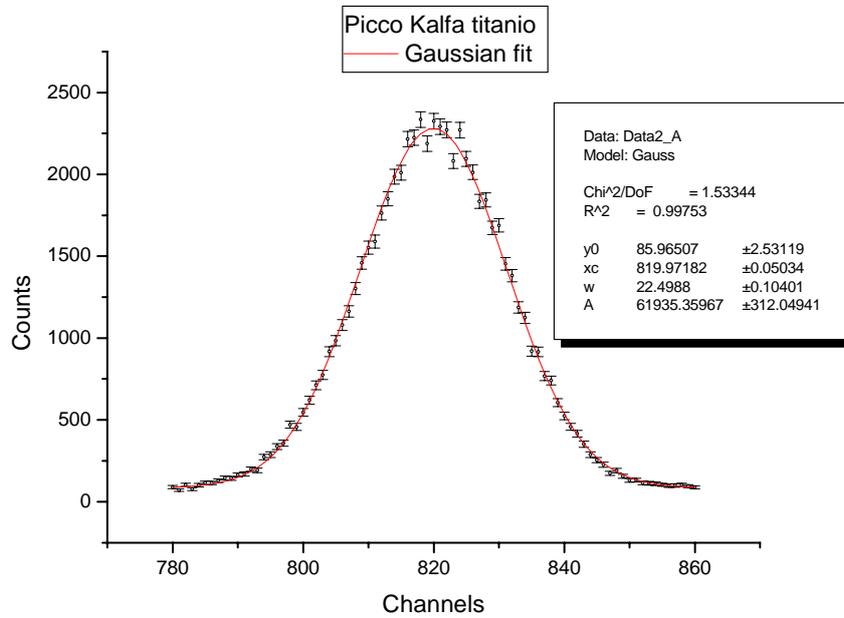


Figura 28 : Quarta misura Ti Kalfa

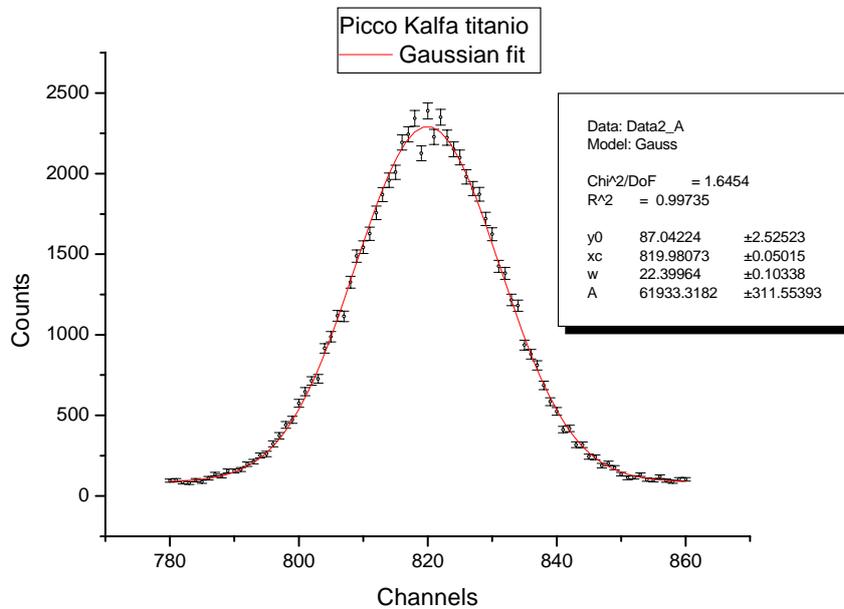


Figura 29 : Ventitreesima misura Ti Kalfa

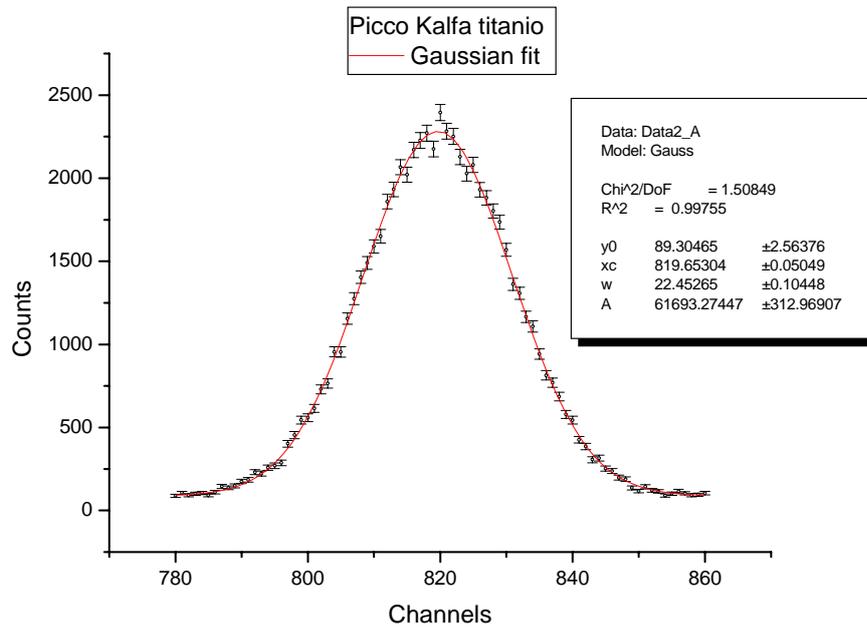


Figura 30 : Quarantunesima misura Ti Kalfa

Qui di seguito è riportato lo studio di stabilità in canali e in keV:

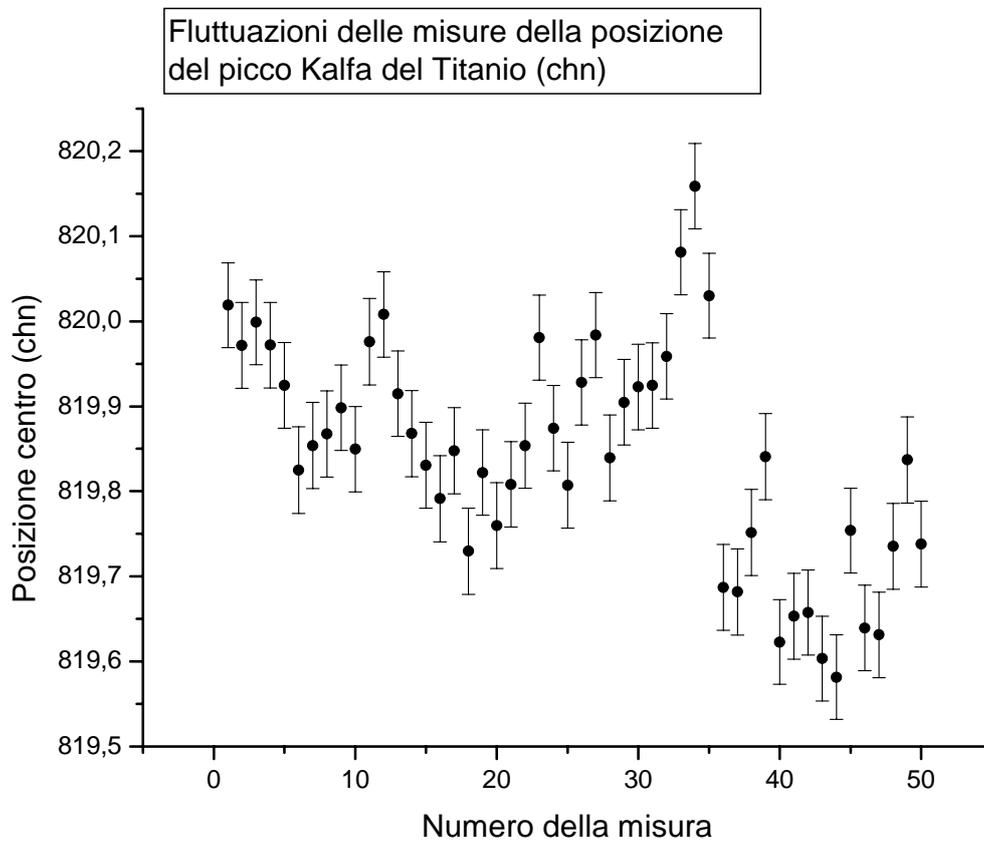


Figura 31 : Misure di stabilità relative al picco Kalfa del titanio in canali

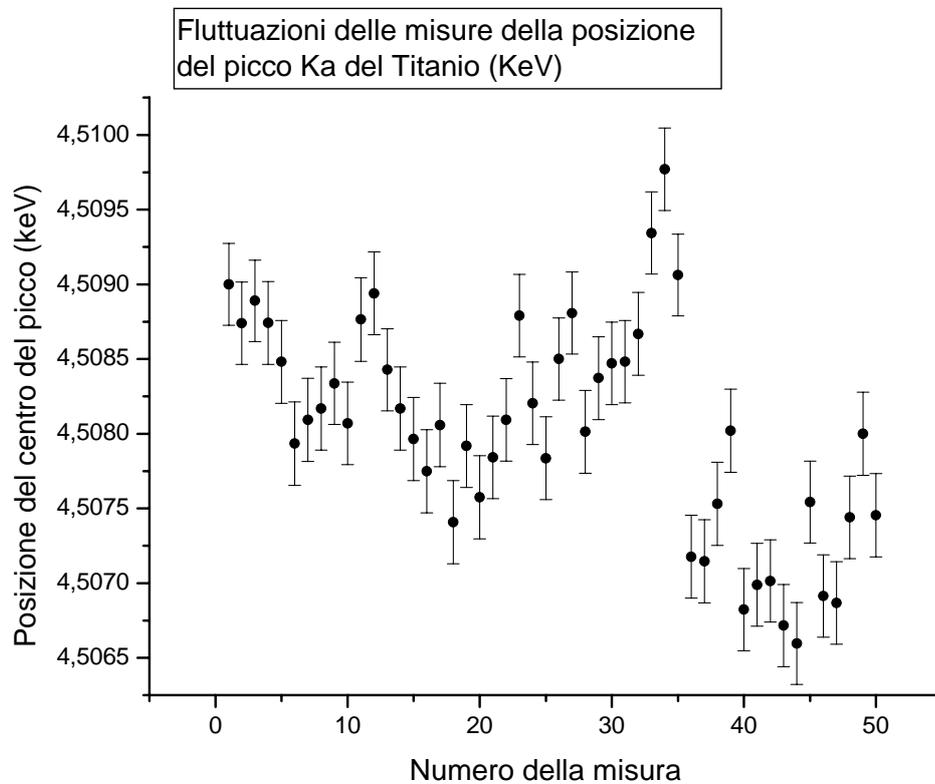


Figura 32: Misure di stabilità relative al picco Kalfa del titanio in KeV

Anche in questo caso notiamo che l'errore sulla posizione del picco è leggermente più grande rispetto quelle precedenti: in particolare è cinque volte più grande rispetto quello del picco K_{α} del manganese e confrontabile con il picco K_{β} sempre del manganese. Difatti, come si vede facilmente dallo spettro energetico, i picchi K_{α} del Ti e K_{β} del Mn sono confrontabili come intensità (intesa come

