



UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI
FACULTATEA DE FIZICĂ



Fizica atomilor kaonici

*Prima măsurătoare a
atomilor de ^3He kaonic*

Rezumat al tezei de doctorat

Autor: Diana Laura Soare (Sîrghi)

Coordonator: Prof. Dr. Tatiana Angelescu

București, 2013

CUPRINS

CAPITOLUL 1 INTRODUCERE	4
CAPITOLUL 2 ATOMI EXOTICI – ASPECTE GENERALE	7
CAPITOLUL 3 FIZICA ATOMILOR DE HELIU KAONIC: INTERACȚIA TARE K –NUCLEU	10
3.1 MODELUL FENOMENOLOGIC DE POTENȚIAL OPTIC PENTRU ATOMII KAONICI	10
3.2 PREDIȚIILE STĂRILOR PROFUND LEGATE KAON-NUCLEU	13
3.3 CALCULUL LĂRGIMII ȘI DEPLASĂRII NIVELULUI 2P ÎN HELIU KAONIC REALIZAT DE AKAISHI ȘI YAMAZAKI	15
CAPITOLUL 4 ATOMII DE HELIU KAONIC	17
4.1 NIVELELE ENERGETICE PENTRU ATOMII DE HELIU KAONIC	17
4.2 EXPERIMENTELE PRECEDENTE - “PUZZLE-UL HELIULUI KAONIC”	19
4.3 EXPERIMENTUL E570 DE LA KEK (2007).....	21
4.4 CONFIRMAREA EXPERIMENTALĂ A “PUZZLE-ULUI HELIULUI KAONIC” – EXPERIMENTUL SIDDHARTA	22
4.5 SITUAȚIA EXPERIMENTALĂ A MĂSURĂTORILOR PENTRU ATOMII DE ^3He -KAONIC.....	25
CAPITOLUL 5 EXPERIMENTUL SIDDHARTA.....	26
5.1 ACCELERATORUL DAΦNE	26
5.2 APARATUL EXPERIMENTAL SIDDHARTA	28
5.2.1 <i>Ținta criogenică</i>	29
5.2.2 <i>Detectorul de kaoni (triggerul de kaoni)</i>	31
5.2.3 <i>Detectorii de Siliciu cu Drift (Silicon Drift Detector –SDD)</i>	32
CAPITOLUL 6 LISTA DATELOR ACHIZIȚIONATE ȘI STRUCTURA FIȘIERELOR DE DATE	35
6.1 LISTA DATELOR ACHIZIȚIONATE	35
6.2 STRUCTURA FIȘIERELOR DE DATE SIDDHARTA	37
CAPITOLUL 7 ANALIZA DATELOR EXPERIMENTALE.....	38
7.1 CATEGORII DE DATE ACHIZIȚIONATE DE EXPERIMENTUL SIDDHARTA	38
7.1.1 <i>Datele de calibrare</i>	38
7.1.2 <i>Datele de producere (“in-beam” data)</i>	39
7.2 DATELE UTILIZATE ÎN ANALIZA ATOMILOR DE ^3He KAONIC	41
7.3 ANALIZA DATELOR DE LA ATOMII DE ^3He KAONIC	41
7.3.1 <i>Calibrarea și selecția SDD-urilor</i>	41
7.3.2 <i>Analiza datelor de producere pentru atomii de ^3He kaonic</i>	42
7.3.2.1 <i>Datele de producere necorelate cu coincidența kaonilor (“self trigger data”)</i>	42

7.3.2.2	Acuratețea scalei energetice a datelor de producere	44
7.3.2.3	Datele de producere: datele de coincidență	45
7.3.2.4	Analiza spectrului de ^3He kaonic	46
7.3.2.4.1	Determinarea deplasării nivelului 2p datorată interacției tari	46
7.3.2.4.2	Determinarea lărgimii nivelului 2p datorată interacției tari	48
CAPITOLUL 8 CONCLUZII ȘI PERSPECTIVE DE VIITOR		51
8.1	CONCLUZII	51
8.2	PERSPECTIVE DE VIITOR	53
BIBLIOGRAFIE		54

CAPITOLUL 1

INTRODUCERE

Această teză reprezintă o încununare a activității de cercetare în ultimii 15 ani (1993-2013) la Laboratorul Național de la Frascati, INFN, Italia, în cadrul colaborărilor științifice DEAR/SIDDHARTA. Experimentul SIDDHARTA (Silicon Drift Detector for Hadronic Atom Research by Timing Application) continuă linia științifică inițiată de experimentul DEAR (DAΦNE Exotic Atom Research), dedicată măsurătorilor de precizie ale tranzițiilor de raze X emise de atomii exotici (kaonici).

Scopul experimentului SIDDHARTA este determinarea experimentală, pentru prima oară, a lungimii de împrăștiere antikaon-nucleon, prin măsurarea deplasării (ϵ)- și a lărgimii (Γ) –cu o precizie de ordinul eV - în hidrogenul kaonic și deuteriul kaonic. Studiul atomilor exotici (hidrogenul kaonic și deuteriul kaonic) permite obținerea de informații, în mod direct, privind dependența de izospin a lungimii de împrăștiere antikaon–nucleon, esențială pentru înțelegerea ruperii de simetrie chirală și în general, a teoriei QCD în regim non-perturbativ.

Marele fizician R. H. Dalitz afirma: *“Cel mai important experiment care se poate realiza în fizica interacției kaon-mezon la energii joase este determinarea deplasării nivelului energetic în atomii K^*p și K^*d , datorită conexiunii directe cu fizica interacțiilor KN și a completei independențe față de orice alt tip de măsurătoare a acestei interacții”*.

Autoarea acestei teze a participat la toate fazele experimentului SIDDHARTA, de la prezentarea proposalului, la efectuarea testelor preliminariei pentru detectorii de tip Silicon Drift Detecor (SDD), la optimizarea și instalarea aparatului experimental în acceleratorul DAΦNE, la achiziția și analiza datelor experimentale.

Interacția antiakon-nucleon în regim de energii joase (de ordinul keV) nu este nici simplă, nici bine înțeleasă. Există o lungă istorie privind studiul atomilor exotici, care putem spune că își are începutul acum 50 de ani, când primele fascicule de mezoni au fost disponibile. În ultimii ani, cercetările au fost concentrate pe spectroscopia de raze X a atomilor hadronici simpli, cu stranietate, ca de exemplu, hidrogenul kaonic sau izotopii de heliu (^3He and ^4He) pentru a obține informații precise privind interacția tare.

O pagină importantă în studiul atomilor exotici a fost realizată de experimentele DEAR/SIDDHARTA de la coliderul DAΦNE, accelerator care furnizează un fascicul unic în lume, de kaoni încărcăți, de energie joasă.

Deși obiectivul principal al experimentului SIDDHARTA a fost măsurarea atomilor de hidrogen kaonic și deuteriu kaonic, în cadrul experimentului SIDDHARTA, au fost realizate și măsurători ale atomilor de heliu kaonic (tranziții către nivelul $2p$ în atomii de ^3He și ^4He).

SIDDHARTA a realizat următoarele măsurători de kaoni atomici: măsurarea tranzițiilor de raze X către nivelul $1s$ în hidrogenul kaonic - SIDDHARTA a realizat cea mai precisă măsurătoare a acestor tranziții, rezultatul fiind publicat în [36]; măsurarea tranzițiilor de raze X către nivelul $2p$ în ^4He kaonic - SIDDHARTA a realizat prima măsurătoare într-o țintă gazoasă de ^4He , rezultatul fiind publicat în [29, 30]; măsurarea tranzițiilor de raze X către nivelul $2p$ în ^3He kaonic - acest tip de măsurători a fost realizat pentru prima dată în lume în cadrul experimentului SIDDHARTA, rezultatul fiind publicat în [30, 38]; măsurarea tranzițiilor de raze X către nivelul $1s$ în deuteriul kaonic - măsurătoare exploratorie, rezultatul fiind publicat în [39].

Scopul acestei teze este prezentarea unei descrieri detaliate a metodei de măsurare și analiză a datelor experimentale pentru tranziția $3d \rightarrow 2p$ în atomii kaonici de ^3He , utilizând datele experimentale obținute de experimentul SIDDHARTA. Tranziția $3d \rightarrow 2p$ în atomii kaonici de ^3He nu a mai fost măsurată, această măsurătoare fiind realizată pentru prima oară în lume în cadrul experimentului SIDDHARTA.

În cadrul acestei lucrări au fost determinate deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ în atomii kaonici de ${}^3\text{He}$.

Această lucrare este organizată după cum urmează.

Capitolul doi este dedicat fizicii atomilor exotici, subliniind proprietățile și importanța acestor sisteme.

Capitolul trei prezintă fizica atomilor de heliu kaonic.

În capitolul patru este prezentat procesul de formare al atomilor de heliu kaonic, calculul nivelelor electromagnetice în heliu kaonic precum și o prezentare a datelor experimentale existente pentru deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ în atomii de heliu kaonic.

Capitolul cinci este dedicat descrierii experimentului SIDDHARTA și a acceleratorului DAΦNE.

Capitolul șase conține lista de date achiziționate de experimentul SIDDHARTA, precum și structura fișierelor utilizate în analiza datelor.

Capitolul șapte este dedicat analizei datelor experimentale pentru atomii de ${}^3\text{He}$ kaonic, rezultatele obținute pentru deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ în ${}^3\text{He}$ kaonic fiind prezentate în acest capitol.

Capitolul opt este dedicat concluziilor și planurilor de viitor. Rezultatele obținute pentru deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ în ${}^3\text{He}$ kaonic sunt în deplin acord cu predicțiile teoretice, nu au fost observate valori mari pentru deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ în ${}^3\text{He}$ kaonic.

Pornind de la succesul experimentului SIDDHARTA și utilizând acceleratorul DAΦNE, care a demonstrat că este o “fabrică ideală de kaoni”, în prezent, se realizează o îmbunătățire a aparatului experimental, SIDDHARTA-2, cu scopul de a realiza măsurători precise de atomi kaonici, ca de exemplu măsurătoarea deuteriului kaonic, dar și măsurători ale tranzițiilor de raze X către nivelul $1s$ pentru atomi de ${}^3\text{He}$ și ${}^4\text{He}$ kaonic.

CAPITOLUL 2

ATOMI EXOTICI – ASPECTE GENERALE

În viziunea clasică, atomii sunt formați dintr-un nucleu central, încărcat pozitiv, înconjurat de electroni negativi care ocupă o serie de orbite. Atomii exotici se formează atunci când o particulă încărcată negativ, ca de exemplu μ^- , π^- , K^- , \bar{p} , Σ^- , sau E^- , intră într-o țintă, își pierde energia cinetică prin procese de ionizare și excitare a atomilor din mediu, și în cele din urmă este capturată într-o orbită atomică, înlocuind un electron.

De obicei, atomii exotici (kaonici) se formează într-o stare extrem excitată (numărul cuantic principal n al orbitei pe care se face captura în cazul heliului kaonic este ~ 30). După formare, atomul kaonic se dezexcită printr-o serie de procese (efectul Augger, dezexcitări Coulomb, împrăștieri).

Fermi and Teller [1], în lucrarea lor originală privind formarea atomilor exotici, au arătat că timpul necesar ca o particulă să fie capturată și să se dezexcite către nivelul fundamental al atomilor exotici este de 10^{-12} s. Procesul este foarte complicat și are loc în mai multe etape. Atunci când kaonul ajunge pe stări cuantice caracterizate de numere cuantice n și l mici, kaonul și nucleonul încep să interacționeze tare, iar kaonul este absorbit de proton prin intermediul interacției tari.

Interacția tare între kaon și nucleon determină o deplasare a nivelelor energetice joase față de poziția lor pur electromagnetică și o lărgire a acestora.

În cazul heliului kaonic, tranziția $3d \rightarrow 2p$ este cea mai importantă din punct de vedere experimental, deoarece este singura tranziție afectată de interacția tare, marea majoritate a kaonilor sunt absorbiți, fără a putea realiza tranziții radiative către starea $1s$.

Pentru atomii exotici, energia de legătură B_n este proporțională cu masa redusă a particulei capturate și nucleu (A,Z), în timp ce raza Bohr este proporțională cu

$1/m_{red}$:

$$B_n = m_{red} c^2 \alpha^2 Z^2 / 2n^2 \quad (2.1)$$

$$r_B = \frac{\hbar}{m_{red} c^2 \alpha Z} \quad (2.2)$$

Simbolurile α , Z , n , l reprezintă constanta structurii fine, sarcina nucleară, numărul cuantic principal, numărul cuantic secundar orbital; m_{red} este definită ca: $m_{red} = (m_N m) / (m_N + m)$, unde m_N este masa nucleonului și m este masa particulei exotice.

Se observă că energiile implicate (2.1) sunt cu mult mai mari decât cele corespunzătoare stărilor atomice normale, iar razele (2.2) sunt mai mici cu același factor. De exemplu, pentru un atom exotic de tip miuonic, raza orbitei este de aproximativ 200 ori mai mică, iar energia nivelului este de aproximativ 200 ori mai mare decât în cazul unui atom normal.

În ultimii 60 de ani, studiul atomilor exotici a acoperit o gamă largă de investigații [2]:

- Interacția tare la prag
- Determinarea maselor și momentelor magnetice ale particulelor încărcate negativ
- Studiul interacției slabe
- Teste pentru electrodinamica cuantică (QED)
- etc

Evoluția studiului atomilor exotici este strâns legată de progresul metodelor experimentale de cercetare. Dacă la începuturi, se măsurau raze X cu energii ordinul zecilor de keV până la MeV, utilizând scintilatori de NaI(Tl), dezvoltarea detectorilor cu semiconductor a condus la un progres substanțial în spectroscopia atomilor exotici. Un pas important a fost obținut prin folosirea spectrometrelor de cristal la “fabricile

de mezoni” de la Paul-Scherrer-Institut (PSI) , TRIUMF, și LAMPF, care au furnizat fascicule intense de muoni și pioni. Începând cu anul 1983 până în 1996, prin utilizarea fascicule de antiprotoni au fost disponibile la LEAR (CERN), fizica atomilor exotici a devenit fizică de mare precizie. În prezent, acceleratorul DAΦNE reprezintă un pas important în studiul atomilor kaonici.

CAPITOLUL 3

FIZICA ATOMILOR DE HELIU KAONIC:

INTERACȚIA TARE K^- -NUCLEU

Măsurarea deplasărilor și largimilor nivelelor energetice în atomii exotici, datorate interacției tari, reprezintă o metodă unică și precisă pentru a determina interacția tare K^- -nucleu la energie joasă (de prag). Din acest motiv, au fost realizate un număr mare de experimente în care s-au măsurat razele X emise de atomii exotici, utilizând ținte diverse, de la hidrogen la uraniu.

Efectul interacției tari între particula care orbitează și nucleu în atomii exotici, poate fi descrisă utilizând modele macroscopice sau microscopice:

- modelul fenomenologic (macroscopic) al potențialului optic este un model în care parametrii potențialului reprezintă interacția dintre particulă și nucleu; parametrii acestui model sunt ajustați pentru a obține un fit bun al măsurătorilor experimentale.
- Modelul microscopic este un model în care interacția particulei cu fiecare nucleon din nucleu este sumată, iar rezultatul este comparat cu valorile experimentale. Acest model este foarte restrictiv, poate lua în considerare doar câțiva nucleoni, și poate fi utilizat doar pentru atomii exotici ușori.

