

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO MATEMATIČKI FAKULTET

DISERTACIJA

EMISIJA NUKLEONA PO UHVATU  
 $K^-$  U JEZGRI  ${}^4\text{He}$   
I TVORBE HIPERNUKLEARNOG SUSTAVA

Igor Bertović

Zagreb, 2004

OVAJ RAD PREDAN JE NA OCJENU  
VIJEĆU FIZIČKOG ODSJEKA  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKOG FAKULTETA  
SVEUČILIŠTA U ZAGREBU,  
RADI STJECANJA ZNANSTVENOG STUPNJA  
DOKTORA PRIRODNIH ZNANOSTI  
IZ PODRUČJA FIZIKE



*Mojim roditeljima i Aleksandri.*

# Sadržaj

|  |           |
|--|-----------|
| Sadržaj  | vi        |
| Zahvala  | viii      |
| Sažetak  | ix        |
| <b>1 Uvod</b>  | <b>1</b>  |
| <b>2 Teorijski i eksperimentalni aspekti prethodnih istraživanja</b> | <b>3</b>  |
| 2.1 Raspad slobodnog hiperona  | 5         |
| 2.2 Mezonski raspad hiperjezgre                                      | 5         |
| 2.3 Nemezonski hipernuklearni raspadi                                | 10        |
| 2.3.1 Teorijski modeli   | 15        |
| 2.4 Eksperimentalni podaci   | 17        |
| 2.4.1 Energetski spektri nukleona i omjer $\Gamma_n/\Gamma_p$        | 17        |
| 2.5 Izospinska struktura slabog Hamiltonijana                        | 19        |
| 2.6 Pravilo $\Delta I = \frac{1}{2}$                                 | 22        |
| 2.6.1 Pravilo $\Delta I = \frac{1}{2}$ u hipernuklearnim raspadima   | 22        |
| <b>3 Eksperimentalna postavka</b>                                    | <b>26</b> |
| 3.1 Linija snopa   | 26        |
| 3.1.1 Ugađanje snopa   | 31        |
| 3.2 Spektrometar neutralnih mezona (NMS)                             | 35        |
| 3.2.1 Dizajn detektora   | 35        |
| 3.2.2 CsI kalorimetar  | 38        |
| 3.2.3 Princip rada   | 38        |
| 3.3 Kalibracija NMS sustava  | 41        |
| 3.3.1 Kalibracija veto scintilatora                                  | 41        |
| 3.3.2 Kalibracija BGO scintilatora                                   | 42        |
| 3.3.3 Kalibracija CsI  | 43        |
| 3.4 Detektori izlaznih čestica                                       | 46        |
| 3.4.1 TOF scintilatori   | 46        |
| 3.4.2 Žičane komore  | 47        |
| 3.4.3 Veto detektori   | 47        |
| 3.4.4 Neutronske detektor  | 49        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 3.4.5    | NC scintilatori kozmičkog zračenja . . . . .                       | 49        |
| 3.5      | Kalibracija detektora izlaznih čestica . . . . .                   | 49        |
| 3.5.1    | Vremenska kalibracija . . . . .                                    | 50        |
| 3.5.2    | Energetska kalibracija . . . . .                                   | 51        |
| 3.6      | Helijeva meta . . . . .  | 54        |
| <b>4</b> | <b>Okidači</b>   | <b>55</b> |
| 4.0.1    | Okidač snopa . . . . .   | 55        |
| 4.0.2    | NMS okidač . . . . .   | 56        |
| 4.0.3    | Okidači izlaznih nabijenih čestica . . . . .                       | 56        |
| 4.0.4    | Okidač kozmičkog zračenja . . . . .                                | 56        |
| 4.0.5    | Logika okidača . . . . .   | 57        |
| 4.0.6    | Prikupljanje podataka . . . . .                                    | 60        |
| 4.0.7    | DAQ program NMSDAQ . . . . .                                       | 62        |
| <b>5</b> | <b>Analiza</b>   | <b>64</b> |
| 5.1      | Analiza hipernuklearne produkcije . . . . .                        | 64        |
| 5.1.1    | Određivanje postotka zaustavljenih kaona . . . . .                 | 64        |
| 5.1.2    | Procjena broja hipernuklearnih produkcija . . . . .                | 68        |
| 5.2      | Neutroni . . . . .   | 70        |
| 5.3      | Protoni . . . . .  | 72        |
| 5.4      | Energetski spektar neutrona . . . . .                              | 73        |
| 5.4.1    | Korekcija za vrijeme života hiperjezgre . . . . .                  | 73        |
| 5.4.2    | Energetski spetkar NMS-a uz istodobnu detekciju neutrona . . . . . | 76        |
| 5.4.3    | Efikasnost detekcije neutrona . . . . .                            | 76        |
| 5.5      | Energetski spektar protona . . . . .                               | 77        |
| 5.5.1    | Dvostruke koincidencije np i nn . . . . .                          | 79        |
| <b>6</b> | <b>Zaključak</b>   | <b>85</b> |
|          | <b>Životopis</b>   | <b>86</b> |
|          | <b>Popis radova</b>  | <b>87</b> |
|          | <b>Bibliografija</b>   | <b>89</b> |

# Zahvala

U izradi ove disertacije imao sam pomoć mnogih kolega i prijatelja. Prvenstveno se zahvaljujem voditelju rada prof. dr. Miroslavu Furiću na pruženoj prilici za sudjelovanje na eksperimentima, savjetima i uputama prilikom izvođenja eksperimenta i naknadne analize.

Posebna zahvala prof. dr. Ed Hungerfordu sa University of Houston, kao glavnom voditelju projekta na dobrodošlici i strpljivosti kojom me je uvodio u eksperimentalni rad. Hvala H. Juengstu na pomoći kod izvođenja eksperimenta i prijateljstvu, J. Parkeru na pomoći oko programa za analizu i M. Ahmedu. Za vrijeme mog boravka u SAD zadužili su me i R. Chrien, R. Sutter, G. Franklin, R. Gill, D. Dehnhard i mnogi drugi.

Od zagrebačkih kolega posebno se zahvaljujem Darku zbog nesebične pomoći oko računala i programa, te Mirku na dugim diskusijama i moralnoj podršci. Također hvala Damiru, Tomislavu i Dariju.

Hvala Mislavu, Hrvoju i Josipu na dugogodišnjoj podršci.

Hvala Nataši, Cevki, Fricu, Anti i Petrusu na prijateljstvu.

Hvala onima koji su uz mene i u manje dobrim trenucima, roditeljima i Saši.

I na kraju, spomenuo bih dvoje ljudi koji su u mom školovanju i profiliranju imali najznačajniju ulogu: Ljubicu Barišić, nastavnicu tehničkog odgoja u osnovnoj školi u Samoboru i Ivicu Vukovića, profesora matematike u srednjoj školi, najboljeg nastavnika kojeg sam imao čast upoznati.

# Sažetak

Slobodna  $\Lambda$  čestica raspada se preko dva neleptonska kanala

$$\Lambda \rightarrow p\pi^-$$

$$\Lambda \rightarrow n\pi^0$$

Impuls stvorenih nukleona je oko 100 MeV. Kada se  $\Lambda$  čestica nalazi unutar jezgre dolazi do dramatične promjene svojstva raspada. Spomenuti mezonski kanali raspada bivaju relativno duboko potisnuti, a javlja se mogućnost novih, takozvanih nukleonski potaknutih raspada:

$$\Lambda N \rightarrow NN$$

Ovakvi se raspadu mogu opisati slabim Hamiltonijanom koji ne favorizira prijelaze  $\Delta I = \frac{1}{2}$  nad prijelazima  $\Delta I = \frac{3}{2}$ . U ovoj disertaciji prikazan je eksperiment E931 koji je izveden na Brookhaven National Laboratory u SAD na aparaturi jedinstvenoj u svijetu. U eksperimentu do hipernuklearne produkcije dolazi u reakciji  ${}^4\text{He}(K_{stop}^-, \pi^-)_{\Lambda}^4\text{H}$ . Nakon kratkog vremena, nestabilno hipernuklearno stanje se raspada, a produkti hipernuklearnog raspada detektiraju se detektorima izlaznih čestica. U eksperimentu se određuje ukupan broj stvorenih hiperjezgara, te broj koincidentno detektiranih nukleona. Eksperiment je pokazao da se naznačenom reakcijom mogu stvarati hipernuklearni sistemi, a detektirani su i događaji koji u konačnom stanju imaju dva koincidentna nukleona (nn) i (np). Izmjerene su jednočestične distribucije energija izlaznih nukleona. Količina i kvaliteta podataka na ovom stupnju analize ne omogućava donošenje zaključaka o parcijalnim širinama nukleonski potaknutih raspada  $\Gamma_n$  i  $\Gamma_p$ , dok izmjereni omjer  $\Gamma_n/\Gamma_p$  uključuje veliku pogrešku mjerenja.