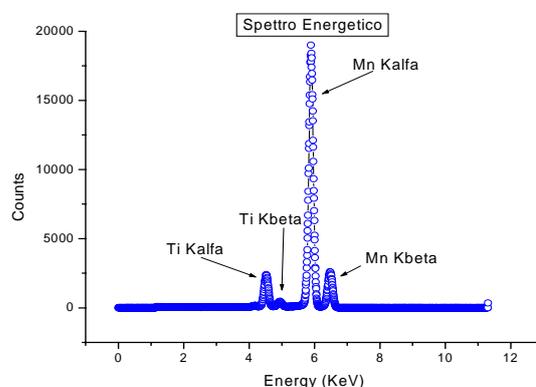


Figura 33: Spettro energetico

numero di fotoni rivelati ad una data energia). Bisogna inoltre considerare che la minore statistica dei segnali del titanio è dovuta al fatto che i fotoni provenienti dal decadimento del Fe^{55} , hanno un'energia di poco superiore a quella richiesta per innescare il processo fotoelettrico nella lamina posta davanti la finestra d'entrata della radiazione del rivelatore. Questo discorso risulterà più evidente nello studio del picco K_{β} del titanio.

Picco K_{β} Titanio

Per quanto riguarda il quarto ed ultimo picco, per la misura della posizione del suo centro, qui di seguito presenteremo la 1^a, la 25^a e la 43^a:

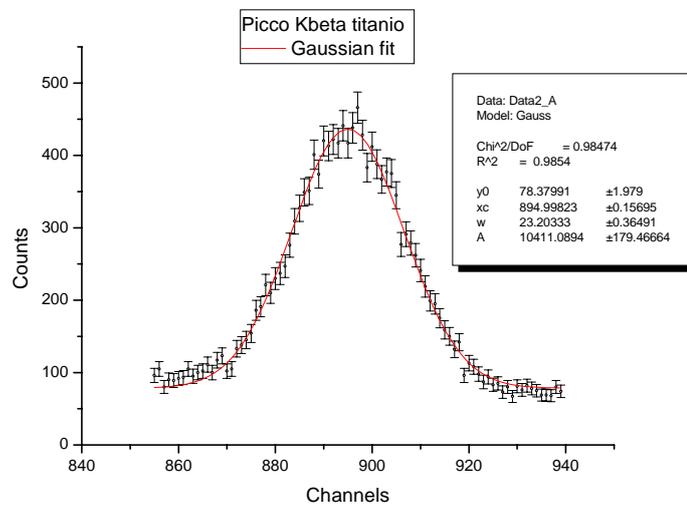


Figura 34: Prima misura Ti Kbeta

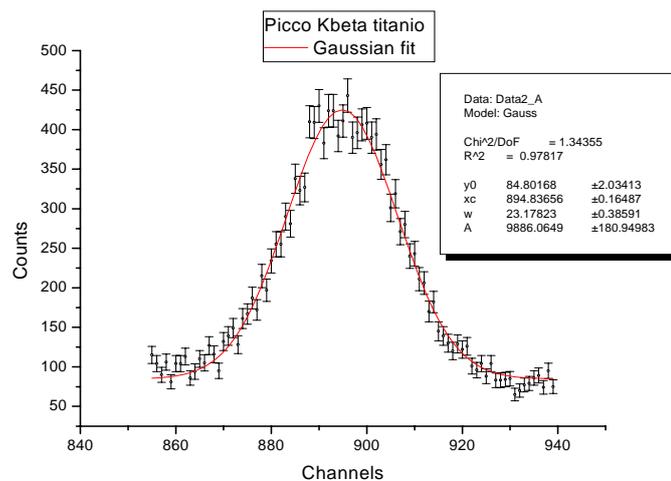


Figura 35: Venticinquesima misura Ti Kbeta

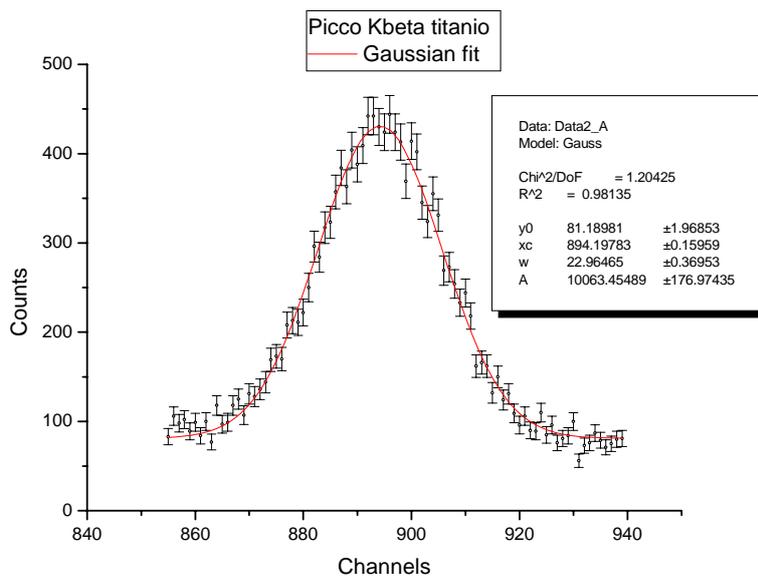


Figura 36: Quarantatreesima misura Ti Kbeta

Riportiamo ora le misure di stabilità sia in canali che in keV:

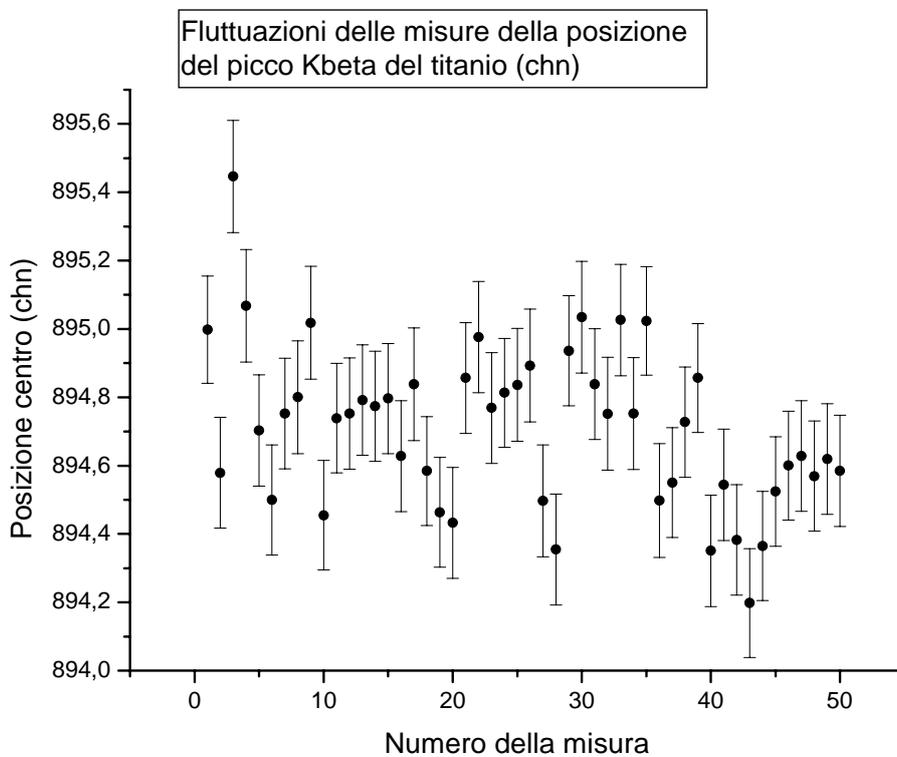


Figura 37: Misure di stabilità relative al picco Kbeta del titanio in canali

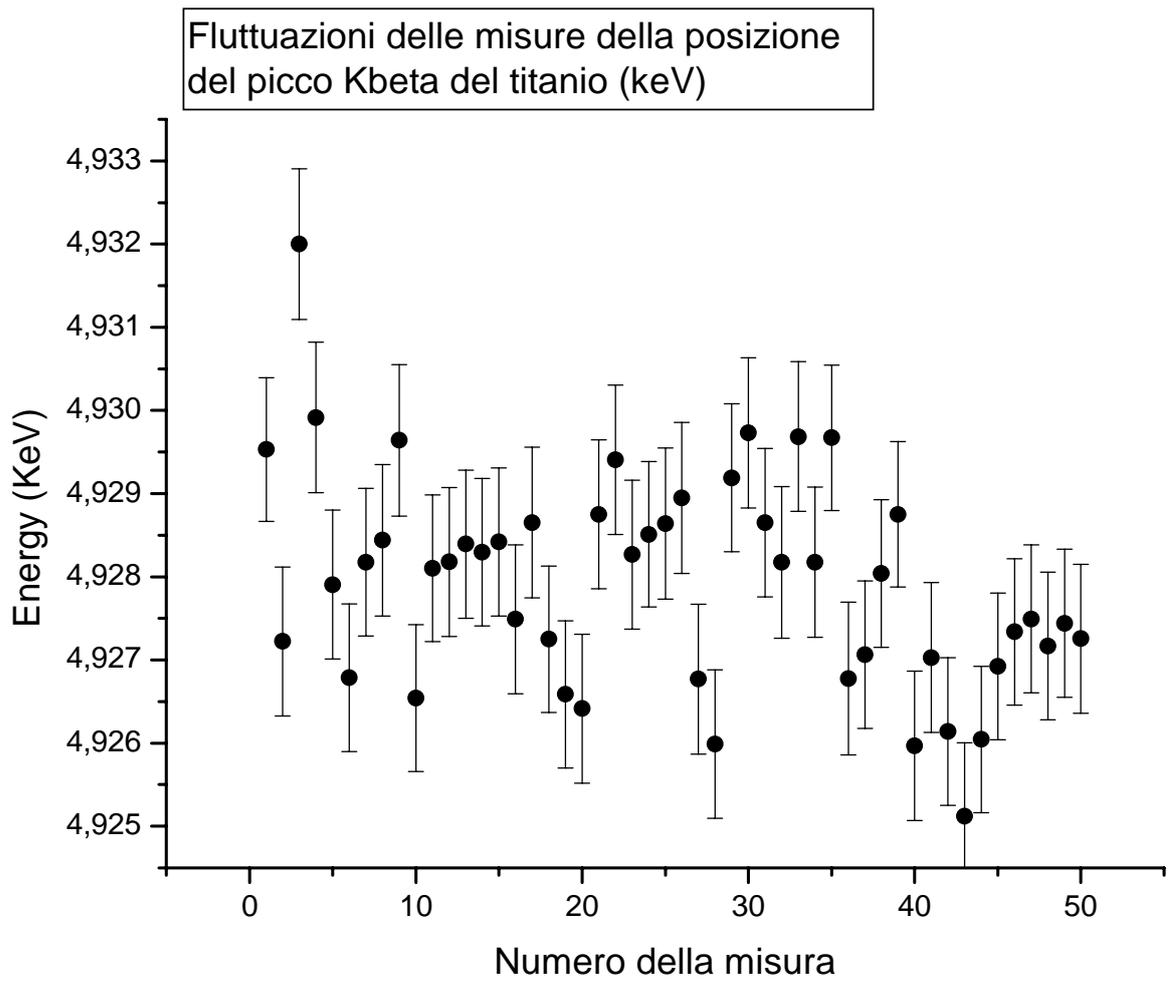


Figura 38: Misure di stabilità relative al picco Kalfa del titanio in keV

5.3 Conclusioni degli studi di stabilità

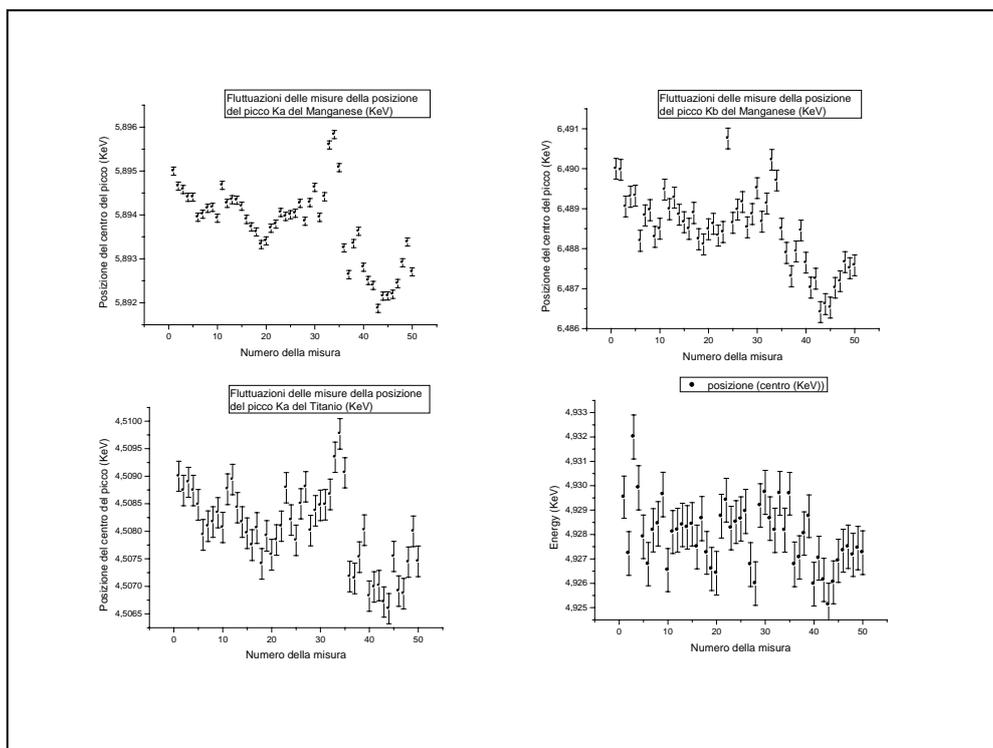


Figura 39 Misure di stabilità relative ai quattro picchi misurati

Come possiamo vedere dalla figura 39 l'andamento delle misure delle stabilità è molto simile per i quattro picchi studiati. Ciò che subito risalta all'occhio è un'instabilità a lungo termine (nel lavoro l'arco temporale è di 50 ore, il fenomeno risalta maggiormente in altre misure effettuate²⁷ su un arco temporale più lungo) che possiamo appunto leggere dall'andamento dei grafici. Su questo fatto occorre fare una precisazione: come possiamo vedere nel nostro lavoro la fluttuazione massima è dell'ordine di soli 4 eV (dunque l'errore in termini di σ è dell'ordine di 2 eV) ed è totalmente riconducibile alle specifiche dei rivelatori e dell'elettronica read - out, che difatti offrono ottime prestazioni nel campo della stabilità