3.1 Modelul fenomenologic de potențial optic pentru atomii kaonici

Modelul de potențial optic a avut un succes important în fitul datelor experimentale de interacție tare pentru atomii hadronici, în particular pentru atomii kaonici (cu excepția atomilor ușori ca de exemplu K^- H și ^4He), un număr mare de

nuclee fiind studiate [3]. Interacția tare dintre particulă și nucleu este descrisă cu ajutorul unor forme de potențial. Lărgimea și deplasarea energetică a nivelelor energetice în atomii exotici datorate interacției tari sunt calculate prin introducerea potențialului în ecuația Klein-Gordon. Potențialul Coulomb datorat lărgimii finite a distribuției de sarcină trebuie inclus și în anumite cazuri, acesta este combinat cu potențialul de polarizare a vidului.

Seki și Wiegand [4] au analizat toate datele disponibile pentru atomii kaonici utilizând un potențial optic simplu, care a fost caracterizat de o interacție kaon-nucleon “efectivă”.

Mai târziu, Batty [5] a obținut un potențial optic fenomenologic atractiv și lungimi de împrăștiere kaon-nucleon “efective”, prin fit-ul datelor experimentale existente pentru atomii kaonici cu $Z > 2$.

Pentru atomii kaonici, potențialul optic care descrie interacția dintre hadron și nucleu are următoarea formă:

$$V = -\frac{2\pi}{\mu} \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) [a_{Hn}^{eff} \rho_n(r) + a_{Hp}^{eff} \rho_p(r)] \quad (3.1)$$

unde μ este masa redusă a sistemului hadron-nucleu, m este masa nucleonului, $\rho_n(r)$ și $\rho_p(r)$ sunt distribuțiile de densitate ale protonului și neutronului normalizate la numărul de nucleoni, iar a_{Hn}^{eff} și a_{Hp}^{eff} sunt lungimile complexe de împrăștiere “effective” pentru interacțiile hadron-neutron și respectiv hadron-proton.

Ca o notă, a fost utilizată convenția de semn în care valoarea pozitivă pentru partea imaginară a lungimii de împrăștiere efectivă corespunde absorbției, iar valoarea negativă pentru V corespunde unui potențial atractiv.

Presupunând că distribuțiile de densitate ale protonului și neutronului sunt egale, potențialul poate fi scris ca:

$$V = -\frac{2\pi}{\mu} \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) \bar{a} \rho(r) \quad (3.2),$$

unde $\rho(r)$ este distribuția de densitate a nucleonilor, iar \bar{a} este media complexă a lungimilor complexe de împrăștiere “effective” hadron-nucleon.

În calculele realizate de Batty [5, 6], potențialul optic a fost introdus în ecuația Klein-Gordon, împreună cu potențialul Coulomb ce conține distribuția finită de sarcină și prima aproximare $\alpha(Z\alpha)$ pentru potențialul de polarizare a vidului. Deplasările și lărgimile energetice ale nivelelor energetice ale atomilor exotici au fost

obținute prin rezolvarea ecuației, iar partea reală (a_R) și imaginară (a_I) pentru \bar{a} au fost ajustate în mod automat de o rutină astfel încât să se obțină un fit cât mai bun al datelor experimentale.

Datele utilizate în această analiză au fost luate din literatură, pentru atomii kaonici [7-14] și reprezintă toate măsurătorile existente pentru $Z > 2$.

Figura 3.1 reprezintă fit-ul pentru lărgimile și deplasările energetice datorate interacției tari în atomii kaonici.

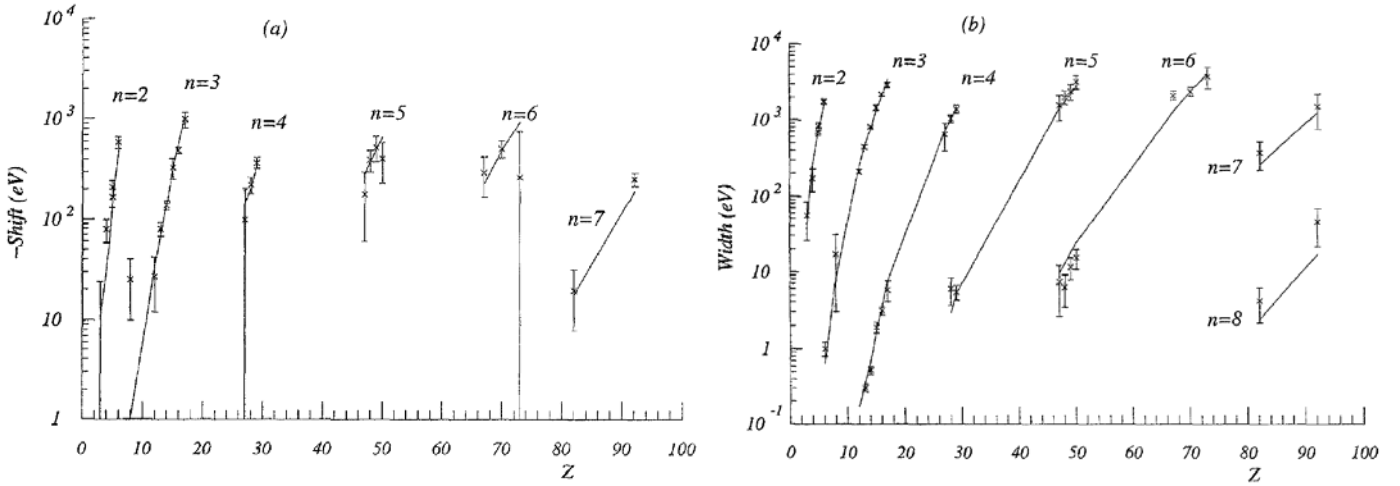


Figura 3.1: Deplasările (a) și lărgimile (b) energetice în atomii kaonici.

Linia continuă reprezintă fitul datelor obținute cu:

$$\bar{a} = (0.34 \pm 0.03) + i(0.84 \pm 0.03)fm$$

Potențialul optic V care descrie interacția hadron-nucleu, are o parte atractivă, ce reprezintă energia de legătură între particulă și nucleu, și o parte imaginară absorbitivă, ce reprezintă lărgimea tranziției.

Rezultatele obținute din deplasările și lărgimile au dat următoarea valoare:

$$\bar{a} = (0.34 \pm 0.03) + i(0.84 \pm 0.03) fm \quad (3.3)$$

În rezultatul de mai sus, se observă că potențialul optic K^- -nucleu este atractiv, în timp ce toate deplasările măsurate datorate interacției tari sunt de tip repulsiv. (Deplasare “repulsivă” înseamnă că nivelul atomic este deplasat în partea de sus, deci

energia razei X emise este mai mică decât tranziția electromagnetică pur Coulombiană).

Principala dificultate în fit-ul fenomenologic al datelor de kaoni atomici constă în faptul că potențialul optic este atractiv, în timp ce partea reală a amplitudinii $\bar{K}N$ este repulsivă.

Acest lucru se datorează faptului că în interacția nucleară a K^- la energii joase, un rol important este determinat de dinamica hiperonului $\Lambda(1405)$, care este considerat ca fiind o stare legată instabilă $\bar{K}N$ pentru $I=0$, aflată la 27 MeV sub pragul K^-p .

În 1980, o explicație teoretică pentru inversarea de semn a fost dată de Deloff [15], care consideră că forma potențialului efectiv este egală cu cea a densității nucleare, iar adâncimea este dată de funcția non-lineară a lungimilor de împrăștiere $\bar{K}N$.

Deloff a definit potențialul optic ca o funcție non-lineară de lungimile de împrăștiere kaon-nucleon:

$$\bar{a} = \frac{1}{2} \left(\frac{a_{K^-p}}{1 + \frac{a_{K^-p}}{bq}} + \frac{a_{K^-n}}{1 + \frac{a_{K^-n}}{bq}} \right) \quad (3.4)$$

unde a_{K^-p} și a_{K^-n} sunt lungimile de împrăștiere de K^-p și K^-n la prag și bq este un parametru legat de forma interacției kaon-nucleon.

În prezent, schimbarea de semn a părții reale a lungimii de împrăștiere efective este bine înțeleasă ca fiind o problemă care depinde de interpretarea densității.

Interacția kaonilor cu mediul nuclear este descrisă în termeni de potențial optic kaon nucleu și este construită ca o sumă de interacții ale kaonului cu fiecare nucleon în parte $V_K(\rho) \sim F_{KN} \rho$, unde, F_{KN} este amplitudinea elementară efectivă de împrăștiere și ρ este densitatea nucleară.

3.2 *Predicțiile stărilor profund legate kaon-nucleu*

Conceptul de *stări profund legate kaon-nucleu* a fost introdus acum 30 de ani, de Seki [16] și Koch [17] în cadrul modelului de potențial optic.

Pentru a putea explica discrepanța între predicțiile modelului optic pentru tranziția $3 \rightarrow 2$ în cazul $K^- - {}^4\text{He}$ [18] și cele mai noi date experimentale, Batty a introdus posibilitatea existenței unei stări legate a kaonului în nucleu de heliu [18]. O stare legată kaon-nucleu poate da naștere la deplasări și lărgimi mari ale nivelelor atomice.

Presupunând că lungimea de împrăștiere efectivă poate fi scrisă ca:

$$V_{opt} = -\frac{2\pi}{\mu} \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) \bar{a} \rho(r) \quad (3.15),$$

unde μ masa redusă a sistemului $K^- - {}^4\text{He}$, m este masa nucleonului, $\rho(r)$ este distribuția de densitate a nucleonilor iar \bar{a} este lungimea efectivă de împrăștiere, atunci legătura între deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ în atomul de heliu kaonic este reprezentată în Figura 3.2.

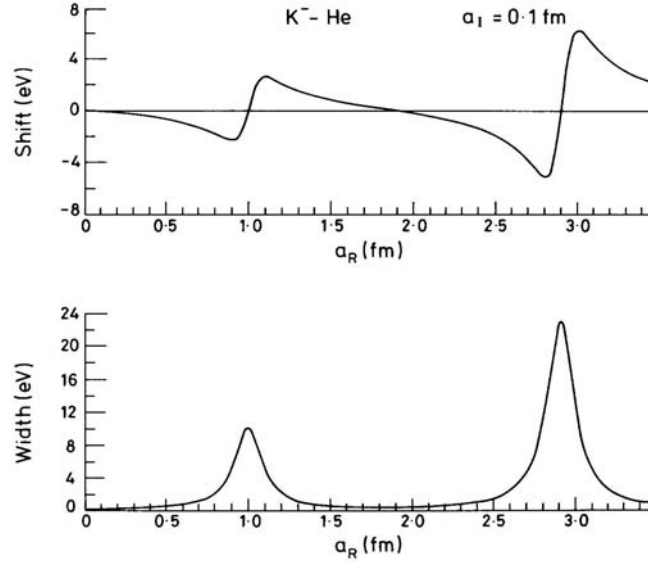


Figura 3.2: Deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ calculate în cazul atomului de heliu kaonic [18].

Stările legate ale kaonului în nucleu pot da naștere la deplasări și lărgimi mari ale stărilor atomice în atomii kaonici. Oscilațiile pentru deplasarea și lărgimea nivelelor atomice corespund cazurilor în care a_R (a_R este partea reală a $\bar{a} = a_R + ia_I$) este destul de mare pentru a produce stări legate kaon-nucleu.

În anii 1990, stările legate au fost prezise ca “stări profund legate kaon-atom”, printr-un fit global al tuturor datelor existente pentru razele X emise de atomii kaonici [19].

Stările profund legate kaon nucleu au fost pentru prima dată prezise de Wycech [20], iar în anii următori au avut loc discuții aprinse privind existența acestor stări. Akaishi și Yamazaki [21], au prezis că astfel de stări pot fi formate în urma interacției K^- cu nuclee ușoare (ca de exemplu ^3He , ^4He), datorită interacției puternic atractivă K^-p .

3.3 Calculul lărgimii și deplasării nivelului $2p$ în heliu kaonic realizat de Akaishi și Yamazaki

Akaishi [22] a calculat efectul interacției tari în cazul atomilor de K^- - ^3He și K^- - ^4He utilizând modelul de canale cuplate, în care a folosit existența stărilor profund legate kaon nucleu.

În Figura 3.3 sunt prezentate deplasările și lărgimile nivelului $2p$ calculate de Akaishi [22] pentru atomii de K^- - ^3He și K^- - ^4He .

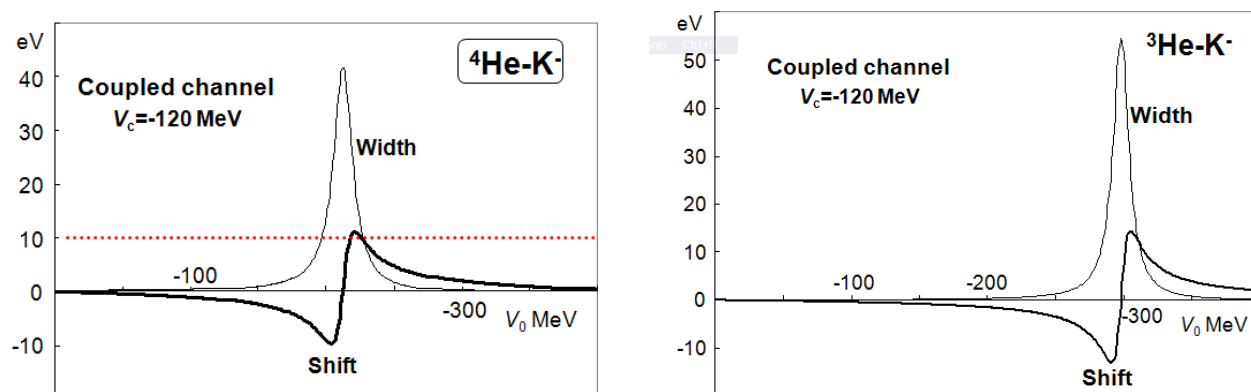


Figura 3.3: Deplasarea nivelului $2p$ pentru atomii de K^- - ^4He și K^- - ^3He , calculate utilizând modelul de canale cuplate, cu $U_{coupl} = 120 \text{ MeV}$ [22].

Modelul Akaishi prezice existența stărilor legate $2p$ kaon-nucleu, stări care conduc la o posibilă existență a deplasărilor și lărgimilor “anormale” pentru nivelul $2p$ în cazul atomilor de ${}^4\text{He}$ și kaonic ${}^3\text{He}$. Deplasările “anormale” sunt de ordinul $|\Delta E_{2p}| \leq 10$ eV, iar lărgimile de ordinul ≤ 50 eV.

Daca astfel de deplasări și lărgimi “anormale” ale nivelului $2p$ în heliu kaonic ar fi măsurate, s-ar putea obține informații privind existența stărilor profund legate kaon-nucleu.