# Poglavlje 1

## Uvod

Hipernuklearna fizika u ovom trenutku ima više vrlo aktivnih područja istraživanja. Uz intrigantnu mogućnost dvohiperonskih stanja, najvažnija su pitanja: poboljšanje rezolucije hipernuklearne spektroskopije s vizijom ekstrakcije  $\Lambda N$  jake interakcije i rijetka mogućnost dobivanja informacija o slabom  $\Lambda N \rightarrow NN$  procesu. Kolaboracije E907 i E931, čiji smo bili sudionici, obrađivale su obje od ovih tema. Ovaj doktorat ispituje mogućnost da se slabi proces  $\Lambda N \rightarrow NN$  eksperimentalno istraži aparaturom jedinstvenom u svijetu.

U drugom poglavlju prikazan je teorijski okvir i opis fenomena nukleonski potaknutog hipernuklearnog raspada  $\Lambda N \rightarrow NN$ . Treće poglavlje donosi opis eksperimenta i eksperimentalne aparature. U četvrtom poglavlju opisuje se logika prikupljanja signala i računalni sustav za prikupljanje podataka. Poglavlje o analizi obrađuje kalibraciju detektorskih komponenti i analizu fizikalnih podataka gdje se određuje broj događaja u pojedinim kanalima. U zadnjem poglavlju donosimo zaključak ove disertacije.

Atomske jezgre koje nalazimo u prirodi sastoje se od protona i neutrona, koji su i sami složene čestice sastavljene od  $u$  i  $d$  kvarkova, proton ( $uud$ ) i neutron ( $udd$ ). Raznim kombinacijama  $u$  i  $d$  kvarkova dobivamo pojedine čestice SU(2) grupe. Kombinacijom izospinskog dubleta  $u - d$  sa stranim,  $s$  kvarkom, dobivaju se nove čestice izvan  $u$ - $d$  sektora ( $\Lambda, \Sigma, \dots$ ).

Hiperjezgru definiramo kao sustav koji se sastoji od konvencionalnih nukleona, protona i neutrona, te jedne ili više čestica koje sadrže  $s$  kvark, a nazivamo ih hiperonima [1],[2]. U ovakvim sustavima, hiperoni se ponašaju kao sastavni dijelovi jezgre s vlastitim identitetom, različitim od protona i neutrona. Tako na primjer zamjena jednog nukleona  $\Lambda$  česticom tvori  ${}_{\Lambda}A$  hiperjezgru,

sustav s vremenom života  $\approx 10^{-10}$ s. U vezanom stanju, kvantni brojevi  $\Lambda$  čestice razlikuju se od kvantnih brojeva ostalih nukleona, i kao takva može popunjavati bilo koju nukleonsku orbitalu u jezgri, što je ostalim nukleonima zabranjeno zbog Paulijevog principa. Kako je  $\Lambda$  najlakši član barionskog okteta, čestica je stabilna s obzirom na jaku interakciju i njen se raspad odvija preko slabog kanala.

Proučavanjem hiperjezgara dolazimo do dodatnih informacija o nuklearnoj strukturi i prirodi nukleon–hiperon interakcije. U eksperimentima s hiperjezgrama mjere se veličine kao što su nuklearna LS sila, kratkodosežne korelacije, relativistički aspekti dinamike više tijela, kiralne simetrije, slabe interakcije u nuklearnom mediju, te moguće modifikacije barionskih svojstava unutar nuklearnog medija [3]. U eksperimentima na hiperjezgrama može se proučavati i slaba  $\Lambda$ NN interakcija [4].

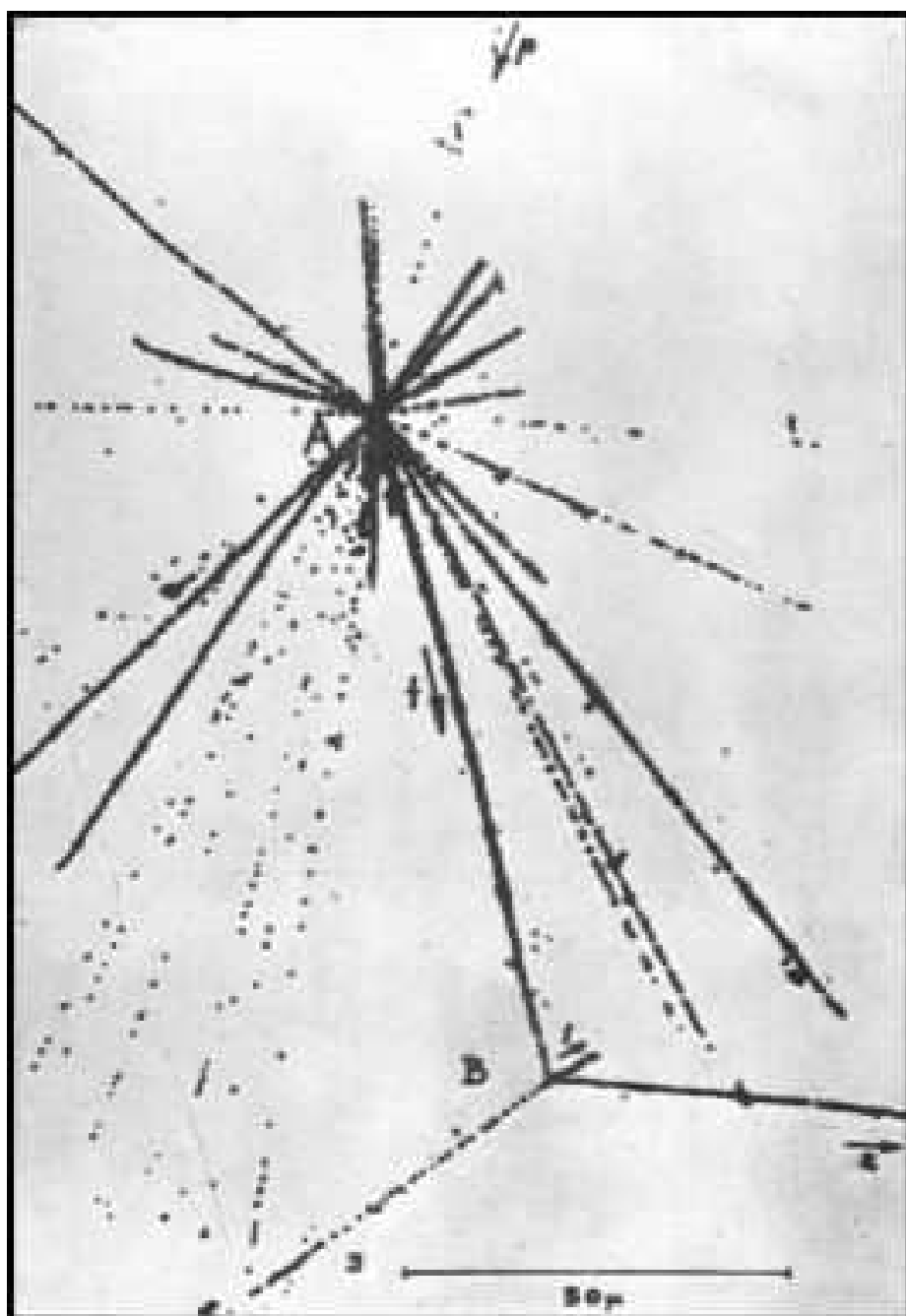
## Poglavlje 2

# Teorijski i eksperimentalni aspekti prethodnih istraživanja

$\Lambda$  čestica je barion poput protona i neutrona sa kvantnim brojevima  $J^\pi = (1/2)^+$ , i masom ( $M_\Lambda = 1115.683 \pm 0.0006 MeV/c^2$ ). Izospin  $\Lambda$  čestice je 0 uz kvarkovski sastav ( $uds$ ).  $\Lambda$  čestica je nestabilna i raspada se sa srednjim vremenom života ( $\tau = (2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10} s$ ) tipičnim za slabe raspade gdje stranost nije očuvana.