che ne fanno i candidati ideali per l'impiego in SIDDHARTA. Il risultato ottenuto è stato il frutto di un processo effettuato per minimizzare quest'instabilità a lungo termine

²⁷ Vedi Carlo Fiorni, Marco Catitti et al. *SIDDHARTA technical note IR - 5 - Report on SDD stability improvement* - 10 May 2004.

che nelle misure preliminari²⁸ ricopriva un ruolo preponderante ed era associata alla variazione della temperatura²⁹. Per la minimizzazione di questo effetto venne utilizzato un criostato APD ad uno stato per la refrigerazione del rivelatore insieme ad un PD controller ad alta precisione costruito appositamente per la stabilizzazione della temperatura. Nonostante questo provvedimento l'instabilità a lungo termine risultava ancora rilevante (vedi fig. 40), si intervenne allora su una struttura floating del rivelatore, supponendo, e a

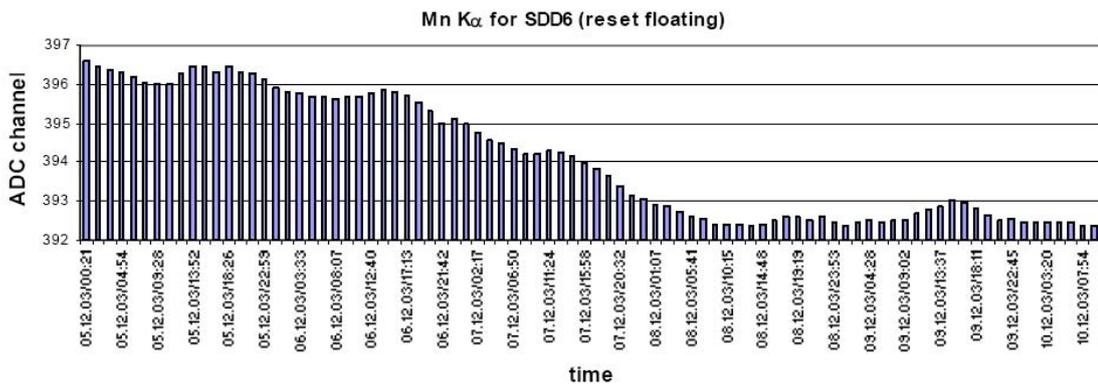


Figura 40: Misure di stabilità effettuate con la stabilizzazione delle temperatura

ragione, che essa influenzasse il fet di output. Le misure effettuate dopo questo intervento migliorarono alquanto, come si evince dalla figura 41.