CAPITOLUL 4

ATOMII DE HELIU KAONIC

4.1 Nivelele energetice pentru atomii de heliu kaonic

Atomul kaonic se formează atunci când un kaon încărcat negativ intră într-o țintă, își pierde energia cinetică prin procese de ionizare și excitare a atomilor din mediu, și în cele din urmă este capturat într-o orbită atomică, înlocuind un electron. De obicei, atomii kaonici se formează într-o stare extrem de excitată (numărul cuantic principal n al orbitei pe care se face captura în cazul heliului kaonic este ~ 30). După formare, atomul kaonic se dezexcită printr-o serie de procese (efectul Augger, dezexcitări Coulomb, împrăștieri), cascada având timpul mediu în helium de 10^{-12} s [23]. Atunci când kaonul ajunge pe stări cuantice caracterizate de numere cuantice n și l mici, kaonul și nucleonul încep să interacționeze tare, iar kaonul este absorbit de proton prin intermediul interacției tari.

Interacția tare între kaon și nucleon determină o deplasare a nivelelor energetice joase de la poziția lor pur electromagnetică și o lărgire a acestora.

În cazul heliului kaonic, tranziția $3d \rightarrow 2p$ este cea mai importantă din punct de vedere experimental, putând fi singura tranziție afectată de interacția tare, marea majoritate a kaonilor sunt absorbiți fără a putea realiza tranziții radiative către starea $1s$.

Din punct de vedere experimental, deplasarea ε a nivelelor atomice datorată interacției tari, poate fi obținută ca diferența între energia măsurată a razelor emise în urma tranziției către nivelul $2p$ și energia nivelului $2p$, calculată pur-electromagnetic:

$$\varepsilon = E_{exp} - E_{e.m.} \quad (4.1)$$

Figura 4.1 prezinta schema de nivele energetice în cazul atomilor de heliu kaonic, influența interacției tari asupra nivelului $2p$.

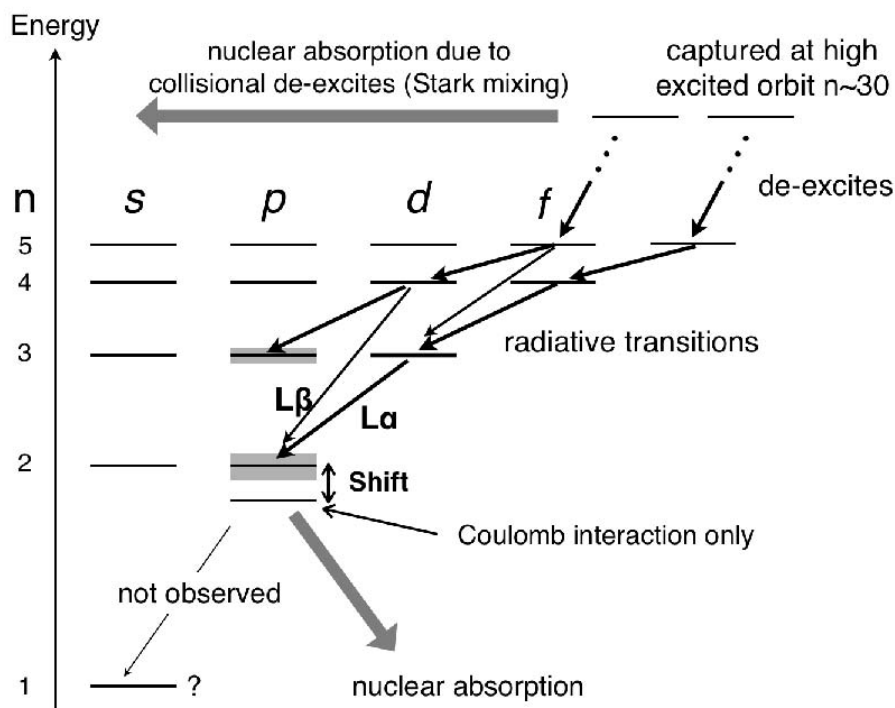


Figura 4.1: Schema de nivele energetice pentru atomii de heliu kaonic și influența interacției tari asupra nivelului $2p$.

Tabelul 4.1 prezintă valorile calculate de Koike [24], pentru tranzițiile de raze X către nivelul $2p$ în cazul atomilor de $K^- - ^4\text{He}$.

Tranziția	Razele X	Energia (eV)
$3d \rightarrow 2p$	$L\alpha$	6463.46
$4d \rightarrow 2p$	$L\beta$	8721.73
$5d \rightarrow 2p$	$L\gamma$	9766.78
$6d \rightarrow 2p$	$L\delta$	10334.43

Tabelul 4.1: Tranzițiile de raze X către nivelul $2p$ pentru atomii de $K^- - ^4\text{He}$ [24].

Tabelul 4.2 prezintă valorile calculate de Koike [24], pentru tranzițiile de raze X către nivelul $2p$ în cazul atomilor de K^- - ${}^3\text{He}$.

Tranziția	Razele X	Energia (eV)
$3d \rightarrow 2p$	L_α	6224.6
$4d \rightarrow 2p$	L_β	8399.5
$5d \rightarrow 2p$	L_γ	9406.0
$6d \rightarrow 2p$	L_δ	9952.7

Tabelul 4.2: Tranzițiile de raze X către nivelul $2p$ pentru atomii de K^- - ${}^3\text{He}$ [24].

4.2 Experimentele precedente - “Puzzle-ul heliului kaonic”

Deplasările și lărgimile atomilor kaonici au fost măsurate, utilizând ținte cu numărul atomic Z între 1 și 92. Datele experimentale pentru deplasările și lărgimile atomilor kaonici au fost foarte bine descrise, utilizând modelul de potențial optic, doar pentru atomii cu $Z \geq 3$.

Până de curând a existat o contradicție între calculele teoretice și datele experimentale pentru atomii de heliu kaonic ($Z=2$).

În anii 70’-80’ heliul kaonic, în particular ${}^4\text{He}$ -kaonic, a fost măsurat în cadrul a trei experimente.

Primul experiment în care s-a măsurat shiftul nivelului $2p$ pentru ${}^4\text{He}$ -kaonic a fost realizat în 1971 de către Clyde E. Wiegand și Richard H. Pehl [25] la Bevatron of the Lawrence Berkeley Laboratory, iar spectrul obținut este prezentat în Figura 4.2. În acest experiment s-a utilizat ${}^4\text{He}$ lichid la o temperatură de 2.5K, iar detectorii folosiți au fost de tip Si(Li), cu o rezoluție energetică de 340eV la 6.4 keV.

Deplasarea nivelului $2p$ măsurată de acest experiment în ${}^4\text{He}$ –kaonic lichid este [25]:

$$\varepsilon = -41 \pm 33 \text{ eV}$$

Cel de-al doilea experiment în care s-au măsurat deplasarea, dar și lărgimea nivelului $2p$ pentru atomii de ${}^4\text{He}$ -kaonic a fost realizat în 1979 de C. J. Batty *et al.* [26] la Rutherford Laboratory, iar spectrul obținut este prezentat în Figura 4.2. În acest experiment s-a utilizat tot o țintă ${}^4\text{He}$ lichid la o temperatură de 77K, iar detectorii folosiți au fost de tip Si(Li), cu o rezoluție energetică de 250 eV la 6.4 keV.

Deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ măsurate de acest experiment în ${}^4\text{He}$ –kaonic lichid sunt [26]:

$$\varepsilon = -35 \pm 12 \text{ eV}$$

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

Cel de-al treilea experiment în care s-au măsurat deplasarea, dar și lărgimea nivelului $2p$ pentru atomii de ${}^4\text{He}$ -kaonic a fost realizat în 1983 tot de S. Baird *et al.* , [27], utilizând fasciculul de kaoni de la CERN proton -synchrotron (PS), iar spectrul obținut este prezentat în Figura 4.2.

Deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ măsurate de acest experiment în ${}^4\text{He}$ –kaonic lichid sunt [27]:

$$\varepsilon = -50 \pm 12 \text{ eV}$$

$$\Gamma = 100 \pm 40 \text{ eV}$$

Cele trei experimente realizate în anii 70-80 au avut un rezultat consistent pentru deplasarea nivelului $2p$ în ${}^4\text{He}$ -kaonic, valorile medii pentru deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ sunt:

$$\varepsilon = -43 \pm 8 \text{ eV}$$

$$\Gamma = 55 \pm 34 \text{ eV},$$

Pe de altă parte, toate calculele teoretice bazate pe atomici kaonici cu $Z > 2$, au prezis o deplasare compatibilă cu 0 eV pentru nivelul $2p$ în heliu kaonic [18].

Alte teorii recente, bazate pe posibila existență a stărilor profund legate kaon-nucleu, prezic o deplasare maximă a nivelului $2p$ în atomii de heliu kaonic de cel mult 10 eV și o lărgime maxima a nivelului de 50 eV [18] .

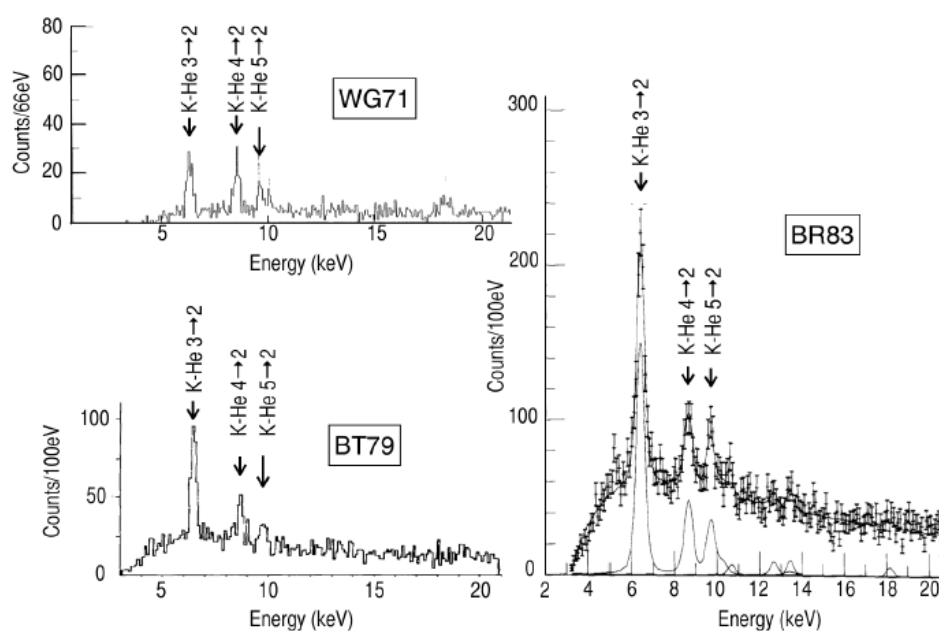


Figura 4.2 Spectrele de raze X obținute în experimentele precedente, WG71 [25], BT79 [26], BR83 [27].

Toate modelele teoretice nu au putut explica valoarea mare a deplasării obținute de cele trei experimente realizate în anii 70-80, iar această diferență între rezultatele experimentale și predicțiile teoretice este cunoscută ca “puzzle-ul heliului kaonic”.

4.3 Experimentul E570 de la KEK (2007)

Cel mai recent experiment efectuat pentru măsurarea atomilor de ^4He -kaonic este experimentul E570, realizat în 2007 la KEK, Japonia [28]. În acest experiment s-a utilizat ^4He superfluid, iar ca detectori s-au folosit opt detectori de tip Silicon Drift Detector (SDD), cu o rezoluție energetică de 190 eV la 6.4 keV. Spectrul obținut în acest experiment este prezentat în Figura 4.3.

Deplasarea nivelului $2p$ măsurată de acest experiment în ${}^4\text{He}$ –kaonic lichid este [28]:

$$\varepsilon = 2 \pm 2(\text{stat}) \pm 2(\text{syst}) \text{ eV},$$

Rezultatul obținut de experimentul E570 pentru deplasarea nivelului $2p$ în ${}^4\text{He}$ –kaonic este consistent cu calculele teoretice care prezic o deplasare a nivelului comparabilă cu 0 eV, deci putem spune că “puzzle-ul heliului kaonic” a fost rezolvat.

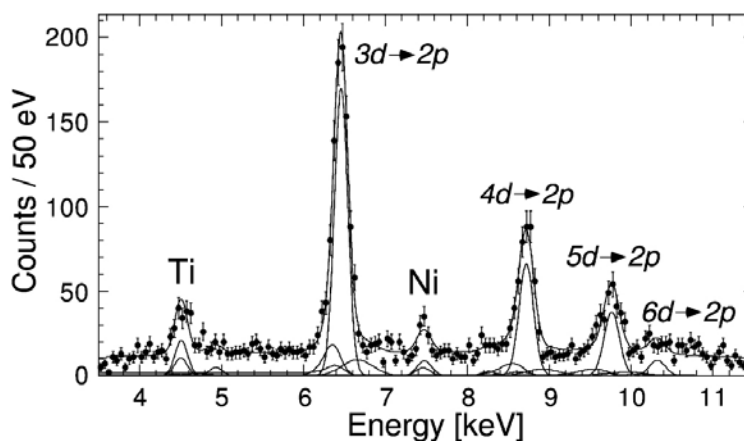


Figura 4.3: Spectrul de raze X măsurat de experimentul E570 (2007) [28].

4.4 Confirmarea experimentală a “puzzle-ului heliului kaonic” – experimentul SIDDHARTA

Experimentul realizat în 1997 la KEK a obținut o deplasare a nivelului $2p$ pentru ${}^4\text{He}$ -kaonic: $\Delta E = +2 \pm 2(\text{stat}) \pm 2(\text{syst})\text{eV}$ [28], valoare care este consistentă cu predicțiile teoretice.

În același timp, rezultatul obținut de acest experiment este în contradicție cu rezultatele obținute de cele trei experimente realizate în anii 70-80, deci o nouă confirmare experimentală a rezultatului obținut de experimentul de la KEK ar fi necesară.

O nouă măsurătoare a atomilor de ${}^4\text{He}$ -kaonic a fost realizată în cadrul experimentului SIDDHARTA, experiment care s-a desfășurat la acceleratorul DAΦNE de la INFN-LNF, Frascati, Italia [29]. O descriere detaliată a experimentului SIDDHARTA este efectuată în capitolul următor.

Principalul avantaj al experimentului SIDDHARTA față de toate experimentele precedente, a fost utilizarea unei ținte gazoase de heliu, de densitate mică, cu o putere mare de stopare a kaonilor de energie joasă produși în acceleratorul DAΦNE. În acest mod, efectul Compton de împrăștiere în heliu, a fost neglijabil – acest efect a generat erori mari sistematice în experimentele precedente. În plus, utilizarea noilor tip de detectori de tip Silicon Drift Detector (SDD), care au fost special realizați pentru acest experiment, a constituit un alt avantaj al experimentului SIDDHARTA.

În figura 4.4 este prezentat spectrul energetic obținut pentru razele X-emise de atomii de atomii de ${}^4\text{He}$ -kaonic în coincidență cu perechile de kaoni $K^+ K^-$.