U jakim interakcijama stranost je očuvana i budući da je  $\Lambda$  čestica najlakši hiperon, moguće je stvoriti vezane sustave  $\Lambda$  čestice i nukleona, lambda hiperjezgre.

Hipernuklerana fizika rođena je prije 50 godina. 1953. godine, poljski fizičari Danysz i Pniewski [5], prvi otkrivaju hiperjezgre u mjehurastoj komori nošenoj balonom na visini od 26 km gdje je do stvaranja hiperjezgre došlo proletom kozmičkog zračenja kroz volumen komore, slika 2.1. Nakon prvobitnih eksperimenata s kozmičkim zračenjem, pojavom protonskih i pionskih snopova javlja se nova generacija eksperimenata gdje do produkcije hiperjezgara dolazi u emulzijama, a nakon toga i u  ${}^4He$  mjehurastim komorama. Za identifikaciju stvaranja hiperjezgri koristio se slabi raspad ( $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ ). U tim su eksperimentima izmjerene energije vezanja, spinovi i vremena života jezgara masa do  $A=15$  [6],[7]. Sistematičnije istraživanje hiperjezgri počinje s pojavom separiranih kaonskih snopova, i eksperimenata temeljenih na brojačkim tehnikama. Nedostatak ovih eksperimenata bio je nizak intenzitet snopa, ( $10^4 - 10^5 K^-/s$ ) te vrlo slaba rezolucija. U proučavanju  $\Sigma$  hiperjezgri također se koristila reakcija ( $K,\pi$ ), gdje je prijenos impulsa nešto veći nego u slučaju  $\Lambda$  hiperjezgre, uz veći doprinos kvazislobodnom području, čime je razjašnjen problem vrlo uske energetske strukture u  $\Sigma$  hiperjezgrama.



Slika 2.1: Prvi hipernuklearni događaj opažen u nuklearnoj emulziji. Slovo A označava primarnu interakciju kozmičke zrake s materijalom u emulziji. Slovo *f* označava trag nastalog hiperfragmenta, dok slovo B označava točku u kojoj se hiperfragment raspada.

1983. izvodi se prva produkcija hiperjezgri preko reakcije  $(\pi^+, K^+)$  [8].

U 90-tim vrlo mnogo hipernuklearnih eksperimenata proučava problematiku slabih raspada, posebno raspade oblika  $\Lambda N \rightarrow NN$ . Svi dosadašnji eksperimenti imaju nepremostiva statistička ograničenja, te je u cilju daljnjeg napretka potrebno istodobno poboljšavati intenzitete snopova i rezolucije detektora, što je ujedno i glavni cilj ovog eksperimenta.

## 2.1 Raspad slobodnog hiperona

Kao što je ranije rečeno,  $\Lambda$  je najlakši član barionskog okteta, te se raspad slobodne čestice u gotovo 100% slučajeva odvija preko slabe interakcije:

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0 + 41.1MeV \quad (2.1.1)$$

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- + 37.8MeV \quad (2.1.2)$$

## 2.2 Mezonski raspad hiperjezgre

Ukoliko do procesa raspada opisanog u predhodnom odjeljku, dolazi u jezgri, nazivamo ga mezonski slabi raspad hiperjezgre. U slučaju slobodnog raspada poznate su veličine:

$$\tau_{\Lambda}^{free} = 1/\Gamma_{\Lambda}^{free} = (2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10} s \quad (2.2.1)$$

$$b_{\pi^-}^{free} = \Gamma_{\pi^-}^{free} / \Gamma_{\Lambda}^{free} = 0.639 \pm 0.005 \quad (2.2.2)$$

$$b_{\pi^0}^{free} = \Gamma_{\pi^0}^{free} / \Gamma_{\Lambda}^{free} = 0.358 \pm 0.005 \quad (2.2.3)$$

gdje  $b_{\pi^-}^{free}$ ,  $b_{\pi^0}^{free}$  označavaju omjere grananja u pripadajuće kanale. Svojstva  $\Lambda - N$  interakcije često se izražavaju preko ovih poznatih i precizno izmjerenih veličina. Izračunamo li za slučaj slobodnog raspada, kinetičku energiju i impuls nukleona u konačnom stanju, proizlazi:

$$T_N = \frac{(m_{\Lambda} - m_N)^2 - m_{\pi}^2}{2m_{\Lambda}} c^2 \approx 5MeV \quad (2.2.4)$$

$$p_N = \sqrt{(T_N/c + m_N c)^2 - m_N^2 c^2} \approx 100MeV/c \quad (2.2.5)$$

Oslobodena energija iznosi oko 40 MeV što odgovara impulsu izlaznog nukleona od  $100\text{MeV}/c$  u sustavu centra masa. Kako je prijenos impulsa niži od Fermijevog impulsa ( $k_F \approx 270\text{MeV}/c$ ) osim u slučaju vrlo laganih jezgara, nemezonski slabi raspadi su potisnuti. Ako se uzme u obzir i energija vezanja  $\Lambda$  čestice koja iznosi 5 do 25 MeV onda je potisnuće i veće [9].

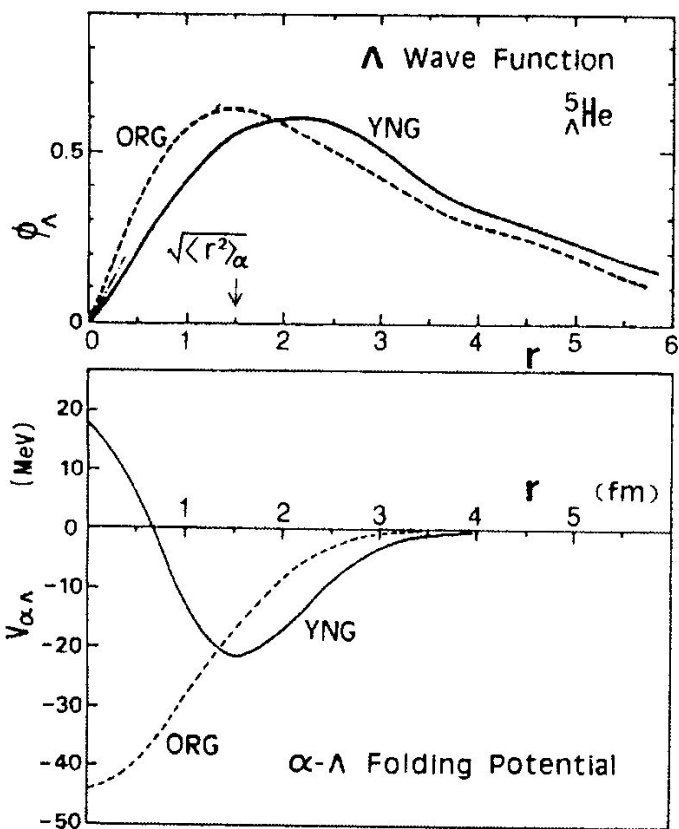
Jednostavna procjena potisnuća dana je shell modelom, uz korištenje kinematike slobodnog prostora (zanemarivanje bilo kakvih efekata energije vezanja ili distorzije valne funkcije), te uz pretpostavku da se pion odbija od jezgre u cijelosti a ne od pojedinog nukleona dobiva se izraz [10]:

$$\frac{1}{\Gamma_\Lambda} \Gamma_{\Lambda \rightarrow N\pi} = 1 - \frac{1}{2} \sum_{njl} N_{njl} |\langle njl | j_l(k_\pi r) | 1s_{1/2} \rangle|^2 \quad (2.2.6)$$

gdje je  $N_{njl}$  broj popunjenja određenog stanja a  $k_\pi \approx 100\text{MeV}/c$  je impuls piona. Prema ovom računu doprinos mezonskog kanala jako opada kao funkcija nuklearne mase [11]. Ova interakcija ( $\Delta S = 1$ ), analogon je slaboj  $NN \rightarrow NN$  interakciji u kojoj dolazi do narušenja pariteta [12], ali s tom razlikom da je ovdje moguće promatrati i raspade u kojima je očuvan paritet ( u  $NN \rightarrow NN$  interakciji komponenta koja čuva paritet umanjena je jakom interakcijom).