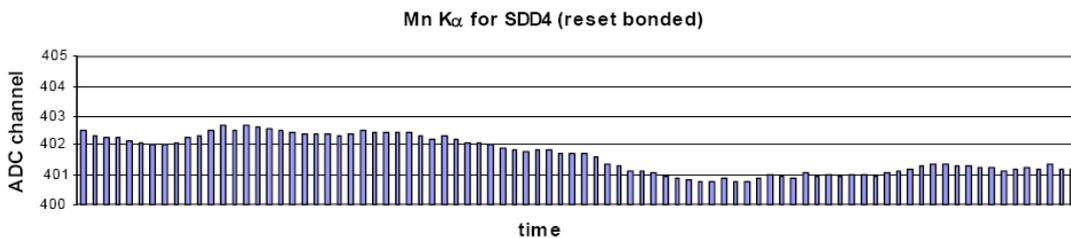


Figura 41: Misure di stabilità effettuate dopo l'intervento sull'elettronica

²⁸ Ibidem.

²⁹ Ibidem.

Tutto questo breve excursus è stato fatto per sottolineare che il sistema SDD + elettronica read – out studiato in questa tesi è il frutto di questo processo di miglioramento che ha portato l'instabilità a lungo termine ai minimi valori possibili imputabili a questo punto solamente alle specifiche dei rivelatori e alle fluttuazioni statistiche del segnale fornito dalla sorgente di Fe^{55} . Come possiamo vedere dallo studio svolto gli errori sistematici riconducibili ad una delle sorgenti potenziali più importanti, la stabilità appunto, sono ridotti intorno alla stessa quantità degli errori statistici presenti. Da questo punto di vista risulta quindi fattibile una misura di ϵ e di Γ con una precisione statistica di qualche eV per l'idrogeno e il deuterio kaonici, obiettivo di SIDDHARTA.

5.4 Studi di linearità

Lo studio di linearità, cioè di una dipendenza lineare fra l'energia dei raggi X incidenti sugli SDD e il numero dei canali risultati dalla misura, è ugualmente importante per SIDDHARTA. Esso viene condotto prendendo in esame uno spettro energetico relativo ad una misura scelta in maniera del tutto arbitraria tra le cinquanta a disposizione (la terza nel nostro caso), e andando a graficare la posizione del centro dei picchi in canali in funzione delle energie tabulate relative alle righe K_{α} e K_{β} del manganese e del titanio. Per quanto riguarda l'errore sulla posizione dei picchi misurata in canali, occorre effettuare una breve presentazione per illustrare il modo in cui è stato calcolato. Questo errore, di natura puramente statistica (come spiegato nel paragrafo 5.2) con un valore che può variare dal centesimo al decimo di canale a seconda del picco considerato, verrà portato a 0,5 canali sommando un contributo di natura sistematica che terrà conto della stabilità del rivelatore e del limite della discretizzazione (energia/canale) che comporta delle fluttuazioni energetiche dell'ordine di 2 – 3 eV (0,5 canali). Naturalmente il lavoro qui proposto rappresenta uno studio preliminare (in quanto esso andrebbe effettuato su più di quattro punti), ma comunque costituisce una buona indicazione relativa alla linearità del rivelatore.

Qui di seguito riportiamo due grafici relativi alla linearità, uno dove è stato eseguito un best fit con un polinomio di secondo grado e uno dove il best fit è di tipo lineare.

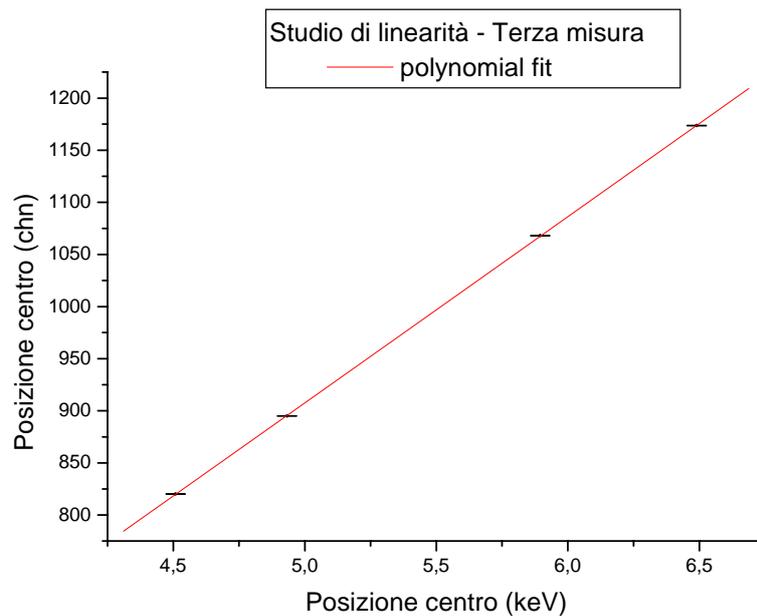


Figura 42: Studio della linearità eseguito effettuando un best fit con un polinomio di secondo grado

Per questo fit i dati ottenuti sono:

$$\begin{aligned}
 \text{canale} &= a + b \cdot \text{energia(keV)} + c \cdot \text{energia(keV)}^2 \\
 a &= 9,73 \pm 19,78 \\
 b &= 180 \pm 7,33 \\
 c &= -0,15 \pm 0,67
 \end{aligned}$$

$$\frac{\chi^2}{DoF} = 2,46$$

Questo tipo di fit è stato eseguito al fine di effettuare uno studio preliminare della linearità andando a verificare la rilevanza del coefficiente del termine al quadrato. A prima vista possiamo notare che il valore di c è consistente, entro l'errore, col valore zero. Risulterà anche interessante il confronto del valore del χ^2/DoF ottenuto in questo caso con quello ottenuto effettuando un best fit lineare, che proporremo qui di seguito.