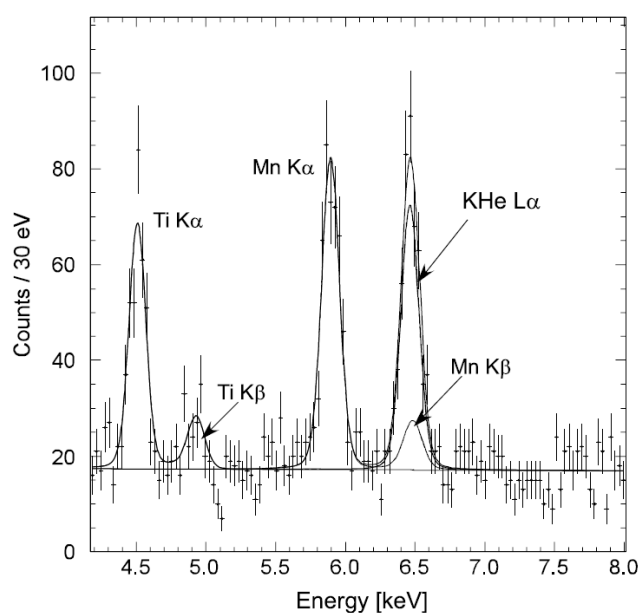


Figura 4.4: Spectrul energetic măsurat de experimentul SIDDHARTA [29] pentru atomii de ${}^4\text{He}$ -kaonic în coincidență cu perechile de kaoni $K^+ K^-$.

Deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ măsurate de experimentul SIDDHARTA [29, 30] pentru atomii de ${}^4\text{He}$ –kaonic sunt:

$$\varepsilon = 0 \pm 6(\text{stat}) \pm 2(\text{sys}) \text{ eV},$$

$$\Gamma_{2p}(K^4\text{He}) = 14 \pm 8(\text{stat}) \pm 5(\text{syst}) \text{ eV}$$

Valoarea de 0 eV obținută de experimentul SIDDHARTA [29] pentru nivelul $2p$ în ${}^4\text{He}$ -kaonic confirmă rezultatul obținut de experimentul E570 și este consistent cu calculele teoretice care prezic o deplasare de 0 eV.

Figura 4.5 prezintă o comparație între toate măsurătorile efectuate pentru deplasarea energetică a nivelului $2p$ în ${}^4\text{He}$ -kaonic și calculele teoretice.

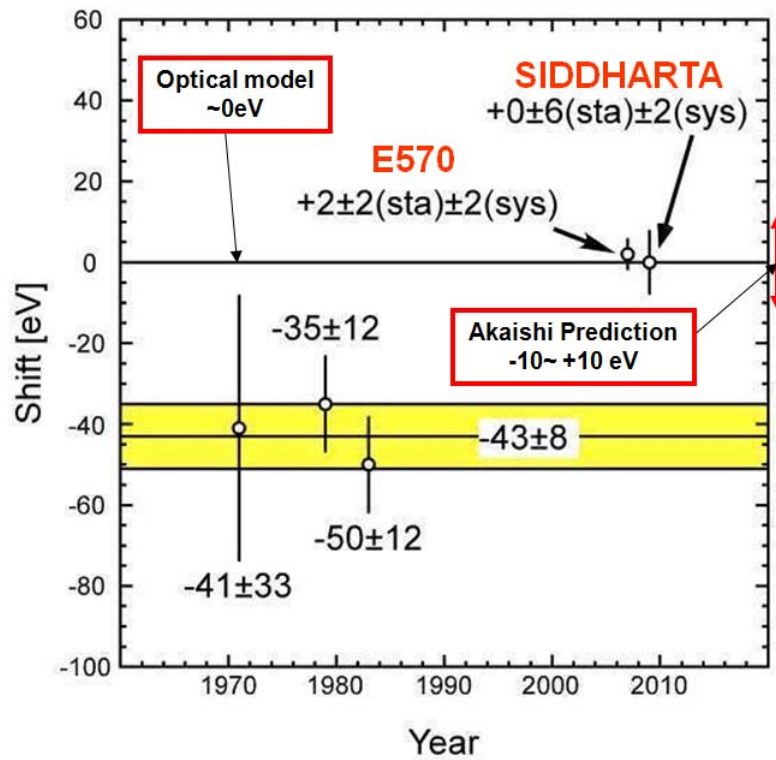


Figura 4.5: Comparație între toate măsurătorile efectuate pentru deplasarea energetică a nivelului $2p$ în ${}^4\text{He}$ -kaonic și calculele teoretice.

4.5 *Situația experimentală a măsurătorilor pentru atomii de ^3He -kaonic*

Tranzițiile de raze X emise de atomii kaonici de ^3He nu au mai fost niciodată măsurate, primul experiment în care aceste tranziții au fost determinate a fost experimentul SIDDHARTA.

Măsurarea atomilor kaonici de ^3He este foarte importantă, deoarece se poate verifica experimental atât existența unei posibile deplasări “anomale” a nivelului $2p$, cât și o posibilă diferență de izotop a deplasării nivelului $2p$ între atomii de ^3He și ^4He , diferență care ar putea depinde de tăria interacției tari în atomii de K^- - ^3He și K^- - ^4He .

Scopul acestei teze este o prezentare detaliată a primei măsurători din lume a nivelului $2p$ în atomii de ^3He kaonic, măsurând deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ datorate interacției tari în tranziția $3d \rightarrow 2p$.

CAPITOLUL 5

EXPERIMENTUL SIDDHARTA

Experimentul SIDDHARTA (SIlicon Drift Detector for Hadronic Atom Research by Timing Application) a avut ca scop determinarea precisă a lungimilor de împrăștiere dependente de izospin antikaon-nucleon, măsurând cu o precizie de ordinul eV, lărgimea (ε) și deplasarea (Γ) nivelului $1s$ în atomii de hidrogen kaonic, și să măsoare, pentru prima dată, tranzițiile energetice în atomii exotici de deuterium kaonic.

O determinare precisă a lungimilor de împrăștiere dependente de izospin antikaon-nucleon, va contribui la înțelegerea aspectelor perturbative ale cromodinamicii quantice în sectorul particulelor cu stranie.

Experimentul SIDDHARTA a continuat și a îmbunătățit linia experimentală a predecesorului său, experimentul DEAR (DA Φ NE Exotic Atom Reserach), dedicată studiului tranzițiilor de raze X emise de atomi kaonici. Experimentul SIDDHARTA a fost instalat în acceleratorul DA Φ NE la mijlocul anului 2008 și a început să achiziționeze date de la sfârșitul anului 2008 până la sfârșitul anului 2009.

Cea mai mare parte a achiziției de date a fost dedicată măsurătorilor de hidrogen și deuteriu kaonic, măsurători care reprezintă scopul experimentului SIDDHARTA, dar au fost efectuate și măsurători ale tranzițiilor de raze X către nivelul $2p$ (liniile L_{α}) în atomii de heliu kaonic: pentru prima dată într-o țintă gazoasă de ^4He și pentru prima dată în lume pentru ^3He , măsurătoare care este obiectivul acestei teze.

5.1 Acceleratorul DA Φ NE

Acceleratorul DA Φ NE (Double Annular Φ factory for Nice Experiments), construit în anii '90 la Frascati este dedicat producerii mezonilor $\Phi(1020)$ în anihilările

electron-positron la 1020 MeV/c. Energiile fasciculelor sunt de 510 MeV, cu o eroare de $\pm 5\%$ pentru electroni și $\pm 1\%$ pentru pozitroni, astfel încât, mezonii ϕ sunt produși aproape în repaus în SL și se dezintegrează în K^+K^- cu un BR de 49%. Kaonii K^+ și K^- sunt emiși spate în spate (back-to back), cu un impuls mic ($p=127$ MeV/c), astfel încât, DAΦNE reprezintă singura sursă în lume de fascicule de kaoni, intense, monocromatici ($\Delta p/p=0.1\%$), de impuls mic.

Complexul experimental DAΦNE este format dintr-un accelerator liniar (LINAC), un inel de stocare (Accumulator), două inele principale (Main Ring) și două zone experimentale adiacente (Beam Test Facility și DAΦNE-L) (Figura 5.1).

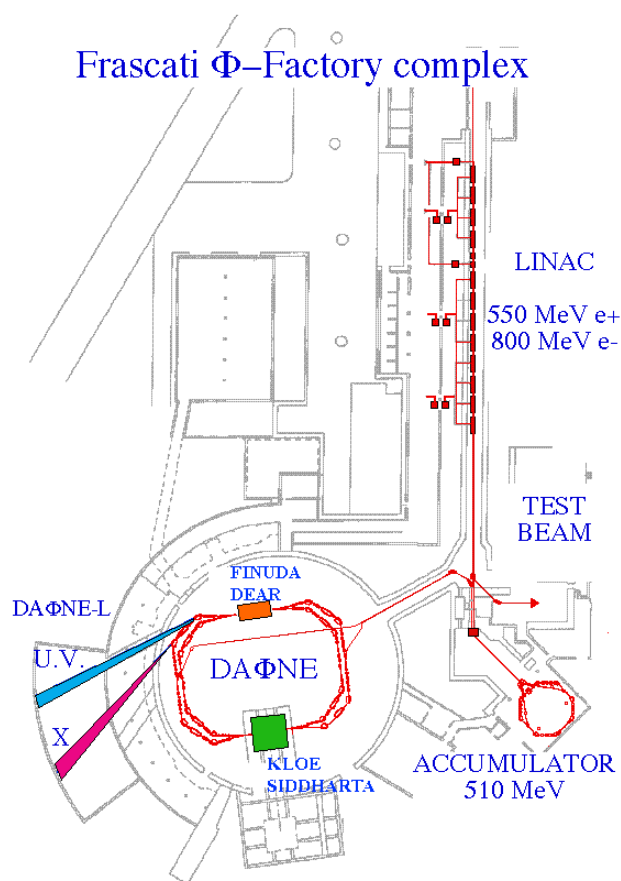


Figura 5.1: Schema complexului DAΦNE.

De-a lungul timpului, o parte din parametrii inițiali proiectați au fost modificați, cea mai semnificativă intervenție a avut loc în 2007, modificare care a dus la creșterea luminozității și scăderea fondului prin modificarea unghiului de încrucișare al fasciculelor (Crab-Waist transformation) [31], în zona de interacție în care s-a instalat experimentul SIDDHARTA.

Aceste noi îmbunătățiri au făcut ca, în timpul achiziției de date pentru experimentul SIDDHARTA să se obțină un peak luminosity pe run de $4.53 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, iar luminozitatea tipică integrată pe run sa fie de ordinul $\sim 15 \text{ pb}^{-1}$ (Figura 5.2)

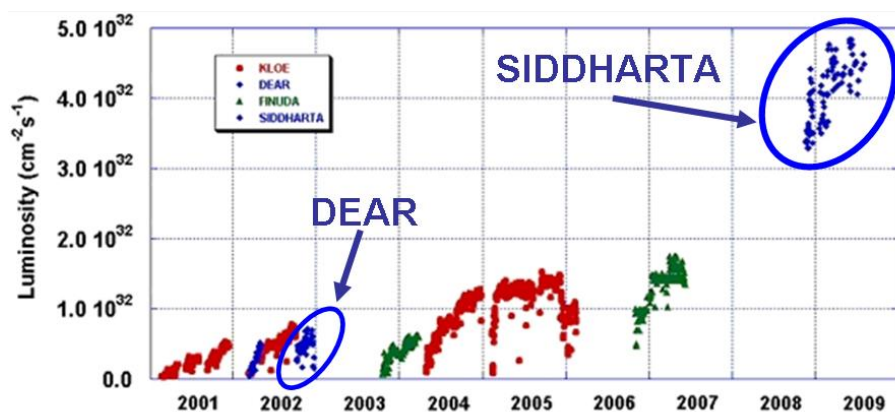


Figura 5.2: Scurtă istorie a luminozității în DAΦNE.

5.2 Aparatul experimental SIDDHARTA

Aparatul experimental SIDDHARTA este constituit din următoarele părți: tubul de interacție al fasciculelor, special construit pentru experiment, o țintă criogenică, înconjurată de detectori de tip Silicon Drift Detector (SDD), o cameră de vid în care se găsesc detectorii și ținta, sistemul de răcire și detectorul de kaoni (trigger detector). Schema generală a experimentului SIDDHARTA poate fi observată în Figura 5.3.

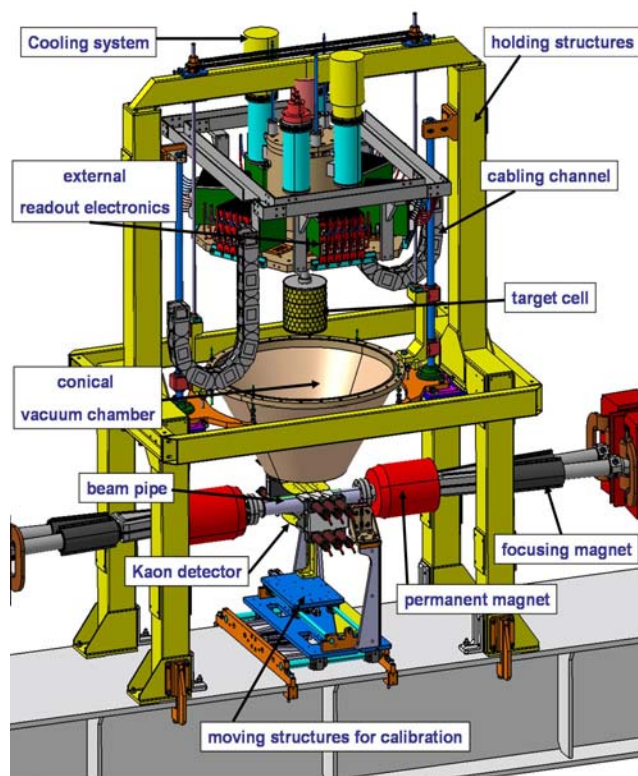


Figura 5.3: Schema generală a experimentului SIDDHARTA.

Punctul de interacție al acceleratorului, unde intră în coliziune cele două fascicule de electroni și pozitroni, este realizat dintr-un cilindru de aluminiu cu o mică fereastră elipsoidală, prin care kaonii generați din dezintegrarea mezonului $\Phi(1020)$ părăsesc zona de interacție și intră în ținta criogenică.

5.2.1 Ținta criogenică

Ținta experimentului SIDDHARTA are o formă cilindrică, cu o rază 72 mm și înălțime de 155 mm, este formată din Kapton cu o grosime de 75 μm , și este reînforțată cu o rețea de aluminiu. A fost umplută cu ^3He la o temperatură de 20K și presiune de 1bar. Ținta prezintă în partea de jos o fereastră de kapton de 50 μm grosime prin care kaonii intră în țintă. Distanța dintre fereastra de intrarea a kaonilor și punctul de interacție al celor două fascicule este de 20 cm.

O imagine a țintei este prezentată în Figura 5.4

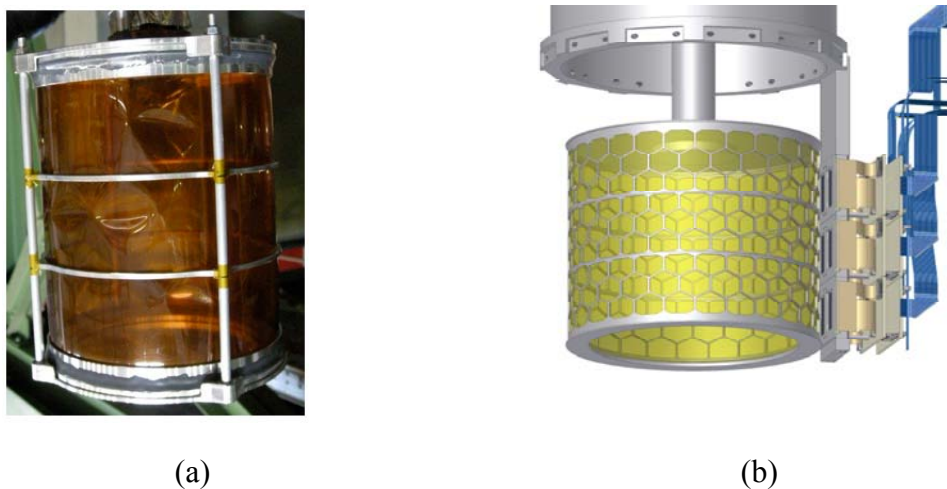


Figura 5.4: Ținta experimentului SIDDHARTA. (a) o imagine a țintei ; (b) o imagine schematică a țintei înconjurată de SDD-uri.