U teorijskim proračunima,  $\Lambda$  potencijal se prikazuje u dva potpuno suprotna oblika. Jedan od njih je jednostavan privlačni potencijal Gaussovog oblika dok drugi ima jako odbojnu sredinu. Ukoliko postoji odbojna sredina, imamo tendenciju istiskivanja valne funkcije  $\Lambda$  čestice iz jezgre što dovodi do pojačanja mezonske širine raspada. Tako su na primjer Motoba *et al.* [13], te Kumagai-Fuse *et al.* [14] izračunali valne funkcije  $\Lambda$  čestice te mezonske širine raspada za hiperjezgru  ${}^5_\Lambda\text{He}$  za dva različita oblika  $\alpha-\Lambda$  potencijala. Jedan se temelji na YNG  $\Lambda-N$  modelu interakcije, a drugi se bazira na ORG modelu. Slika 2.2 prikazuje valne funkcije  $\Lambda$  čestice te  $\alpha-\Lambda$  potencijale izračunate preko YNG (puna linija) i ORG (isprekidana linija) modela. YNG ima centralni odbojni dio, dok ORG tip potencijala ima jednostavan privlačni oblik. Oba potencijala jednako reproduciraju energije vezanja  $\Lambda$  čestice u  ${}^5_\Lambda\text{He}$  jezgri iako imaju potpuno drugačiji oblik. Izračunate širine pionskih raspada prikazane su u tablici 2.1. Razlika između pojedinih širina iznosi oko 20%. Kako bi na osnovi eksperimentalnih podataka mogli napraviti razliku između ova dva modela potrebna su mjerenja visoke preciznosti.

Amplitude prijelaza možemo izraziti preko izospinskih komponenta kao:

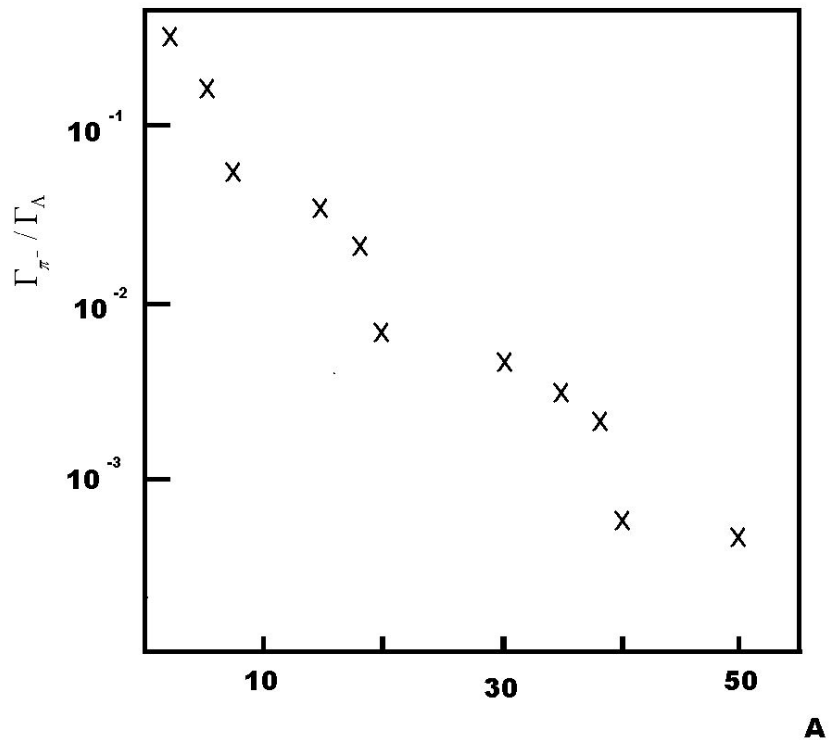


Slika 2.2: Teorijski izračunate radijalne valne funkcije  $\Lambda$  čestice i odgovarajući potencijali.

$$(2.2.7) \quad \langle N\pi | H^I | \Lambda \rangle = \langle N\pi | a_1 \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) + a_3 \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) | \Lambda \rangle$$

gdje su  $a_i$  jačine  $\Delta I = \frac{1}{2}$  amplituda. Napišemo li konačno stanje kao produkt valnih funkcija piona i neutrona:

$$(2.2.8) \quad |\pi^0 n\rangle = |\pi^0\rangle |n\rangle$$



Slika 2.3: Omjer izračunate širine raspada za  $N\pi$  kanal i širine raspada slobodne  $\Lambda$  čestice kao funkcija atomske mase  $A$ .

algebrom kutne količine gibanja određen je izospin konačnog stanja. Neutron s protonom tvori izospinski dublet, a njegovi kvantni brojevi su  $(I, I_3)_n = (\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$ . Neutralni pion pripada izospin-skom tripletu a njegovi kvantni brojevi su  $(I, I_3)_\pi = (1, 0)$ . Kombinacijom ovih kvantnih brojeva konačno stanje možemo pomoću Clebsch-Gordanovih koeficijenata pisati kao

$$|\pi^0 n\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |3/2, -1/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |1/2, -1/2\rangle \quad (2.2.9)$$

Slično možemo pisati i za

$$|\pi^- p\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |3/2, -1/2\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |1/2, -1/2\rangle \quad (2.2.10)$$

Uvedemo li oznake za amplitude:



|      | $\Gamma_{\pi^-}/\Gamma_\Lambda$ | $\Gamma_{\pi^0}/\Gamma_\Lambda$ | Ref. |
|------|---------------------------------|---------------------------------|------|
| ORG  | 0.321                           | 0.177                           | [13] |
|      | 0.31                            | 0.16                            | [14] |
| YNG  | 0.393                           | 0.215                           | [13] |
|      | 0.40                            | 0.20                            | [14] |
| exp. | $0.44 \pm 0.11$                 | $0.18 \pm 0.20$                 | [15] |

Tablica 2.1: Dosadašnji teorijski i eksperimentalni rezultati za hiperjezgru  ${}^5_\Lambda He$

$$M_{\pi^0} = \langle \Lambda \mid n\pi^0 \rangle \quad (2.2.11)$$

$$M_{\pi^-} = \langle \Lambda \mid p\pi^- \rangle \quad (2.2.12)$$

$$A_{1/2} = \langle \Lambda \mid 1/2, -1/2 \rangle \quad (2.2.13)$$

$$A_{3/2} = \langle \Lambda \mid 3/2, -1/2 \rangle \quad (2.2.14)$$

Koristeći se ovim oznakama možemo pisati:

$$M_{\pi^0} = \sqrt{\frac{2}{3}} A_{2/3} + \sqrt{\frac{1}{3}} A_{1/2} \quad (2.2.15)$$

$$M_{\pi^-} = \sqrt{\frac{1}{3}} A_{2/3} - \sqrt{\frac{2}{3}} A_{1/2} \quad (2.2.16)$$

Širine raspada proporcionalne su kvadratima amplituda M:

$$\Gamma_{\pi^0} \sim |M_{\pi^0}|^2 \quad (2.2.17)$$

$$\Gamma_{\pi^-} \sim |M_{\pi^-}|^2 \quad (2.2.18)$$

Za omjer širina raspada proizlazi:

$$\frac{\Gamma_{\pi^-}}{\Gamma_{\pi^0}} = \frac{\frac{2}{3} |A_{1/2}|^2 \cdot \left| 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{A_{3/2}}{A_{1/2}} \right|^2}{\frac{1}{3} |A_{1/2}|^2 \cdot \left| 1 + \sqrt{2} \frac{A_{3/2}}{A_{1/2}} \right|^2} \quad (2.2.19)$$

Ako u ovom izrazu zanemarimo  $A_{3/2}$  omjer širina raspada poprima vrijednost:

$$\frac{\Gamma_{\pi^-}(\Lambda \rightarrow p\pi^-)}{\Gamma_{\pi^0}(\Lambda \rightarrow n\pi^0)} = 2 \quad (2.2.20)$$

što je u vrlo dobrom slaganju s mjerenim omjerima grananja. To je takozvano pravilo  $\Delta I = \frac{1}{2}$ . Izgleda također da se pravilo  $\Delta I = \frac{1}{2}$  može primijeniti na raspade kaona i većinu stranih bariona, ali ne radi dobro za raspade  $\Omega^-$  čestice [16].