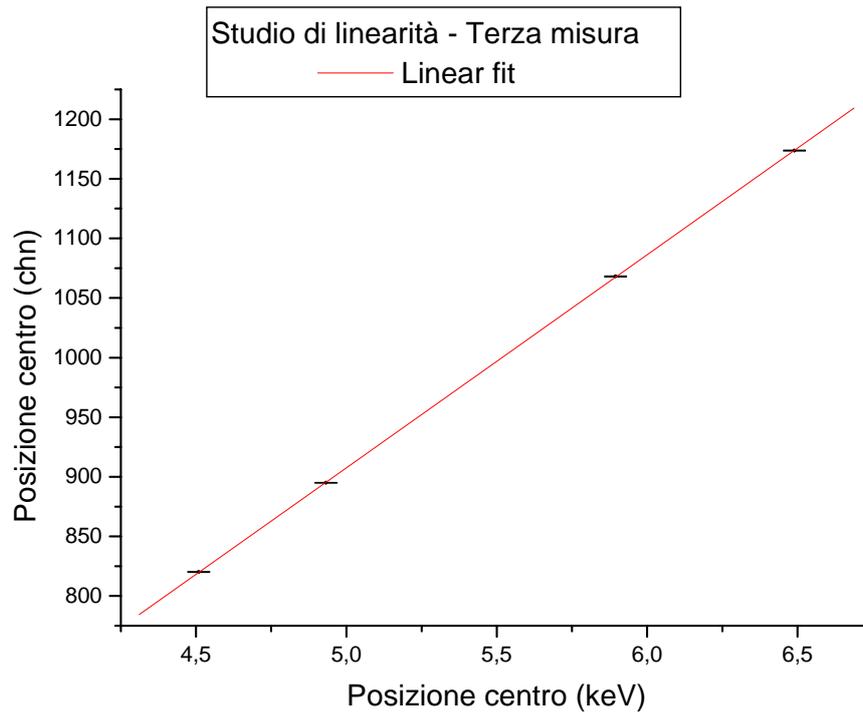


Figura 43: Studio di linearità eseguito effettuando un best fit lineare

Per questo fit i dati ottenuti sono:

$$a = 14,063 \pm 1,77$$

$$canale = a + b \cdot energia(keV)$$

$$b = 178,72 \pm 0,32$$

$$\frac{\chi^2}{DoF} = 1,25$$

Il dato che risalta agli occhi è il valore ottenuto per il χ^2/DoF , che confrontato con quello precedente ci indica che il comportamento della relazione tra canali ed energia è lineare con una buona approssimazione.

5.5 Conclusioni sugli studi di linearità

Lo studio di linearità condotto, anche essendo preliminare, ha confermato la supposizione di dipendenza lineare tra canali ed energia. Inoltre, i risultati ottenuti ci indicano che gli errori sistematici riconducibili ad una delle sorgenti potenziali più importanti, la linearità appunto, sono ridotti intorno alla stessa quantità degli errori statistici presenti: da questo

punto di vista risulta quindi fattibile una misura di ϵ e di Γ con una precisione statistica di qualche eV per l'idrogeno ed il deuterio kaonici, obiettivo di SIDDHARTA.

La linearità ricopre anche un altro ruolo fondamentale nell'esperimento. La taratura degli SDD in SIDDHARTA avverrà in contemporanea alla misura delle transizioni radiative degli atomi kaonici, ponendo dei fogli di materiale come ad esempio lo zirconio, il titanio e il rame sulla finestra d'entrata della radiazione della cella bersaglio. Gli atomi di questi elementi vengono eccitati dal passaggio dei kaoni, generando un background sincrono con la radiazione che gli SDD riescono a distinguere dalle transizioni radiative degli atomi kaonici. Lo spettro del background sincrono che forniscono i rivelatori, viene monitorato in tempo reale dall'elettronica di rivelazione, controllandone la linearità. La conoscenza della linearità del sistema SDD + elettronica read-out fornita da studi preliminari (categoria in cui rientra questo lavoro), rappresenta la chiave di un meccanismo a feed-back che permette non solo una taratura precisa e costante nel tempo del sistema, ma anche un controllo in tempo reale del suo corretto funzionamento. Qualunque malfunzionamento dell'apparato infatti si può ripercuotere sulla linearità, la quale in questo modo, assumerà la funzione di "campanello d'allarme".

6. Conclusioni generali

Il lavoro svolto e presentato in questa tesi ha come obiettivo lo studio della fattibilità della misura dei raggi X corrispondenti alle transizioni atomiche sul livello 1s per l'idrogeno e per il deuterio kaonici con una precisione (statistica e sistematica) di qualche eV, obiettivo dell'esperimento SIDDHARTA all'acceleratore DAΦNE ai LNF-INFN. Questa misura risulta essere di fondamentale importanza per lo studio della QCD in regime non perturbativo in sistemi con stranezza, come già esposto in questo lavoro. Una misura di questo genere è possibile solo se gli errori sistematici dell'apparato di rivelazione³⁰, risultano essere inferiori oppure dallo stesso ordine di grandezza degli errori statistici, che sono stati valutati attraverso simulazioni Monte Carlo intorno ai 2-3 eV. Al fine di verificare questa fondamentale condizione, si è proceduto andando a studiare le due più importanti sorgenti potenziali di errori sistematici: la stabilità e la linearità della catena SDD - elettronica read-out. Questo studio è stato effettuato su un prototipo SDD nel laboratorio SIDDHARTA dei LNF-INFN utilizzando una sorgente di raggi X (Fe_{55}) ed effettuando una serie di misure ampiamente presentate in questo lavoro, assieme alla loro dettagliata analisi.