Detectorii care înconjoară ținta, împreună cu ținta, sunt plasați în interiorul unei camere conice de vid (Figura 5.5).

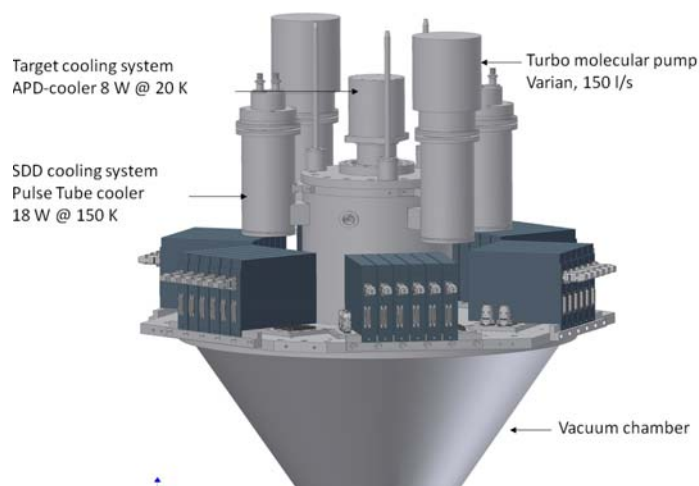


Figure 5.5: Camera de vid a experimentului SIDDHARTA. În partea superioară a camerei se pot observa sistemele de electronică, criogenie și vid.

5.2.2 Detectorul de kaoni (triggerul de kaoni)

Kaonii K^+K^- produși în acceleratorul DAΦNE sunt detectați de detectorul de kaoni. Acest detector este format din doi scintilatori, instalați la 6 cm deasupra și sub tubul de interacție, în punctul de interacție a fasciculelor. Fiecare scintilator are o dimensiune de 125 mm × 72 mm și o grosime de 1.5 mm, prin care trec cea mai mare parte din kaoni. Doi fotomultiplicatori de tip Hamamatsu sunt conectați optic la fiecare scintilator.

În acest detector, perechile de kaoni sunt identificate prin metoda timpului de zbor. Kaonii, fiind mai lenți decât MIPs-urile (diferența de timp este de 1-2 ns) sunt clar separați de MIPs –uri (vezi Figura 5.6), datorită unei bune rezoluții temporale (< 100 ps FWHM) și stabilității pulsurilor de clock generate de DAΦNE (380 MHz).

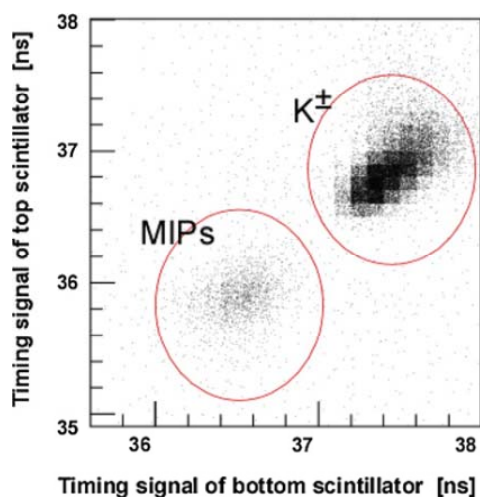


Figura 5.6: Spectrul în timp al celor doi scintilatori, dat de diferența în timp dintre coincidența celor doi scintilatori și semnalul de radiofrecvență generat de DAΦNE.

d.

5.2.3 Detectorii de Siliciu cu Drift (Silicon Drift Detector –SDD)

Principala îmbunătățire a experimentului SIDDHARTA a fost utilizarea unor detectori rapizi de raze X - de tip Silicon Drift Detector (SDD), care au timp de răspuns de ordinul 1 μ s care pot fi triggerați (detectorii folosiți în experimentul DEAR au avut un timp de răspuns de ordinul secundelor).

În acest mod, cea mai mare sursă de fond care provine din cascadele electromagnetice produse de electronii pierduți din fasciculele care circulă în accelerator poate fi suprimată (fond asincron) . Fondul de particule care poate rămâne poate fi de tip hadronic (dezintegrări ale mezonului $\Phi(1020)$ și din particulele secundare provenite din reacția kaonilor cu nucleeele atomilor din aparatul experimental) sau un fond rezidual asincron care intră în detector în fereastra de coincidență.

Construirea și implementarea unui sistem de trigger bazat pe coincidența temporală între producția perechilor de kaoni și semnalul înregistrat de detectorii de raze X, având ca scop reducerea fondului “asincron” reprezintă o adevărată noutate în conceperea noului aparat experimental și acest lucru a fost realizat prin utilizarea noilor tip de detector-Silicon Dift Detector (SDD).

Conceptul de bază al detectorilor din siliciu cu drift - Silicon Drift Detectors (SDDs) a fost propus de E. Gatti și P. Rehak în 1984 [32]. Ideea de bază constă în “golirea” de sarcini libere a unui volum de siliciu prin intermediul unui “contact virtual”, cum este denumit în articolul original, amplasat într-o extremitate a detectorului (sideward depletion).

Electronii și golurile generate în regiunea sărăcită de sarcini din interacția particulelor incidente cu detectorul, sunt transportate de câmpul electric: electronii către un mic electrod (n^+) – anodul - a cărui dimensiune este independentă de suprafața detectorului, iar golurile sunt capturate de electrozii (p^+).

Această caracteristică a anodului – capacitate electrică foarte mică, de ordinul ~ 100 fF – oferă un mare avantaj acestor detectori în comparație cu detectorii clasici

(PIN diode), în care dimensiunea anodului este proporțională cu dimensiunea detectorului.

O îmbunătățire ulterioară în designul detectorilor din siliciu cu drift a fost adoptarea geometriei circulare, anodul fiind amplasat în centrul detectorului, permițând astfel utilizarea suprafeței opuse (back contact) ca o fereastră de intrare pentru particulele incidente [33] (vezi figura 5.7).

O altă idee inovatoare aplicată acestor detectori a fost integrarea în timpul procesului de fabricație în structura detectorului a unui tranzistor (JFET) conectat direct la anod cu ajutorul unei minuscule conexiuni metalice, obținându-se astfel o reducere semnificativă a zgomotului și a efectului de microfonie (vezi Figura 5.7) [34, 35]).

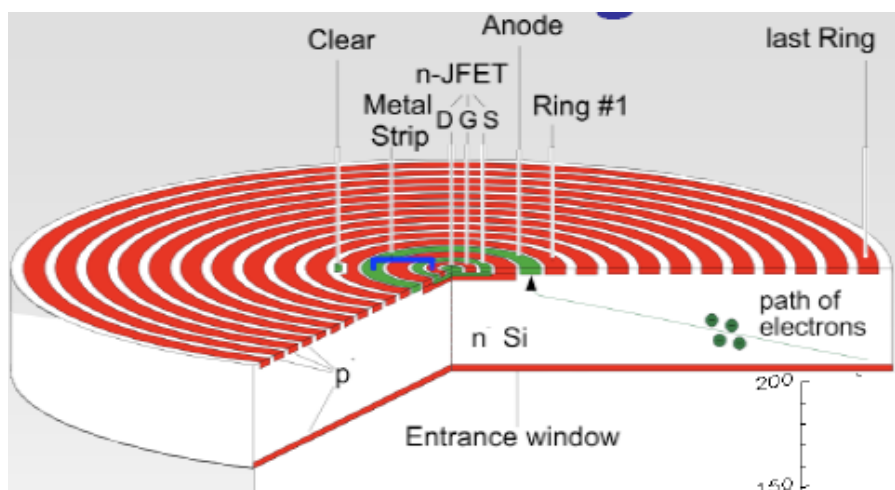


Figura 5.27: Detectorul de siliciu cu drift.

Detectorii SDD utilizați în experimentul SIDDHARTA au fost special creați pentru acest experiment, fiind rezultatul unei colaborări între Politecnico di Milano, BNL, MPI-Halbleiterlabo și PNSensor GmbH. Au o suprafață activă de 1cm^2 și o grosime de $450\ \mu\text{m}$.

Trei celule de 1cm^2 sunt lipite împreună pe o structură de ceramică. Două unități de 3cm^2 , formând o secțiune de 6cm^2 sunt montate pe o structură de aluminiu, conectată la sistemul de răcire și citite de un chip integrat conținând electronica de

citire. Cu această schemă de montaj al SDD-urilor putem ansambla un sistem care înconjoară întreaga țintă criogenică, format din 8 sub-ansambluri conținând 3 secțiuni fiecare cu o suprafață activă de 6 cm^2 , obținând astfel un număr de 144 de SDD-uri, cuplate la 24 chip-uri integrate care formează electronica de citire (144 canale SDD). Aranjamentul geometric al celor 144 de SDD-uri este prezentat în Figura 5.8

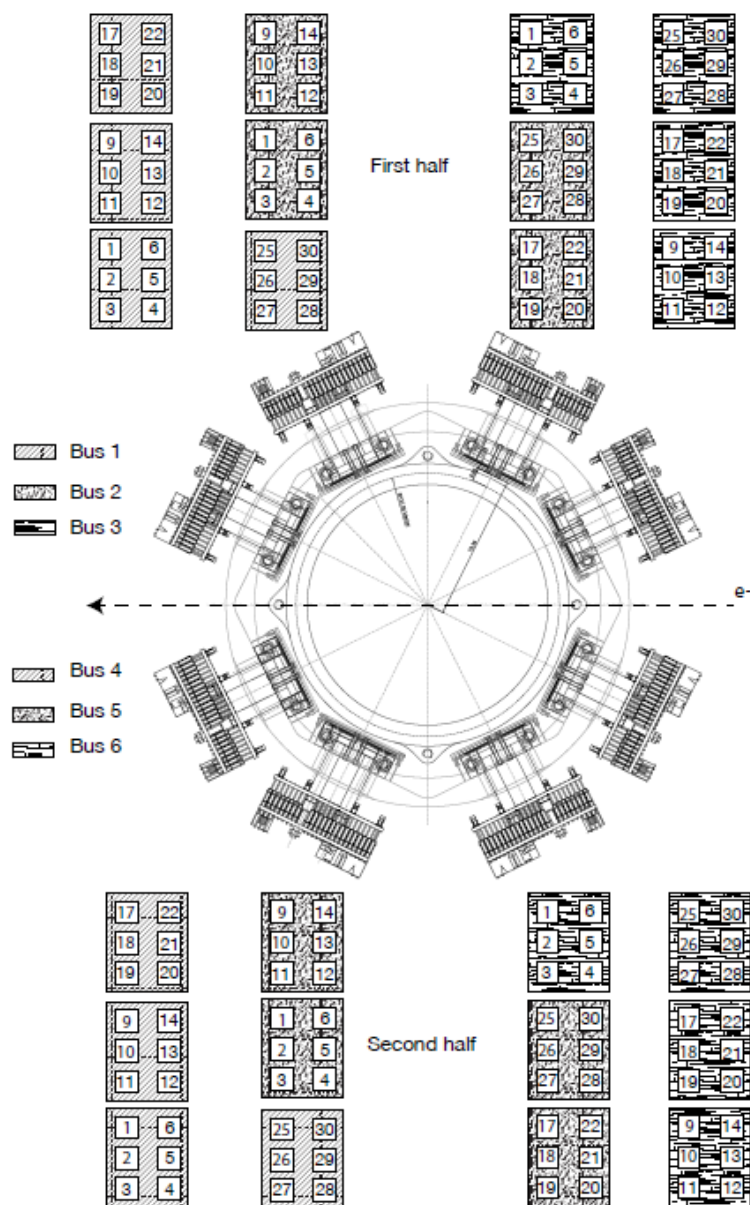


Figura 5.8: Aranjamentul geometric al celor 144 de SDD-uri.

CAPITOLUL 6

LISTA DATELOR ACHIZIȚIONATE ȘI STRUCTURA FIȘIERELOR DE DATE

6.1 Lista datelor achiziționate

Experimentul SIDDHARTA a fost instalat în acceleratorul DAΦNE la mijlocul anului 2008 și a început să achiziționeze date în perioada 12 Noiembrie 2008 - 7 Noiembrie 2009.

Cea mai mare parte a achiziției de date a fost dedicată măsurătorilor de hidrogen și deuteriu kaonic, măsurători care reprezintă scopul experimentului SIDDHARTA, dar au fost efectuate și măsurători ale tranzițiilor de raze X către nivelul $2p$ (liniile L_{α}) în atomii de heliu kaonic: pentru prima dată într-o țintă gazoasă de ^4He și pentru prima dată în lume pentru ^3He , măsurătoare care este obiectivul acestei teze.

Un scurt rezumat al datelor achiziționate în anul 2009 este prezentat în Tabelul 6.1. Acest tabel conține și detaliile corespunzătoare diverselor seturi de date.