## 2.3 Nemezonski hipernuklearni raspadi

Prisutnost nuklearnog medija s jedne strane dovodi do potisnuća  $N\pi$  kanala, a s druge strane otvara nove mogućnosti, takozvane nukleonski stimulirane raspade [17]. U prvim trenucima nakon stvaranja hiperjezgre, hiperon iz pobuđenog stanja elektromagnetski prelazi u osnovno stanje, a zatim preko reakcije promjene stranosti slabim raspadom u neki od oblika konvencionalnih jezgara:

$$\Lambda + p \rightarrow p + n + 176MeV \quad (2.3.1)$$

$$\Lambda + n \rightarrow n + n + 176MeV \quad (2.3.2)$$

U ovim reakcijama, nukleon služi kao katalizator  $\Lambda$  raspada [18]. Energija i impuls, pod pretpostavkom da se ravnomjerno razdjele među izlaznim nukleonima iznose:

$$T_N \approx \frac{1}{2} (m_\Lambda - m_N) c^2 \approx 90MeV \quad (2.3.3)$$

$$p_N = \sqrt{(T_N/c + m_N c)^2 - m_N^2 c^2} \approx 420MeV/c \quad (2.3.4)$$

iz čega se vidi da je impuls izlaznih nukleona mnogo veći od Fermijevog impulsa. Fazni prostor ovakvih raspada je velik i nema Paulijevog potisnuća nemezonskih kanala, a značenje im raste sa porastom masenog broja  $A$ . Ovo predviđanje u potpunosti je u skladu s eksperimentom, slika 2.5. Evidentno je da za  $A \geq 10$  dominiraju nemezonski procesi. Rani su eksperimenti potvrdili dominaciju nemezonskih modova raspada za teže jezgre [10].

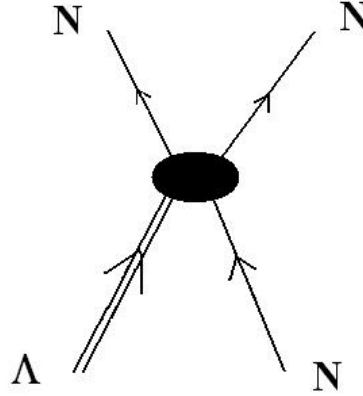
Nemezonski raspadi  ${}^3_\Lambda H$  i  ${}^4_\Lambda H$  hiperjezgara vrlo su rijetki, ali već kod helijevih hiperjezgara postaju usporedivi s mezonskim raspadima.

Ukupna širina raspada  $\Gamma_{tot} = 1/\tau$  može se izraziti kao suma četiri komponente:

$$\Gamma_{tot} = \frac{1}{\tau} = \Gamma_{\pi^0} + \Gamma_{\pi^-} + \Gamma_n + \Gamma_p = \Gamma_m + \Gamma_{NM} \quad (2.3.5)$$

gdje  $\Gamma_m$  i  $\Gamma_{NM}$  označavaju širine mezonskog i nemezonskog kanala raspada.

Opservable koje se obično eksperimentalno mjere i uspoređuju sa teorijskim predviđanjima su:



Slika 2.4: Shematski prikaz nemezonskog raspada  $\Lambda$  hiperona.

- (i) ukupna širina nemezonskog raspada  $\Gamma_{NM}$
- (ii) omjer protonski  $\Lambda p \rightarrow pn$ , i neutronske  $\Lambda n \rightarrow nn$  stimuliranih raspada

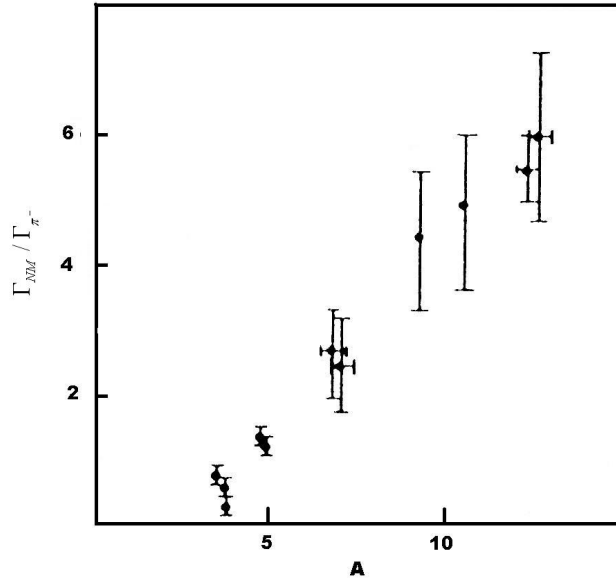
$$\Gamma_{NM}^p / \Gamma_{NM}^n = \Gamma_{NM}(p/n) \quad (2.3.6)$$

Općenito je vrlo teško proučavati slabe interakcije između dvaju nukleona zbog toga što je dio koji čuva paritet maskiran jakim interakcijom. S druge strane reakcija  $\Lambda N \rightarrow nN$  predstavlja efikasan način za proučavanje slabih interakcija među barionima jer se cijeli proces odvija samo pomoću slabe interakcije.

U ovakvim procesima moguće je zasebno promatrati dijelove koji čuvaju i dijelove koji narušavaju paritet. Kako je relativan impuls  $\Lambda N$  stanja u hiperjezgri mali, pretpostavljamo da je početno  $\Lambda N$  stanje dano  $s$  valom,  $^1S_0$  i  $^3S_0$  [18].

Sve moguće amplitude prijelaza iz početnih  $s$  stanja prikazane su u tablici 2.2. Izospin konačnog stanja,  $I_{NN}$ , određen je sa  $L + S + I = \text{neparan}$ , zbog dvofermionskog stanja. Neutronom potaknut raspad  $\Lambda n \rightarrow nn$  nije moguć preko  $I_{NN} = 0$  kanala. Dakle, parcijalne širine  $\Gamma_p$  i  $\Gamma_n$  su dane sa [18]:

$$\Gamma_p = a_p^2 + b_p^2 + c_p^2 + d_p^2 + e_p^2 + f_p^2 \quad (2.3.7)$$



Slika 2.5: Izmjereni omjer širina raspada nemezonskih  $\Lambda N \rightarrow NN$  prema mezonским  $\Lambda \rightarrow N\pi$  raspadima kao funkcija atomske mase.

$$\Gamma_n = a_n^2 + b_n^2 + f_n^2 \quad (2.3.8)$$

Dobro je poznata stvar da kod kaonskih i hiperonskih raspada prevladavaju prijelazi  $\Delta I = \frac{1}{2}$  nad prijelazima  $\Delta I = \frac{3}{2}$ . Ako bi u slučaju  $\Lambda N \rightarrow nN$  procesa također vrijedilo pravilo  $\Delta I = \frac{1}{2}$ , amplitude prijelaza  $\Lambda n \rightarrow nn$  i  $\Lambda p \rightarrow np$  bile bi izražene kao:

$$a_n = \sqrt{2}a_p, b_n = \sqrt{2}b_p, f_n = \sqrt{2}f_p \quad (2.3.9)$$

Omjer  $\Gamma_n/\Gamma_p$  možemo napisati kao:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} = \frac{2\Gamma(I=1)}{\Gamma(I=0) + \Gamma(I=1)} \quad (2.3.10)$$

U ovom pogledu, opservabla  $\Gamma_n/\Gamma_p$  je vrlo važna za razumijevanje izospinske strukture nemezonskih slabih raspada.

Dugi niz godina vrše se mjerenja parcijalnih širina raspada raznih hipernuklearnih sustava, ali do danas niti za jednu jezgru ne postoji potpuni skup podataka. Nepouzdanosti u ovakvim mjerenjima vrlo su velike kao što se može vidjeti u tablicama 2.3 i 2.4.

| Početno     |   | konačno | Amplituda   |   | $I_{NN}$ | $\Delta P$ |
|-------------|---|---------|---|---|----------|------------|
| $\Lambda N$ |   | $NN$    | $\Lambda p \rightarrow np$                            | $\Lambda n \rightarrow nn$                            |          |            |
| $^1S_0$     | → | $^1S_0$ | $a_p$   | $a_n$   | 1        | ne         |
|             | → | $^3P_0$ | $b_p \times \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2)q$        | $b_n \times \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2)q$        | 1        | da         |
| $^3S_1$     | → | $^3S_1$ | $c_p$   |   | 0        | ne         |
|             | → | $^3D_1$ | $d_p \times \frac{1}{2}S_{12}(q)$                     |   | 0        | ne         |
|             | → | $^1P_1$ | $e_p \times \frac{\sqrt{3}}{2}(\sigma_1 - \sigma_2)q$ |   | 0        | da         |
|             | → | $^3P_1$ | $f_p \times \frac{\sqrt{6}}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)q$ | $f_n \times \frac{\sqrt{6}}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)q$ | 1        | ne         |