Come abbiamo potuto osservare nella parte sugli studi di stabilità con le relative conclusioni, la fluttuazione massima in energia del sistema SDD + elettronica read-out nell'arco di 50 ore è di soli 4 eV. Questo valore, che indica delle buone prestazioni in stabilità, fa sì che uno degli errori sistematici più importanti, la stabilità appunto, sia ridotto alla stessa quantità degli errori statistici presenti, fornendo una prima risposta positiva alla domanda cui cerca di dare una risposta questo lavoro.

Lo studio di linearità presentato in questa tesi ricopre anch'esso un ruolo di fondamentale importanza. I risultati preliminari ottenuti dimostrano appunto una relazione lineare tra la risposta dell'elettronica di lettura (canali) e l'energia dei raggi X misurati, con importanti conclusioni sia per gli errori sistematici che per la strategia di calibrazione in energia dell'esperimento, come discusso in questo lavoro.

Possiamo quindi affermare che la misura delle quantità ϵ (spostamento) e Γ (allargamento), dovute alla presenza dell'interazione forte, relative alle transizioni

³⁰ L'apparato studiato, che utilizza per la prima volta per misure di spettroscopia di raggi X rivelatori di tipo SDD triggerabili di grande area (1cm²), accoppiati con un nuovo tipo di elettronica read-out, è stato costruito nella collaborazione SIDDHARTA anche con fondi Europei.

nell'idrogeno e nel deuterio kaonici sul livello 1s con una precisione di qualche eV risulta fattibile, rendendo SIDDHARTA a DAΦNE l'unico esperimento al mondo in grado di effettuare tale fondamentale misura, migliorando nel caso dell'idrogeno kaonico il risultato esistente di un ordine di grandezza ed effettuando la prima misura al mondo per il deuterio kaonico. SIDDHARTA attualmente è in fase di preparazione e test dell'apparato sperimentale (il lavoro svolto e presentato in questa tesi ne è stato una tappa fondamentale) e verrà installato per iniziare la presa dati ai Laboratori Nazionali di Frascati sull'acceleratore DAΦNE nel 2007.

Bibliografia:

D. F. Anagnostopoulos, S. Biri, V. Boisbourdain, M. Demeter, G. Borchert, J. P. Egger, H. D. Gotta, A. Gruber, M. Hennebach, et al., Nucl. Instrum. Methods B 205, 9 (2003).

M. Augsburger, D. Anagnostopoulos, G. Borchert, D. Chatellard, J. Egger, P. El-Khoury, H. Gorke, D. Gotta, P. Hauser, P. Indelicato, et al., Nucl. Phys. A 658, 149 (1999).

Beer G. et al. – Measurement of the kaonic hydrogen X-ray spectrum – Physical Review Letters – 3 June 2005.

Burcham and Jobes – Nuclear and Particle Physics - 1995

Cargnelli M. et al. – Silicon Drift Detectors for hadronic atom research – SIDDHARTA.

Curceanu (Petrascu) C. – Measurement of kaonic atoms at DAΦNE: What we can learn from their study.

Curceanu (Petrascu) C. – DEAR Kaonic Hydrogen results of the data analysis performed in Frascati – 18 December 2003.

Curceanu (Petrascu) C. et al. – SIDDHARTA technical note IR – 7 – Rate dependence of the SDD response (signal position and resolution) during the trigger tests on a 30 mm² chip performed at the Beam Test Facility (BTF) of LNF in the period 13 – 28 July 2004.

Fiorini C. et al. – SIDDHARTA technical note IR – 5 – Progress report on SDD stability improvement – 10 May 2004.

Fiorini C. et al. - SIDDHARTA technical note IR – 6 – Test of trigger on 30 mm² silicon drift detector prototype performed at the Beam Test Facility (BTF) of LNF in the period 13 – 18 July 2004.

C. Fiorini, A. Gianoncelli e A. Longoni *Un nuovo spettrometro xrf portatile per analisi non distruttive sul patrimonio culturale*, Politecnico di Milano 2005

Gatti E., A. Longoni, A. Castoldi, P. Rehak, M. Sampietro, A. Vacchi "Electrons Injection In Semiconductor Drift Chambers" - Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990)489.

Grassi N. – Rivelatori a deriva in silicio per spettroscopia X: studio del possibile utilizzo in misure PIXE con fascio esterno – 2001/2002.

Indelicato P. – Exotic Atoms – 12 September 2004.

Landau L. – Meccanica quantistica non relativistica – V edizione Agosto 2004

M. Iwasaky et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3067.

B. Jeckelmann, T. Nakada, W. Beer, G. de Chambrier, O. Elsenhans, K. L. Giovanetti, P. F. A. Goudsmit, H. J. Leisi, A. Ruetschi, O. Piller, et al., Phys. Rev. Lett. 56, 1444 (1986).

Marton J. – DEAR: Results on kaonic hydrogen – institute for medium energy physics – Vienna.

Marton J. – Exotic atom research at DAΦNE – RECFA Meeting, Innsbruck, 26 March 2004.

Petrascu C., SIDDHARTA technical note IR – 3, “Preliminary Monte Carlo simulation of the SIDDHARTA (Silicon Drift Detector for Hadronic Atom Research by Timing Application) setup and performance”, 25 August 2003

Sakurai JJ: Meccanica Quantistica Moderna - Zanichelli, Bologna, 1996

Taylor J. – Introduzione all’analisi degli errori – Bologna 2000

Zmeskal J. – SIDDHARTA technical note IR – 2 – The preliminary SIDDHARTA experimental setup – 25 August 2003.

Si ringraziano per la loro collaborazione

Marco Catitti
Florin C. Sirghi