ID	Degrader	Target	Source / foil	KD	DAQ	Anti-coin thresh [mV]	Tellon	start	end	lumi [pb-1]	Kaon [M counts]	K / lumi	Description of the change from the previous dataset					
a08_0	#08	300	He	DEAR	-	-	-	16 Jan	21 Jan	13.10	3.32	0.253						
a09_0	#09	225	He					-	-	23 Jan	4 Feb	18.70	4.72	0.253				
p09_0	#10	350	H					⁵⁵ Fe	Old	-	-	5 Feb	19 Feb	16.00	1.78	0.111		
p10_0	#11	225	He					-		-	20 Feb	25 Feb	15.50	2.39	0.154			
a11_0	#12	125	He					-		-	1 Mar	6 Mar	7.80	1.02	0.130			
a12_0	#12	125	He					-		-	6 Mar	7 Mar	3.10	0.41	0.131			
p12_0	#13	225	H					-		-	7 Mar	16 Mar	30.60	3.72	0.122			
p13_0	#13	225	H					-		-	16 Mar	30 Mar	33.90	3.88	0.115			
p14_0	#14	275	He					-		-	30 Mar	16 Apr	48.10	4.89	0.102			
a14_0	#14	275	He					-		-	17 Apr	17 Apr	1.90	0.21	0.108			
p14_1	#15	175	H					-		with top KD mask	-	top & side	25 Apr	3 May	18.50	2.08	0.112	Cooling head replacement
p15_0	#15	175	empty					-		-	-	-	3 May	7 May	34.40	3.39	0.099	Safety valve replacement 1
e15_0	#15	175	empty					-		-	-	-	7 May	7 May	-	-	-	
p15_1	#15	175	empty	-	-	-	-	8 May		20 May	-	-	-					
p15_2	#15	175	H	-	-	-	-	22 May		31 May	23.70	2.17	0.092	Safety valve replacement 2				
p16_0	#16	325	He	-	-	-	-	31 May	9 Jun	40.20	2.98	0.074						
a17_0	#17	225	He	-	-	-	-	9 Jun	11 Jun	6.60	0.52	0.079						
a18_0	#18	125	He	-	-	-	side	11 Jun	12 Jun	2.70	0.27	0.100	Retuning of KD thresholds					
p19_0	#19	175	H	-	-	-	-	12 Jun	13 Jul	66.70	6.89	0.103						
p19_1	#19	175	H	-	-	-	-	14 Jul	21 Jul	21.50	1.96	0.091	added upper scinti anti-coin flag					
d19_0	#19	175	d	New	-	-	-	22 Jul	4 Aug	15.00	1.37	0.091						
e19_0	#19	175	empty	-	-	-	-	30 Aug	12 Sep	-	-	-	Setup mod. during shutdown					
a19_0	#19	175	He	-	New	-	-	13 Sep	15 Sep	3.55	0.49	0.139						
e19_1	#19	175	empty	-	-	-	-	17 Sep	18 Sep	-	-	-						
d19_1	#19	175	d	-	-	-	-	20 Sep	8 Oct	92.22	10.00	0.108						
d19_2	#19	175	d	-	-	-	-	8 Oct	10 Oct	8.52	0.99	0.116	Changed target density					
p19_2	#19	175	H	-	-	-	-	12 Oct	15 Oct	8.18	0.94	0.115						
p19_3	#19	175	H	-	-	-250	-	15 Oct	17 Oct	7.10	0.83	0.117						
p19_4	#19	175	H	-	new KD	-340	?	17 Oct	19 Oct	13.40	1.54	0.115						
p19_5	#19	175	H	-	-	-180	-	19 Oct	22 Oct	44.60	5.19	0.116						
p19_6	#19	175	H	-	-	-	-	26 Oct	02 Nov	33.10	3.78	0.114						
t19_0	#19	175	He3	⁵⁵ Fe / Fe	-	-140	-	03 Nov	05 Nov	9.07	1.07	0.118						
t19_1	#19	175	He3	⁵⁵ Fe	-	-	-	05 Nov	05 Nov	0.92	0.11	0.118	55Fe and Fe foil was installed					
t19_2	#19	175	He3	⁵⁵ Fe	-	-	-	05 Nov	07 Nov	6.77	0.78	0.115	Fe foil was uninstalled					
a19_1	#19	175	He	-	-	-	-	07 Nov	08 Nov	4.59	0.55	0.119						
e19_2	#19	175	empty	-	-	-	-	13 Nov	13 Nov	-	-	-						
e19_3	#19	175	empty	-	-	-	-	16 Nov	23 Nov	-	-	-	x-ray tube run for rate dep.					

NOTE : revised the lumi. & kaon info with correcting the missing lumi info, cutting the time region for beam down, and considering latch-up effect. (only for after summer shutdown (Aug.)

Tabelul 6.1: Scurt rezumat al datelor achiziționate în 2009.

6.2 Structura fișierelor de date SIDDHARTA

Experimentul SIDDHARTA nu a achiziționat date în timpul injecțiilor fasciculelor în acceleratorul DAΦNE datorită fondului mare de radiații. Achiziția de date a avut loc doar când fasciculele de electroni și pozitroni erau în coliziune, în mod normal, timpul de achiziție al unui fișier de date fiind de 30 de minute. Achiziția de date a experimentului este organizată în buffere și are următoarea structură din blocuri, care poate fi împărțită în trei părți:

Prima parte conține cele patru valori înregistrate de la fotomultiplicatorii detectorului de kaoni (TDC1, TDC2, TDC3, TDC4).

Partea a doua conține șase blocuri pentru fiecare bus:

- *Event ID*: este un număr cronologic asociat unui singur eveniment. Dacă două evenimente au loc simultan în două SDD-uri diferite, ele sunt înregistrate cu același *Event ID* (astfel de evenimente se numesc “*crosstalk events*” și sunt eliminate din analiza de date).
- *High Threshold*: este un Boolean care identifică evenimentele situate deasupra și sub un prag stabilit.
- *Trigger*: este un Boolean care este atribuit fiecărui buffer scris în fereastra de 5μs de la semnalul venit de la detectorul de kaoni.
- *SDD*: este un număr de identificare (de la 1 la 30) pentru SDD-urile care au detectat un eveniment.
- *ADC*: este valoarea înregistrată de ADC
- *Drift time*: este valoarea înregistrată de TDC și indică diferența de timp între semnalul de la detectorul de kaoni și evenimentele de la SDD.

Partea a treia este formată din:

- *Unixtime*: este timpul în UNIX (unități de ms de la 01/01/2009, 00:00)
- I_p, I_e : sunt valorile pentru curenții de electroni și pozitroni (în mA)
- *Luminozitatea*: este luminozitatea furnizată de luminometrul acceleratorului DAΦNE. La sfârșitul fiecărui run, când o nouă injecție de electroni și pozitroni începe, fișierul de date este închis și salvat cu un nume ce conține data și momentul achiziției.

CAPITOLUL 7

ANALIZA DATELOR EXPERIMENTALE

7.1 *Categorii de date achiziționate de experimentul*

SIDDHARTA

Datele experimentale achiziționate în timpul coliziunii celor două fascicule în DAΦNE pot fi împărțite în două categorii : date de calibrare (*date luate cu tubul de raze X*) și *date de producere (date achiziționate “în fascicul”)*.

7.1.1 Datele de calibrare

Datele de calibrare sunt date generate de razele X de fluorescență care sunt induse de un tub de raze X montat sub tubul de interacție. Aceste date sunt achiziționate în timpul coliziunii celor două fascicule, în intervale regulate (la câteva ore) ale datelor de producere.

Tubul de raze X activează foile de Ti și Cu plasate în fața ferestrei de intrare în țintă și în partea de sus a țintei (Ti). Materialele de Ti și Cu au fost alese, deoarece liniile energetice pentru Ti și Cu nu se suprapun peste tranzițiile energetice ale hidrogenului kaonic . Aceste date sunt utilizate pentru a determina scala energetică a fiecărui detector SDD și pentru a monitoriza evoluția temporală a pozițiilor peak-urilor de Ti și Cu.

Tubul de raze X necesar calibrării, este montat pe aceeași structură metalică, cu detectorul de kaoni. Această structură metalică este controlată de la distanță: acționând mecanismul hidraulic al structurii putem alterna, în timpul achiziției de

date, producția de date “triggerate” prin poziționarea detectorului de kaoni în fasciculul sau de date de calibrare prin introducerea tubului de raze X – “in beam calibration” (vezi Figura 7.1)

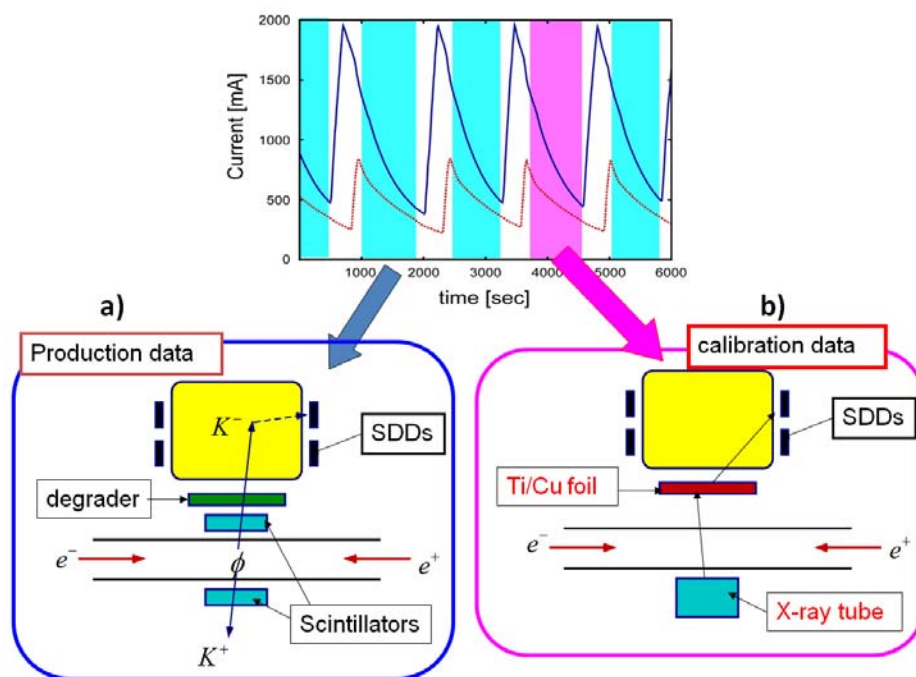


Figura 7.1: Shema tipică de achiziție de date în SIDDHARTA: a) date de producere b) date de calibrare.

7.1.2 Datele de producere (“in-beam” data)

Datele de producere sunt date achiziționate în timpul coliziunii fasciculelor, utilizate pentru achiziționarea evenimentelor de la atomii kaonici.

La rândul lor, datele de producere pot fi împărțite în două categorii: un tip de date ce conțin evenimentele de la razele X corelate cu coincidența kaonilor (*coincidence data*), iar celalalt tip de date ce conțin evenimente necorelate cu coincidența kaonilor (*non coincidence data*). Spectrul care provinde de la datele care

nu sunt în concidență cu semnalul provenit de la kaoni, e un spectru caracterizat de fond mare, precum și de razele X care provin de la materialele din țintă (vezi Figura 7.2b).

Cel de-al doilea tip de date de producere - datele de coincidență cu semnalul provenit de la kaon detector, furnizează un spectru energetic cu o mare putere de rejecție a fondului, obținând astfel spectrul provenit de la razele X emise de atomii kaonici (vezi Figura 7.2c).

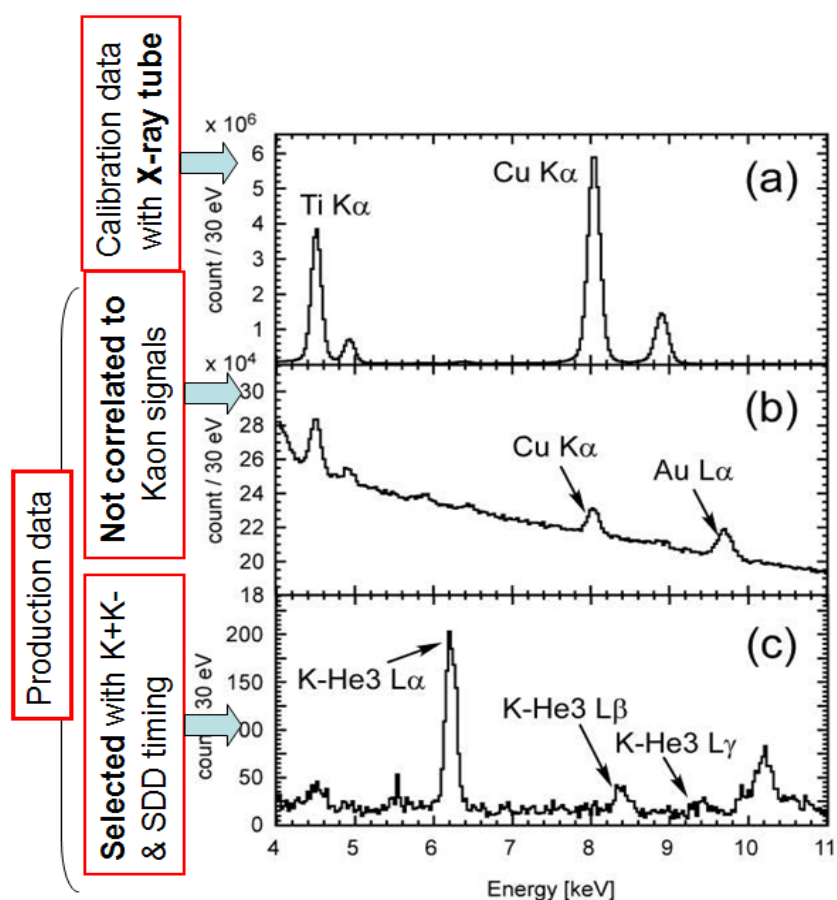


Figura 7.2: Spectrul în energie al SDD-urilor pentru atomi de ${}^3\text{He}$ kaonic: a) date achiziționate cu tubul de raze X b) date de producere necorelate cu producerea kaonilor c) date de producere în concidență cu semnalul de la detectorul de kaoni.

7.2 Datele utilizate în analiza atomilor de ^3He kaonic

Datele provenite de la atomii de ^3He kaonic au fost achiziționate pentru aproximativ patru zile (perioada 03 Noiembrie–07 Noiembrie 2009). În această perioadă au fost achiziționate 197 de fișiere de date de producere și 15 fișiere de calibrare. Luminozitatea integrată în această perioadă a fost de 17 pb^{-1} , un număr de 2×10^6 kaoni fiind detectați în această perioadă de detectorul de kaoni.

7.3 Analiza datelor de la atomii de ^3He kaonic

7.3.1 Calibrarea și selecția SDD-urilor

Primul pas în analiza datelor experimentale provenite de la atomii de ^3He kaonic a fost analiza datelor de calibrare. Spectrele ce provin de la datele de calibrare conțin peak-uri ale Ti and Cu, cu o statistică mare, care sunt induse de tubul de raze X. Scala energetică a fiecărui SDD a fost determinată utilizând razele X emise de Ti și Cu. O selecție riguroasă a detectorilor, bazată pe rezoluția energetică, forma peak-ului, stabilitatea în timpul măsurărilor, a fost făcută.

În final, 93 de detectori au fost selectați și utilizați în analiza datelor experimentale.

Figura 7.3 prezintă spectrul de calibrare provenit de la un SDD (BUS 2, SDD5, ID=2105), în care funcția de fit este format dintr-un polinom pentru fond și funcții de tip Gauss pentru liniile de Ti și Cu.

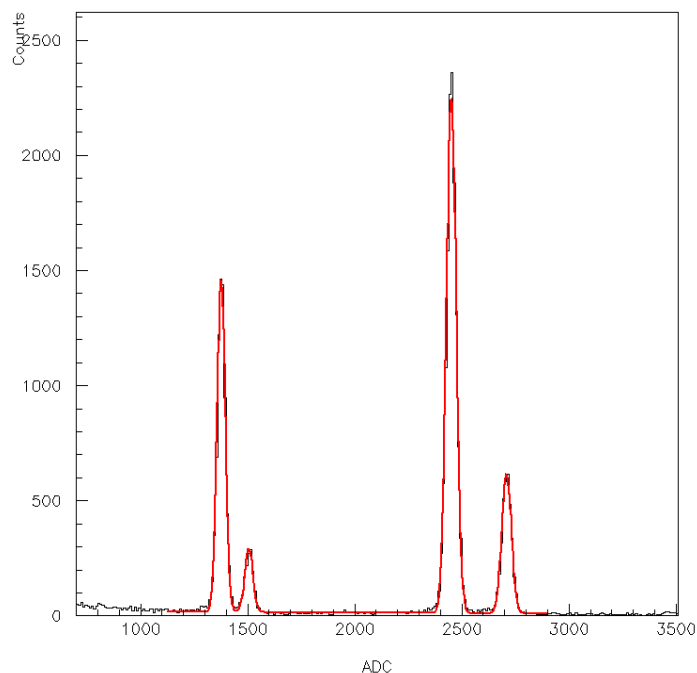


Figura 7.3: Spectrul de calibrare pentru un SDD (BUS 2, SDD5, ID=2105).