Tablica 2.2: Nemezonski prijelazi iz  $s$  stanja  $\Lambda N$  sustava.

| Hiperjezgra                           | $\Gamma_{nm}/\Gamma_{\pi^-}$ | Reference |
|---------------------------------------|------------------------------|-----------|
| $^4_{\Lambda}H$                       | $0.52 \pm 0.10$              | [19]      |
|                                       | $0.70 \pm 0.19$              | [20]      |
| $^5_{\Lambda}H$                       | $1.31 \pm 0.09$              | [21]      |
|                                       | $1.2 \pm 0.2$                | [22]      |
| $^{4,5}_{\Lambda}He$                  | $1.01 \pm 0.12$              | [23]      |
| $_{\Lambda}Li$                        | $2.55 \pm 0.66$              | [23]      |
| $_{\Lambda}Li,_{\Lambda}Be$           | $2.4 \pm 0.7$                | [24]      |
| $_{\Lambda}Be$                        | $4.3 \pm 1.1$                | [25]      |
| $\geq_{\Lambda}Be$                    | $6.6 \pm 1.4$                | [23]      |
| $^{11}_{\Lambda}B$                    | $4.8 \pm 1.1$                | [25]      |
| $\geq_{\Lambda}B$                     | $5.3 \pm 1.3$                | [23]      |
| $_{\Lambda}B,_{\Lambda}C,_{\Lambda}N$ | $5.9 \pm 1.2$                | [21]      |
|                                       | $5.5 \pm 0.5$                | [25]      |
| $10 \leq A \leq 100$                  | $100 - 200$                  | [26]      |

Tablica 2.3: Rezultati dosadašnjih mjerenja omjera  $\Gamma_{nm}/\Gamma_{\pi^-}$ 

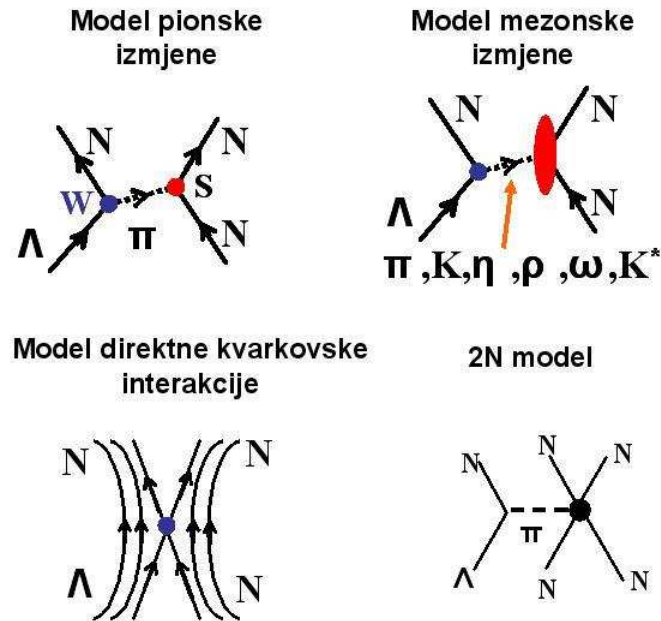
| Hiperjezgra                           | $\Gamma_n/\Gamma_p$      | Reference |
|---------------------------------------|--------------------------|-----------|
| $^4_{\Lambda}He$                      | $0.46 \pm_{0.18}^{0.24}$ | [19]      |
|                                       | $0.67 \pm_{0.15}^{0.19}$ | [27]      |
|                                       | $0.93 \pm 0.55$          | [15]      |
| $^5_{\Lambda}He$                      | $0.77 \rightarrow 2.0$   | [22]      |
|                                       | $\geq 1.4$               | [28]      |
| $_{\Lambda}B,_{\Lambda}C,_{\Lambda}N$ | $0.59 \pm_{0.14}^{0.17}$ | [25]      |
| $A \geq 10$                           | $2.1 \pm_{0.27}^{0.45}$  | [29]      |
| $A40 - 100$                           | $1.5 \rightarrow 9$      | [26]      |
|                                       | 5.7                      | [30]      |
|                                       | 9                        | [31]      |

Tablica 2.4: Postojeća mjerenja omjera  $\Gamma_n/\Gamma_p$ .

Vrlo važan eksperiment s obzirom na ovaj rad je eksperiment E788, koji je početkom 90-tih godina izvela istoimena kolaboracija na BNL-u, koristeći isti neutronske detektor koji koristi i kolaboracija E931, a rezultati tog eksperimenta dani su u tablici 2.5.

|  |                 |
|--|-----------------|
| $\tau$                                       | $256 \pm 20$ ps |
| $\Gamma_p/\Gamma_\Lambda$                    | $0.21 \pm 0.07$ |
| $\Gamma_n/\Gamma_\Lambda$                    | $0.20 \pm 0.11$ |
| $\Gamma_{\pi^-}/\Gamma_\Lambda$              | $0.44 \pm 0.11$ |
| $\Gamma_{\pi^0}/\Gamma_\Lambda$              | $0.18 \pm 0.20$ |
| $\frac{\Gamma_n + \Gamma_p}{\Gamma_{\pi^-}}$ | $0.92 \pm 0.31$ |
| $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}$                  | $0.93 \pm 0.55$ |

Tablica 2.5: Rezultati mjerenja hipernuklearnog raspada  ${}^4_\Lambda He$ [15]



Slika 2.6: Teorijski modeli slabih nemezonskih raspada.

### 2.3.1 Teorijski modeli

Još od samog otkrića nemezonskih slabih raspada 1953. godine, razni teorijski modeli pokušavaju dati zadovoljavajuće objašnjenje eksperimentalnih podataka kao što su  $\Gamma_n/\Gamma_p$  ili ukupna širina nemezonskog raspada  $\Gamma_{NM}$ . U ovom dijelu opisujemo četiri različita pristupa:

- Modele jednopionske izmjene (OPE)
- Modele jednomezonske izmjene (OME)
- Kvarkovske modele (DQ)
- 2N modele

#### Modeli jednopionske izmjene (OPE)

U svom najjednostavnijem obliku, reakcija  $\Lambda N \rightarrow nN$  se može predstaviti kao pionska reapsorpcija u  $\Lambda \rightarrow N\pi$  raspadu unutar jezgre. Feynmanov dijagram ovog procesa prikazan je na slici 2.6, gore lijevo. S obzirom da postoji dobro teorijsko razumijevanje raspada slobodne  $\Lambda$  čestice (slabi verteks

$\Lambda \rightarrow N\pi$ ) i procesa pionske apsorpcije (jaki verteks u  $\pi NN$ ), prirodno proširenje je proračun s OPE modelom. Proširujući ovu ideju mnogi autori [32][33][34][35][36][37][38] preko OPE modela računaju  $\Gamma_n/\Gamma_p$  i  $\Gamma_{nm}$  za razne hipernuklearne sustave.

Osnovna karakteristika ovakvih računa je precjenjivanje nemezonske širine raspada ( $\Gamma_{NM} = (2-4)\Gamma_\Lambda$ ) gdje se dobiva četiri puta veći rezultat u odnosu na najnovija eksperimentalna istraživanja. U sljedećem koraku, kao medijator izmjene uvodi se  $\rho$  mezon (takozvani  $\pi + \rho$  modeli) gdje dolazi do smanjivanja  $\Gamma_{NM}$ . Svi modeli ovog tipa za omjer  $\Gamma_n/\Gamma_p$  daju vrijednost (0.05-0.3) što je u neskladu s eksperimentima gdje se vrijednosti kreću oko 1. To se dešava iz razloga što jako tenzorsko vezanje OPE modela traži pojačanje  $\Delta L = 2$  i  $\Delta S = 2$  prijelaza, što inducira  ${}^3S_1(\Lambda N) \rightarrow {}^3D_1(NN)$  (d amplituda). Kao rezultat dolazi do smanjenja  $\Gamma_n$  u odnosu na  $\Gamma_p$ . Ovo neslaganje između teorijskih i eksperimentalnih rezultata poznato je kao  $\Gamma_n/\Gamma_p$  zagonetka.