7.3.2 Analiza datelor de producere pentru atomii de ^3He kaonic

7.3.2.1 Datele de producere necorelate cu coincidența kaonilor (“self trigger data”)

Datele de “non-coincidență” (sau “self-trigger data”) conțin evenimentele de la razele X detectate de SDD-uri, necorelate cu coincidența kaonilor. Pentru a construi spectrul self-trigger de raze X provenit de la atomii de heliu kaonic, au fost utilizate toate cele 197 de fișiere de date de producere, în care nici o tăiere sau filtru nu a fost aplicate. Calibrarea acestor fișiere a fost făcută utilizând datele de calibrare.

Deoarece foițele de Ti și Cu sunt prezente tot timpul în țintă, aceste foi sunt activate în mod continuu de electronii și pozitronii din fascicul, astfel încât, peak-urile de Ti și Cu sunt prezente și în spectrele de producere de date necorelate cu coincidența kaonilor.

În datele de producere, anumiți detectori au prezentat o coadă mare în zona de energii joase ale spectrului (aceasta “coadă” mare provine de la oscilațiile electronicii), astfel de detectori au fost eliminați.

Cele 94 de spectre de producere de date self trigger, rămase după procedura de calibrare, au fost atent examinate, în final 59 de detectori au fost selecționați pentru analiza datelor de ^3He kaonic.

Figura 7.4 prezintă spectrul în energie al datelor de producere care nu sunt corelate cu semnalul de kaoni, pentru 59 de detectori selecționați. În acest spectru se pot observa peak-urile de Ti și Cu la 4.5 keV și 8.0 keV, respectiv, peak-uri care sunt produse de foițele de Ti și Cu din țintă.

În plus, în spectru se pot observa și linia Au L_α la 9.7 keV, care a fost produsă de aurul conținut în structura suportului SDD-urilor. Peak-urile de Mn K_α și Fe K_α la 5.9 keV și 6.4 keV, respectiv, au fost produse de o sursă de ^{55}Fe și o foiță de Fe instalate deasupra degrader-ului pentru o perioadă de achiziție de date.

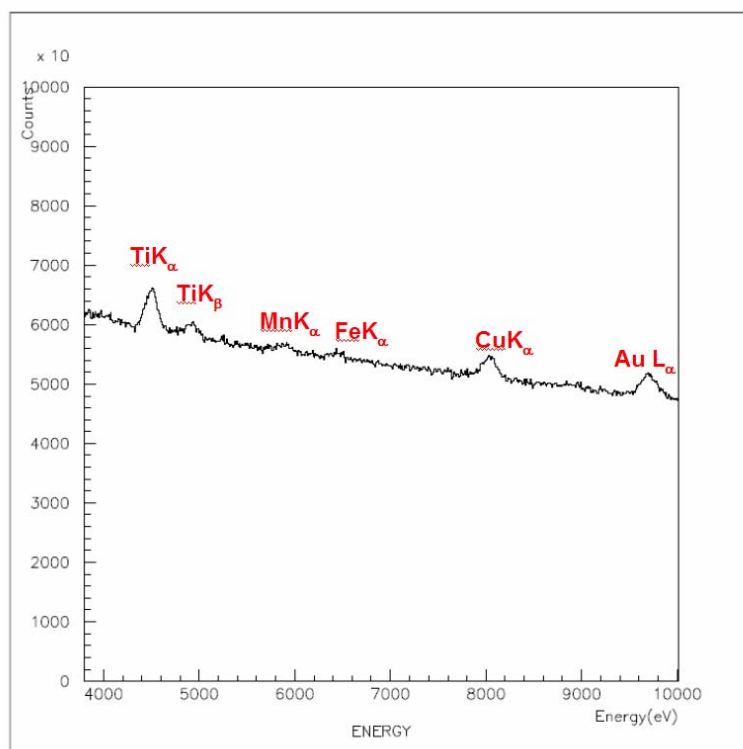


Figura 7.4: Spectrul energetic provenit de la razele X necorelate cu kaonii.

7.3.2.2 Acuratețea scalei energetice a datelor de producere

Un studiu acurat al scalei energetice a datelor de producere a fost făcut în analiza datelor experimentale. Analizând spectrele datelor de producere, s-a observat o deplasare a scalei energetice între datele de calibrare achiziționate cu tubul de raze X și datele de producere. Această deplasare a scalei energetice este datorată instabilității electronicii, deoarece datele de producere și datele de calibrare au fost achiziționate în condiții diferite și anume frecvența numărului de particule ce lovesc SDD-urile este de 10 ori mai mare în datele de calibrare decât în datele de producere.

Pentru a determina cu precizie scala energetică a datelor de producere, s-au utilizat datele care nu sunt în coincidență cu kaonii. Procedura este următoarea: peak-urile de Ti, Cu și Au au fost fitate cu funcții Voigt (funcția Voigt este o convoluție între funcția Gauss $G(\sigma)$ și funcția Lorentz $L(\Gamma)$: $V = V(\sigma, \Gamma) = G(\sigma) \otimes L(\Gamma)$). Funcția de răspuns a detectorului s-a presupus a fi de tip gaussian, iar lărgimea naturală este reprezentată de funcția Lorentz.

Deoarece intensitățile razelor X din datele de la ^3He kaonic nu au fost destul de mari, pentru a observa un efect sistematic, s-au analizat și alte date achiziționate de experimentul SIDDHARTA, ca de exemplu datele de la deuteriu kaonic și de la ^4He kaonic. Aceste date au fost achiziționate cu același aparat experimental ca datele de la ^3He kaonic și analizate cu aceeași metodă, deci nu a fost schimbată nici o condiție față de datele de la ^3He kaonic.

În figura 7.5 este reprezentată poziția peak-urilor de Ti, Cu și Au pentru cele trei ținte diferite: ^3He , ^4He și deuteriu. Axa verticală reprezintă diferența între valorile de fit și valorile electromagnetice de referință.

Ca rezultat al fit-ului se observă o deplasare a scalei energetice în datele de producere cu -6.5 eV în raport cu datele de referință. Precizia în determinarea scalei energetice este de ± 4 eV, care va fi folosită ca eroare sistematică în determinarea energiei.

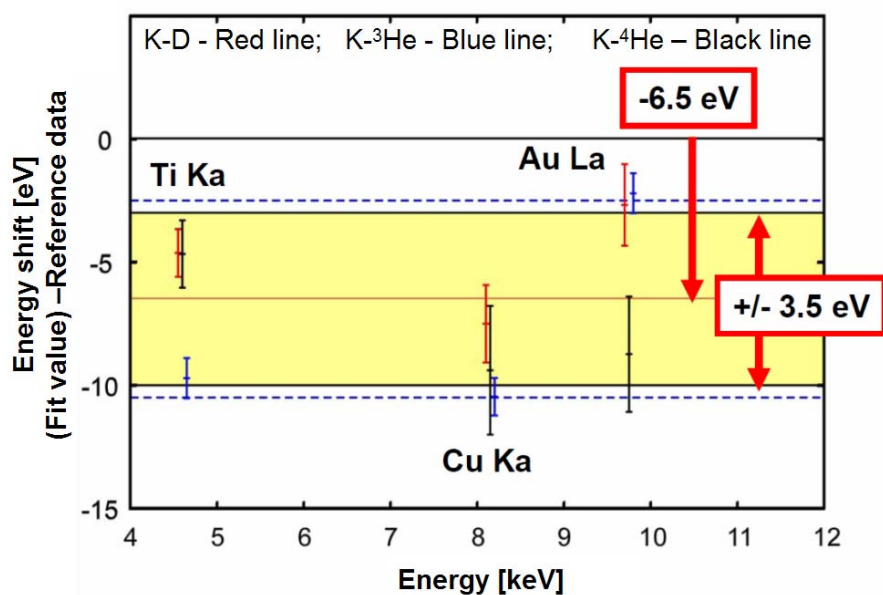


Figura 7.5: Deplasarea scalei energetice în datele de producere cu -6.5 eV în raport cu datele de referință : ^3He – linia albastră, Deuteriu – linia roșie și ^4He – linia neagră.

7.3.2.3 Datele de producere: datele de coincidență

Datele de coincidență sunt date de producere în care razele X detectate de SDD-uri sunt în coincidență kaonii.

Cheia analizei datelor de atomi kaonici în experimentul SIDDHARTA este utilizarea metodei de triplă coincidență între razele X care lovesc SDD-urile și perechile de kaoni K^+K^- emise spate-în-spate și detectate de detectorul de kaoni.

Corelația temporală între coincidența kaonilor K^+K^- și razele X care lovesc detectorul este prezentată în Figura 7.6.

În această figură, zona care se găsește între cele două linii punctate corespunde coincidenței între K^+K^- și razele X. Selectând evenimente în această zonă a peak-ului, fondul este redus cu un factor de 10^4 . Lărgimea acestui peak este

determinată de rezoluția temporală a SDD-urilor și reflectă timpul de drift al fotoelectronilor produși de razele X către anodul central. Rezoluția temporală a SDD-urilor este în jur de 690 ns.

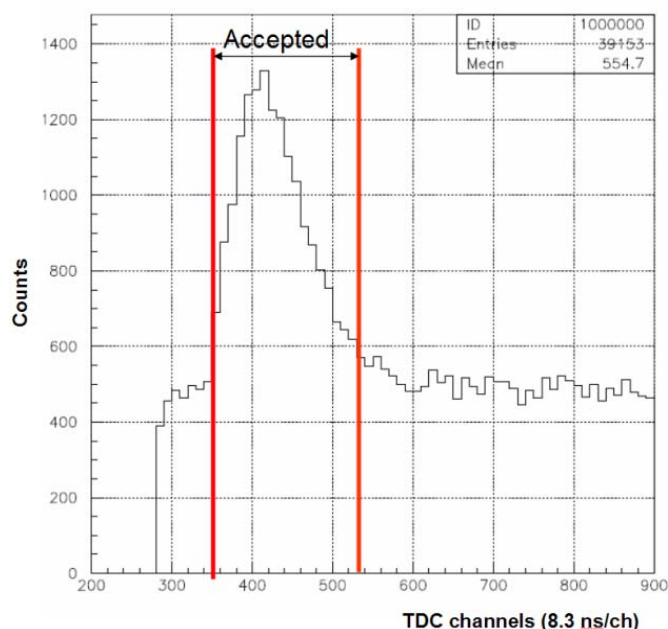


Figura 7.6: Diferența în timp între coincidența kaonilor K^+K^- și razele X ce lovesc SDD-urile.

7.3.2.4 Analiza spectrului de ^3He kaonic

7.3.2.4.1 Determinarea deplasării nivelului 2p datorată interacției tari

În Figura 7.7 este prezentat spectrul energetic al razelor X emise de ^3He kaonic în coincidență cu perechile de kaoni K^+K^- . Peak-ul din spectru în jurul energiei de 6 keV, corespunde tranziției $3d \rightarrow 2p$ în ^3He kaonic. În plus, au fost identificate și alte linii ale ^3He kaonic: linia L_β (tranziția $4d \rightarrow 2p$) la 8.4 keV și linia L_γ (tranziția $5d \rightarrow 2p$) la 9.4 keV.

Alături de aceste peak-uri, alte peak-uri mici au fost identificate: linia Ti K_α la 4.5 keV, tranziția $6 \rightarrow 5$ pentru carbonul kaonic la 5.5 keV, tranziția $7 \rightarrow 6$ la 6.0 keV

pentru oxigenul kaonic, tranziția 6→5 la 7.6 keV pentru azotul kaonic, linia Cu K_{α} la 8.0keV și tranziția 7→5 la 8.9 keV pentru carbonul kaonic

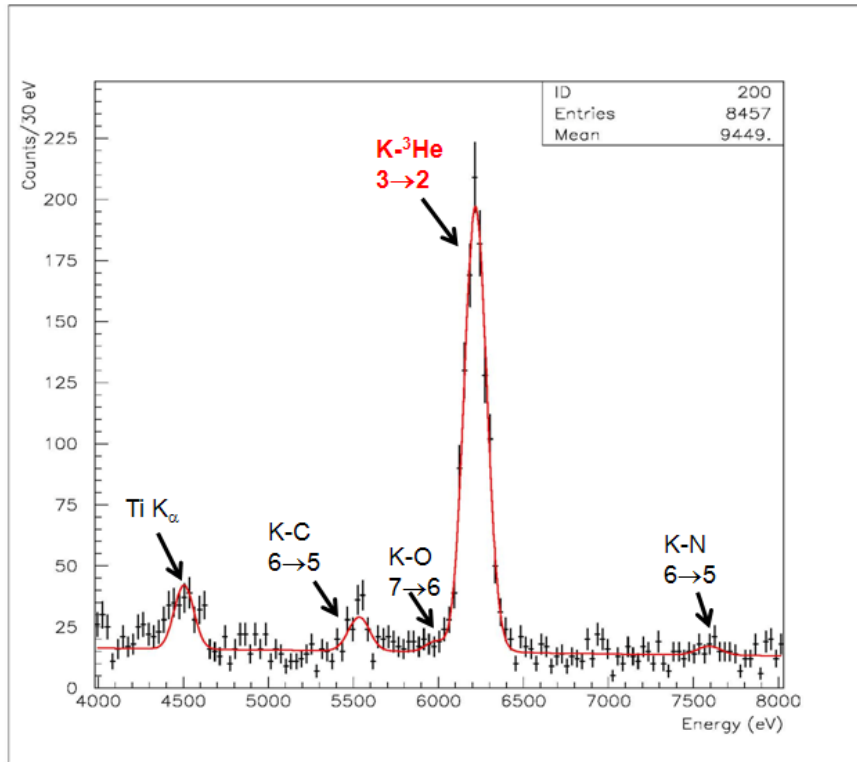


Figure 7.7: Spectrul energetic al atomilor de ${}^3\text{He}$ kaonic în coincidență cu perechile de K^+K^- .

Peak-urile de raze X au fost fitate cu funcția Voigt $V = V(\sigma, \Gamma) = G(\sigma) \otimes L(\Gamma)$, iar funcția de fit este reprezentată în figura 7.7.

Valoarea experimentală a energiei linei L_{α} (tranziția 3d→2p) în ${}^3\text{He}$ kaonic determinată din fit este:

$$E_{exp} = 6225.7 \pm 2.6(stat) \pm 3.5(syst) \quad (7.6),$$

Valoarea electromagnetică calculată pentru tranziția L_α (tranziția $3d \rightarrow 2p$) în ${}^3\text{He}$ kaonic este [36]:

$$E_{e.m.} = 6224.6 \text{ eV} \quad (7.8)$$

Deplasarea nivelului $2p$ (tranziția $3d \rightarrow 2p$) în ${}^3\text{He}$ kaonic datorată interacției tari, este obținută prin diferența între valoarea experimentală și valoarea electromagnetică calculată, iar rezultatul este:

$$\varepsilon = \Delta E_{2p} = E_{exp} - E_{e.m.} = 1 \pm 3(stat) \pm 4(syst) \text{ eV} \quad (7.9)$$

7.3.2.4.2 Determinarea lărgimii nivelului $2p$ datorată interacției tari

În analiza datelor experimentale, dependența energetică a rezoluției energetice a detectorilor a fost evaluată din lărgimile peak-urilor de Ti, Cu și Au. Datorită corelației mari între rezoluția detectorului și lărgimea nivelului $2p$ datorată interacției tari, în ${}^3\text{He}$ kaonic, rezoluția energetică a detectorilor a fost fixată din datele de non-coincidență.

În Figura 7.8 este reprezentată valoarea sigma (σ) a Gaussienei din funcția de fit Voigt, în funcție de energie, pentru Ti, Cu și Au. Rezoluția energetică a fost definită ca o funcție de tipul $\sigma(E) = \sqrt{a + bE}$. Din fitul datelor experimentale se poate obține rezoluția energetică a SDD-urilor la energia corespunzătoare tranziției $3d \rightarrow 2p$ în ${}^3\text{He}$ kaonic:

$$\sigma_{2p}(K^3\text{He}) = 64.98 \pm 3.70 \text{ eV}$$

Lărgimea tranziției $3d \rightarrow 2p$ în ${}^3\text{He}$ kaonic datorată interacției tari, poate fi obținută din fitul linii L_α al spectrului ${}^3\text{He}$ kaonic, prezentat în Figura 7.9 .

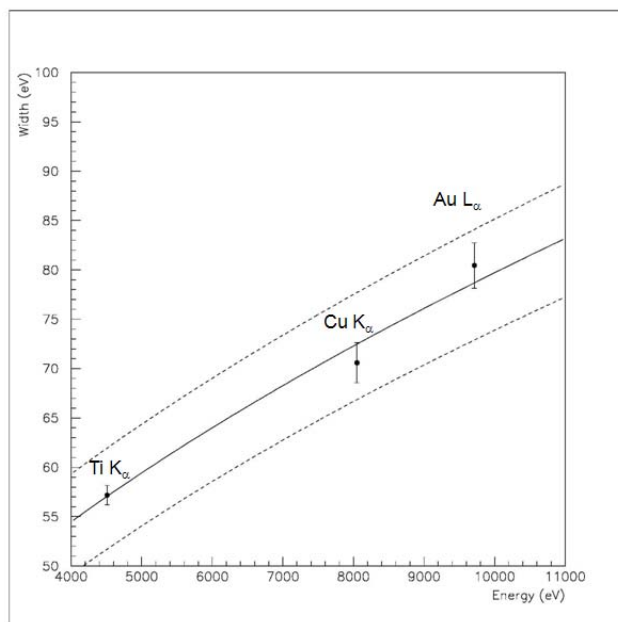


Figura 7.8: Lărgimea funcției Gauss σ din funcția Voigt pentru peak-urile de Ti K_{α} , Cu K_{α} și Au L_{α} .

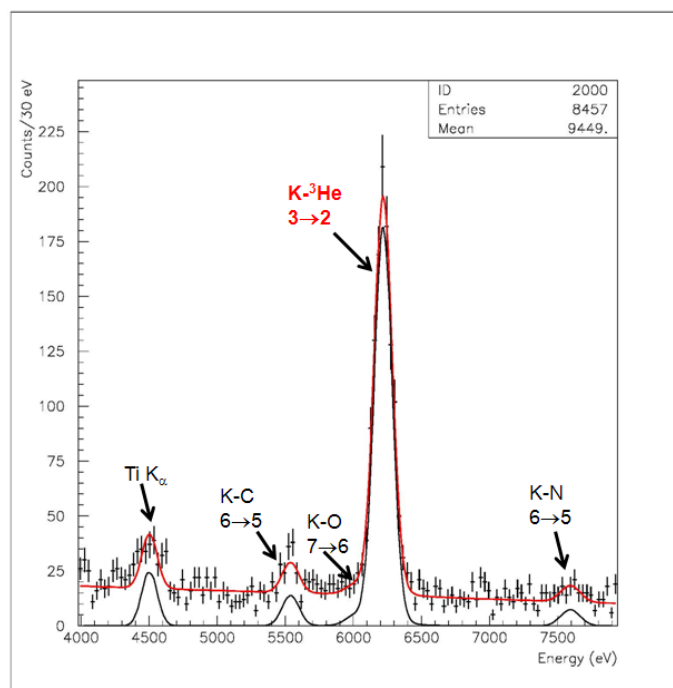


Figura 7.9. Spectrul de raze X provenit de la atomii de ^3He kaonic. Linia subțire de culoare neagră indică spectrul după extragerea fondului.

Lărgimea nivelului $2p$ datorată interacției tari în ${}^3\text{He}$ kaonic este:

$$\Gamma_{2p}(K^3\text{He}) = 7.3 \pm 6.8 \text{ (stat)}_{-7.3 \text{ (syst.)}}^{+9.9 \text{ (syst.)}} \text{ eV}$$

Erorile sistematice în determinarea lărgimii nivelului $2p$ au fost evaluate din erorile în determinarea rezoluției σ . Alte contribuții sunt neglijabile.

Valoarea obținută pentru lărgimea nivelului $2p$ datorată interacției tari în ${}^3\text{He}$ kaonic este consistentă cu predicțiile teoretice care au estimat o lărgime de ordinul 1-2 eV [37].

O lărgime “anormală” a nivelului $2p$ în ${}^3\text{He}$ kaonic nu a fost observată.

CAPITOLUL 8

CONCLUZII ȘI PERSPECTIVE DE VIITOR

8.1 Concluzii

Studiile atomilor kaonici furnizează informații importante privind interacția antikaon-nucleon la energii joase. Nivelele de energie joasă în atomii kaonici sunt deplasate și lărgite datorită interacției tari între antikaon și nucleu. Deplasarea și lărgimea nivelelor de energie joasă în atomii kaonici constituie date fundamentale pentru studiul interacției $\bar{K}N$ la energie joasă și va contribui la înțelegerea aspectelor perturbative ale cromodinamicii quantice în sectorul particulelor cu stranie.

Deplasările și lărgimile nivelelor energetice pentru atomii kaonici au fost măsurate utilizând diverse ținte, de la $Z=1$ până la $Z=9$ și au fost în mod sistematic înțelese, utilizând modelul de potențial optic pentru $Z > 2$ [18, 25-27]. Din păcate, foarte puțin este cunoscut despre atomii cu $Z = 1$ și $Z=2$.

În cazul atomilor kaonici cu $Z=2$, atomul de ${}^3\text{He}$ -kaonic nu a fost niciodată măsurat, prima măsurătoare de raze X emise de ${}^3\text{He}$ -kaonic a fost realizată în cadrul experimentului SIDDHARTA, această măsurătoare constituie obiectul de studiu al acestei teze.

Valoarea obținută în această teză pentru deplasarea nivelului $2p$ (tranziția $3d \rightarrow 2p$) în ${}^3\text{He}$ kaonic datorată interacției tare este următoarea:

$$\varepsilon = \Delta E_{2p} = E_{exp} - E_{e.m.} = 1 \pm 3(stat) \pm 4(syst) \text{ eV} \quad (8.1),$$

iar valoarea obținută în această teză pentru lărgimea nivelului $2p$ (tranziția $3d \rightarrow 2p$) în ${}^3\text{He}$ kaonic datorată interacției tare este următoarea:

$$\Gamma_{2p}({}^3\text{He}) = 7.3 \pm 6.8 (stat)_{-7.3}^{+9.9} (syst.) \text{ eV} \quad (8.2)$$

Corelațiile între valorile obținute pentru lărgimea și deplasarea nivelului $2p$ în ^3He kaonic și ^4He kaonic sunt reprezentate în Figura 8.1, împreună cu rezultatele obținute în experimentele precedente.

Se poate observa că valorile obținute în această teză pentru lărgimea și deplasarea nivelului $2p$ (tranziția $3d \rightarrow 2p$) în ^3He kaonic datorate interacției tari, împreună cu rezultatele obținute pentru ^3He și ^4He kaonic de experimentul SIDDHARTA, sunt valori mult mai mici comparate cu experimentele precedente. O deplasarea a nivelului $2p$ de -40 eV obținută în experimentele realizate în anii 70-80, nu a fost observată.

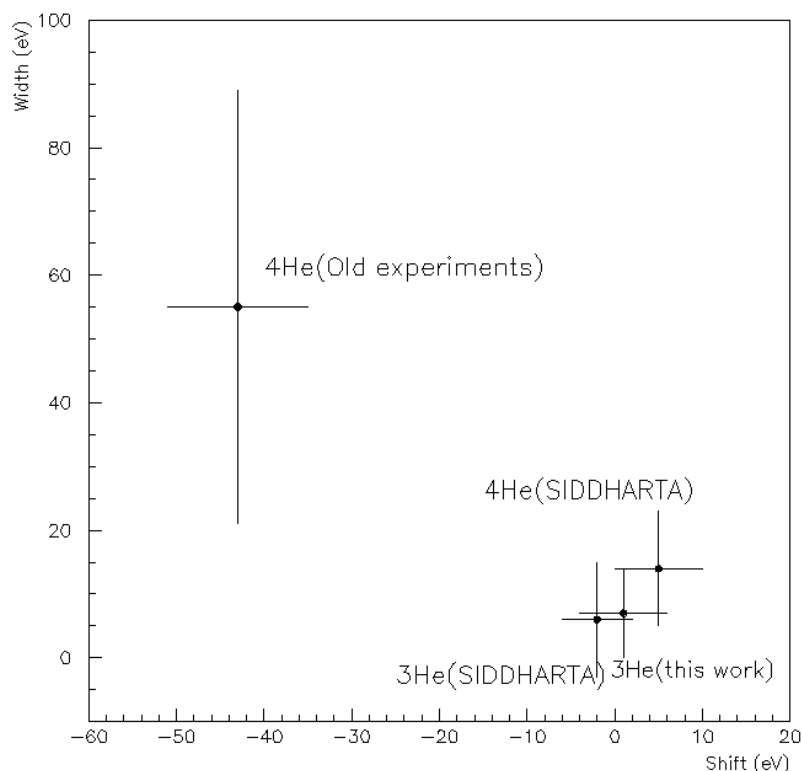


Figure 8.1: Comparație între rezultatele experimentale pentru deplasarea și lărgimea nivelului $2p$ în ^3He kaonic obținute în această teză cu rezultatele obținute pentru ^3He și ^4He kaonic de experimentul SIDDHARTA și de experimentele precedente.

Valorile obținute pentru deplasarea nivelului $2p$ atât în cazul ${}^3\text{He}$ kaonic cât și în cazul ${}^4\text{He}$ kaonic sunt consistente cu 0 eV, în limita erorilor. Aceste rezultate sunt în profund acord cu rezultatele teoretice [22, 27, 37]. Nu a fost observată o deplasarea și o lărgime “anormale” pentru ${}^3\text{He}$ kaonic.

8.2 *Perspective de viitor*

În prezent, o îmbunătățire a aparatului experimental SIDDHARTA, SIDDHARTA-2 este în curs. Această îmbunătățire este necesară pentru a putea măsura tranziția către nivelul $1s$ în deuteriul kaonic și totodată de a realiza alte măsurători de atomi kaonici ușori (ca de exemplu Ni, C, etc) sau grei (ca de exemplu Pb, Ca, Sn, etc).

O atenție deosebită va fi acordată în experimentul viitor SIDDHARTA-2 și măsurătorilor tranzițiilor către nivelul $1s$ în atomii de ${}^3\text{He}$ și ${}^4\text{He}$ kaonic, măsurători care nu au mai fost niciodată realizate.

BIBLIOGRAFIE

- [1] E. Fermi and E. Teller, Phys. Rev. 72 (1947) 399.
- [2] D. Gotta, Progress in Particle and Nuclear Physics **52** (2004) 133.
- [3] C.J. Batty, Nukleonika **2S** (1980) 545.
- [4] R. Seki and C.E. Wiegand, Ann. Rev. Nucl. Sci. **25** (1975) 241.
- [5] C. J. Batty, Nucl. Phys. A **372** (1981) 418.
- [6] C.J. Batty, *et al.*, Phys. Rep. **287** (1997) 385.
- [7] C.E. Wiegand and G.L. Godfrey, Phys. Rev. A **9** (1974) 2282.
- [8] R. Kunselman, Phys. Lett. **34B** (1971) 485; Phys. Rev. C **9** (1974) 2469.
- [9] S.C. Cheng, Y. Asarco, M.Y. Chen, G. Dugan, E. Hu, L. Lidofsky, W. Patton, C.S. Wu, V. Hughes and D. Lu, Nucl. Phys. A **254** (1975) 381.
- [10] G. Backenstoss, J. Egger, H. Koch, H.P. Povel, A. Schwuler and L. Tauacher, Nucl. Phys. B **73** (1974) 189.
- [11] P. D. Barnes, *et al.*, Nucl. Phys. A **231** (1974) 477.
- [12] C. J. Batty, *et al.*, Nucl. Phys. A **282** (1977) 487.
- [13] C. J. Batty, *et al.*, Nucl. Phys. A **329** (1979) 407.
- [14] C. J. Batty, *et al.*, Nucl. Phys. A **355** (1981) 383; J. Miller, Ph.D. thesis, Carnegie-Meilon University.
- [15] A. Deloff, Phys. Rev. C **21** (1980) 1516.
- [16] Ryoichi Seki, Phys. Rev. C **5** (1972) 1196.
- [17] Justus H. Koch, Morton M. Sternheim, James F. Walker, Phys. Rev. C **5** (1972) 381.
- [18] C. J. Batty, Nucl. Phys. A **508** (1990) 89c.

- [19] E. Friedman, A. Gal, Phys Lett, B 459 (1999) 43.
- [20] S. Wycech, Nucl. Phys. A 450 (1986) 399c.
- [21] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C 65 (2002) 044005.
- [22] Y. Akaishi, *Proceedings of the International Conference on Exotic Atoms and related Topics*, held in Vienna, Austria, 21-25, February 2005. Available on <http://dx.doi.org/10.1553/exa05s45>
- [23] T. Yamazaki, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **63**(15) (1989) 1590.
- [24] T. Koike, Private communication.
- [25] C.E. Wiegand, R. Pehl, Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1410.
- [26] C.J. Batty, *et al.*, Nucl. Phys. A **326** (1979) 455.
- [27] S. Baird, *et al.*, Nucl. Phys. A **392** (1983) 297.
- [28] S. Okada, *et al.*, Phys. Lett. B **653** (2007) 387.
- [29] M. Bazzi, **D.L. Sirghi**, *et al.*, Phys. Lett. B **681** (2009) 310.
- [30] M. Bazzi, **D.L. Sirghi**, *et al.*, Phys. Lett. B **714** (2013) 40.
- [31] M. Zobov, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 174801.
- [32] E. Gatti and P. Rehak, Nucl. Instr. Meth. **A225** (1984) 608.
- [33] P. Lechner, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **458** (2001) 281.
- [34] C. Fiorini and P. Lechner, IEEE Trans. Nucl. Sci. **46** (1999) 761.
- [35] Tommaso Frizzi, *Doctoral Dissertation*, Politecnico di Milano (2007).
- [36] M. Bazzi, **D.L. Sirghi**, *et al.*, Phys. Lett. B **704** (2011) 113.
- [37] E. Friedman, Proceedings of the International Conference on Exotic Atoms and related Topics (EXA 2011) held in Vienna, Austria, 5-9 September 2011; arXiv:1111.7194v1 [nucl-th] 30 Nov 2011.
- [38] M. Bazzi, **D.L. Sirghi**, *et al.*, Phys. Lett. B **697** (2011) 199.
- [39] M. Bazzi, **D.L. Sirghi**, *et al.*, Nuclear Physics A **907** (2013), 69.