### Modeli jednomezonske izmjene (OME)

Zbog velikog prijenosa impulsa u NMWD procesima ( $\Delta q \sim 400 MeV/c$ ) za očekivati je da se kao medijatori pojavljuju i teži mezoni. Dubach *et al.*[11] uvodi OME model u kojemu se interakcija propagira težim mezonima kao što su  $\rho, K, K^*, \omega$  i  $\eta$ , kao što je prikazano na slici 2.6 gore desno, zajedno sa izračunatim  $\Gamma_n/\Gamma_p$  omjerom. Kako  $K$ -mezon dominantno doprinosi prijelazu  ${}^3S_1(\Lambda N) \rightarrow {}^3P_1(NN)$  ( $f$  amplituda), dolazi do povećanja  $\Gamma_n/\Gamma_p$  omjera. Parreno *et al.* [39][40] dobivaju  $\Gamma_n/\Gamma_p \approx 0.4 - 0.5$  u slučaju hiperjezgre  ${}^5_\Lambda He$ .

### Kvarkovski modeli (DQ)

Kod OPE i OME modela, obično se pretpostavlja da vrijedi pravilo  $\Delta I = 1/2$  za mezonsko vezanje na barione. Ta pretpostavka je opravdana kod  $\Lambda N\pi$  verteksa, ali nema eksperimentalne potvrde da vrijedi i kod verteksa oblika  $\Lambda N\rho$ . Jedan od mogućih pristupa za proučavanje kratkodosežnih svojstava  $\Lambda N$  slabe interakcije je uvođenje kvarkovskih stupnjeva slobode. U ranim radovima, Cheung, Heddele i Kisslinger [41][42] predlažu hibridni kvarkovsko hadronski model (HQH). U ovom modelu, dvije odvojene reakcije opisuju se sa različitim dosezima. Dugodosežna interakcija ( $r > 0.8 fm$ ) se opisuje sa OPE modelom, dok se kratkodosežna interakcija opisuje preko šest kvarkova. U kasnijem radu, Oka *et al.* [43][44] koriste se kontaktnom interakcijom četiri kvarka, gdje dolazi do prijelaza bez uvođenja mezona, kao što je prikazano na slici 2.6 dolje lijevo. Četvero kvarkovski



verteks dobiven je iz niskoenergetskog efektivnog Hamiltonijana u okviru perturbativne QCD teorije i sadrži prijelaze sa  $\Delta I = 1/2$  i  $\Delta I = 3/2$ . Autori naglašavaju da DQ mehanizam daje veliki  $\Delta I = 3/2$  doprinos, posebno u  $L = 0$  kanalu.

Sasaki *et al.*[45] proširuje DQ model, kombinirajući OME model,  $(\pi + K + DQ)$  kako bi se u obzir uzele i dugodosežne interakcije. U ovom modelu dobiva se  $\Gamma_n/\Gamma_p \sim 0.5 - 0.7$  u slučaju hiperjezgre  ${}^5_{\Lambda}He$ .

## 2N modeli

Takozvane dvonukleonske indukcijske modele raspada  $\Lambda NN \rightarrow nNN$  predlaže Alberico *et al.* [4]. Na slici 2.6 dolje desno, vidimo da se ovaj prijelaz opisuje sa dvonukleonskom apsorpcijom virtualnog fotona emitiranog u verteksu  $\Lambda N\pi$ . Autori inzistiraju da do pionske apsorpcije dolazi većinom na paru neutron-proton, što znači da 2N inducirani raspadi idu preko  $\Lambda np \rightarrow nnp$  kanala, odnosno emitira se dva puta više neutrona od protona. Eksperimentalno opažanje velikog broja neutrona može se objasniti manjom parcijalnom širinom  $\Gamma_n$  ukoliko je doprinos ovog mehanizma značajan.

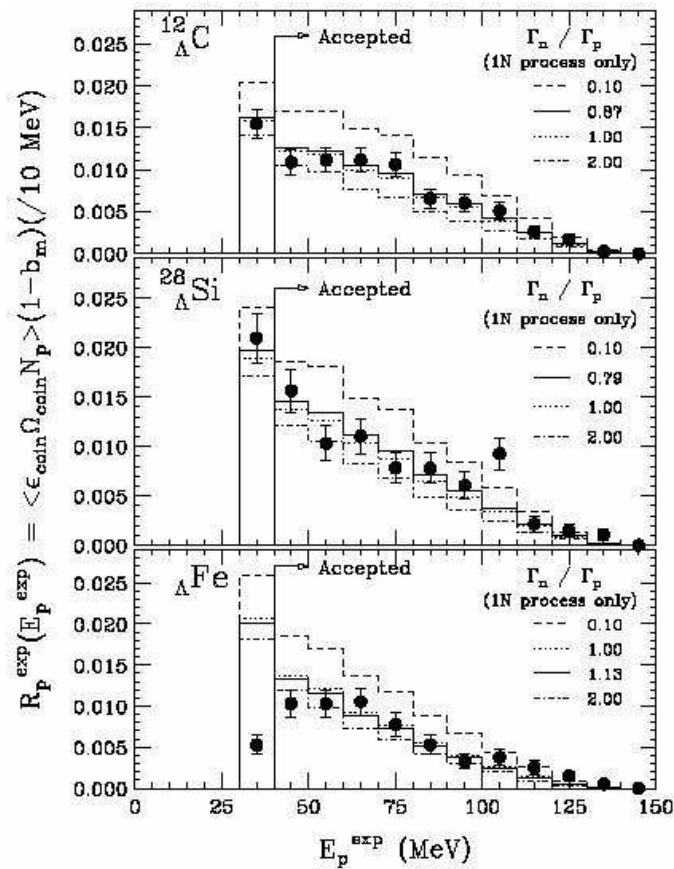
Za rješenje ove zagonetke potrebni su dodatni napori na obje strane, i teorijskoj i eksperimentalnoj.

## 2.4 Eksperimentalni podaci

S eksperimentalne strane, kod problema određivanja mehanizma nemezonskih slabih raspada nužno je izmjeriti s velikom točnošću parcijalne širine raspada, i to ukupnu nemezonsku širinu raspada  $\Gamma_{NM}$  te omjer neutronske i protonske induciranih prijelaza  $\Gamma_n/\Gamma_p$ . Proces promatranja izlaznih nukleona koji nastaju kao rezultat raspada  $\Lambda$  čestice unutar hiperjezgre nailazi na brojne poteškoće. Sam raspad dešava se u nuklearnom mediju, što znači da emitirani nukleoni mogu doživjeti raspršenje, proces poznat pod imenom interakcija u konačnom stanju (FSI). Ovakve se interakcije vrlo teško mogu razlikovati od 2N procesa.

### 2.4.1 Energetski spektri nukleona i omjer $\Gamma_n/\Gamma_p$

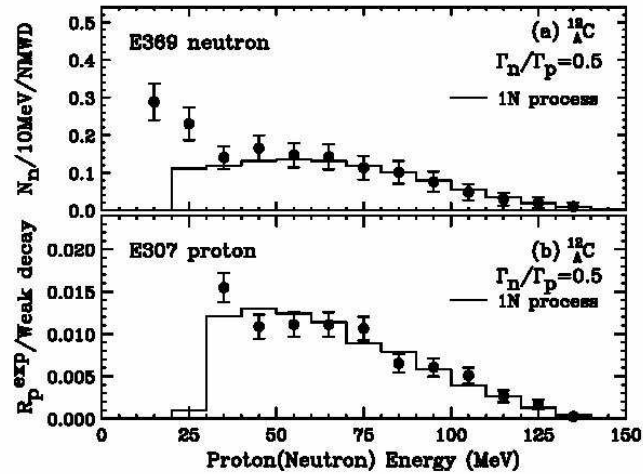
Širine raspada su određene usporedbom energetskog spektra nukleona sa izračunatim spektrom metodom intra nukleranih kaskada (INC). Zbog tehničke poteškoće opažanja neutrona, većina dosada izmjerenih nukleonskih spektara bili su protonski spektri. Slika 2.7 prikazuje protonske spektre u



Slika 2.7: Protonski energetski spektrar iz  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ ,  ${}^{28}_{\Lambda}\text{Si}$  i  $\Lambda\text{Fe}$  mjerjen u eksperimentu KEK PS-307, u usporedbi sa simuliranim energetskim spektrima [47].

procesu nemezonskog slabog raspada  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ ,  ${}^{28}_{\Lambda}\text{Si}$  i  ${}^{26}_{\Lambda}\text{Fe}$  u KEK eksperimentu PS-E307, [46]. Ti se protonski spektri uspoređuju s teorijskim proračunima, varirajući pretpostavljenu vrijednost omjera  $\Gamma_n/\Gamma_p$ , uz naknadnu prilagodbu eksperimentalnog spektra kako bi se dobio odgovarajući omjer. Napomenimo da se širina  $\Gamma_n$  procijenjivala oduzimanjem širina raspada svih ostalih procesa a ne direktnim mjerenjem.

Do sada, u samo jednom eksperimentu istovremeno su mjereni i protonski i neutronski energetski spektri BNL [15]. U ovom eksperimentu po prvi su puta opaženi neutroni proizašli iz nemezonskog slabog raspada  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  i  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$  uz vrlo malu statistiku,  $\sim 20$  neutrona u slučaju  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  i  $\sim 40$  neutrona u slučaju  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ . Omjer  $\Gamma_n/\Gamma_p$  određen u ovom eksperimentu sadrži velike neodređenosti, prvenstveno



Slika 2.8: Neutronski energetske spektri iz  $^{12}_\Lambda\text{C}$  i  $^{89}_\Lambda\text{Y}$  dobivenih u eksperimentu KEK PS-E369 [48].

zbog male statistike.

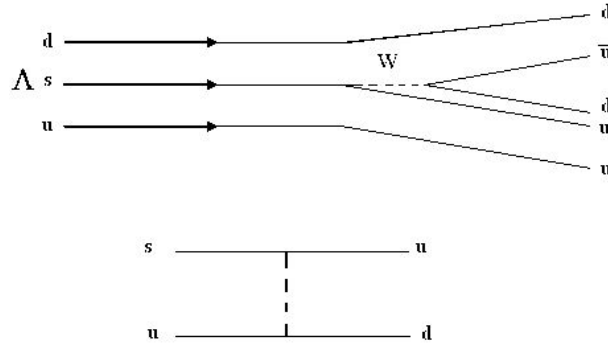
U eksperimentu KEK PS-E369 [48] mjereni su neutronske energetske spektri u  $^{12}_\Lambda\text{C}$  i  $^{89}_\Lambda\text{Y}$  što je prikazano na slici 2.8. Na prikazu protonskog spektra vidimo da nema osjetljivosti ispod 40 MeV, dok za neutronske spektar postoji osjetljivost i u niskoenergetskom dijelu, zbog toga što neutron nije podložan gubitku energije unutar jezgre i volumena detektora. FSI efekti stvaraju događaje koji se grupiraju u niskoenergetskom dijelu spektra, a jednako tako i 2N inducirani događaji. Kako 1N inducirani proces u konačnom stanju ima dvije čestice, energetske spektar nukleona trebao bi imati širok vrh centriran u  $Q$  vrijednosti ( $\sim 76$  MeV).

Potvrđeno je da sa porastom masenog broja dolazi do pojačanja niskoenergetskog dijela spektra, a visokoenergetski spektar se smanjuje. Jedna od mogućih interpretacija je povećanje FSI procesa, međutim uloga 2N procesa isto tako može biti značajna.

## 2.5 Izospinska struktura slabog Hamiltonijana

Dijagram toka kvarkova za slučaj mezonskog raspada  $\Lambda$  hiperona dan je na slici 2.9. U ovom opisu, interakcija se prenosi izmjenom baždarnog bozona  $W$  između dva kvarka.

Kada bismo apstrahirali jaku interakciju, jednostavan opis interakcije četiri kvarka bio bi dan sa



Slika 2.9: (a) raspad  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  prikazan u dijagramu toka kvarkova. (b) prikaz slabog raspada u kojem sudjeluju četiri fermiona i W bozon. To ujedno predstavlja i najniži red kratkodosežne  $\Delta S = 1$  interakcije Standardnog modela.

(za  $q^2 = 0$ )

$$H_{\Delta S=1} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos \theta_c \sin \theta_c (\bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma^5)s\bar{d}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u) \quad (2.5.1)$$

Ovaj izraz opisuje izmjenu W bozona u graničnom slučaju  $q^2=0$ . Član  $1/2\gamma_\mu(1 - \gamma_5)$  je kiralni operator koji ograničava interakciju samo na lijeve komponente. Budući da je jaka interakcija znatno snažnija od slabe interakcije, ovo nije nužno dobar opis fizike pogotovo kada se u konačnom stanju javljaju hadroni, te je potrebno uvesti dodatne korekcije. Jedan od pristupa je i [49] gdje prethodna jednadžba poprima oblik:

$$H_{\Delta S=1} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos \theta_c \sin \theta_c (C_1 \bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma^5)s\bar{d}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u + C_2 \bar{d}\gamma_\mu(1 - \gamma^5)s\bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u) \quad (2.5.2)$$

Račun Gilman-a i Wise-a uključuje korekcije temeljene na vodećem logaritamskom članu Feynmanovih dijagrama sa jednom petljom. Wilsonovi koeficijenti  $C_1$  i  $C_2$  određuju se u procesu renormalizacije. Pod pretpostavkom da je masa top kvarka  $m_t = 150\text{GeV}/c^2$  dobiva se:

$$C_1 = 1.51 \quad C_2 = -0.856 \quad (2.5.3)$$

| $(I, I_3)$ | $qq$                           | $q\bar{q}$                                |
|------------|--------------------------------|---|
| $(1, 1)$   | $uu$                           | $u\bar{d}$                                |
| $(1, 0)$   | $\frac{1}{\sqrt{2}}(ud + du)$  | $\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$ |
| $(1, -1)$  | $dd$                           | $-d\bar{u}$                               |
| $(0, 0)$   | $-\frac{1}{\sqrt{2}}(ud - du)$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} + u\bar{u})$ |

Tablica 2.6: Izospinska struktura dvokvarkovskog operatora.

| $(I, I_3)$                     | $\bar{q}\bar{q}q$  |
|--------------------------------|--|
| $(\frac{3}{2}, \frac{3}{2})$   | $d\bar{d}u$  |
| $(\frac{3}{2}, \frac{1}{2})$   | $\frac{1}{\sqrt{3}}(d\bar{d}d - \bar{u}d\bar{u} - \bar{u}d\bar{d})$        |
| $(\frac{3}{2}, -\frac{1}{2})$  | $\frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{u}\bar{u}u - \bar{d}\bar{u}d - \bar{u}d\bar{d})$  |
| $(\frac{3}{2}, -\frac{3}{2})$  | $\bar{u}\bar{u}d$  |
| $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$   | $\frac{1}{\sqrt{6}}(2d\bar{d}d + \bar{u}d\bar{u} + \bar{d}\bar{u}u)$       |
| $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$  | $\frac{1}{\sqrt{6}}(2\bar{u}\bar{u}u + \bar{d}\bar{u}d + \bar{u}d\bar{d})$ |
| $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})'$  | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}d\bar{u} - \bar{d}\bar{u}u)$                    |
| $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})'$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{d}\bar{u}d - \bar{u}d\bar{d})$                    |

Tablica 2.7: Izospinska struktura trokvarkovskog operatora.

Zbog svojstava konstante vezanja  $\alpha_{strong}$  i primjenjivosti perturbativnog računa, u obzir se uzimaju samo tvrdi gluoni energija  $\geq 1GeV$ .

Izospinska struktura višekvarkovskog operatora ovisi o redosljedu pojavljivanja pojedinih kvarkova u Hamiltonijanu interakcije. Konstrukcija višekvarkovskih operatora izvodi se preko kvantne mehanike zakretnog momenta. Postupak je sličan konstrukciji spinskih stanja za čestice spina  $\frac{1}{2}$  upotrebom operatora spuštanja. Operator spuštanja  $L$  definiramo kao operator koji transformira gornju komponentu izospinskog dubleta u donju. Pravila djelovanja operatora spuštanja na kvarkove i antikvarkove su

$$Lu = d \quad Ld = 0 \quad L\bar{d} = -\bar{u} \quad L\bar{u} = 0 \quad (2.5.4)$$

Konstrukcija  $qq$  i  $q\bar{q}$  operatora započinje sa stanjem maksimalne projekcije izospina  $I_3$ ,  $(I, I_3) = (1, 1)$  a zatim uzastopno djelujemo sa operatorom spuštanja.

Za razumijevanje izospinske strukture hamiltonijana potrebno je proučiti dublete  $u, d$  kvarkova. Izospin  $s$  kvarka je 0 i ne doprinosi ukupnoj izospinskoj strukturi. Trokvarkovski operatori prikazani su u tablici 2.7. Komponente  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})'$  i  $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})'$  okomite su jedna na drugu i na komponente  $(\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2})$ .

Kada riješimo ovaj sustav, tri trokvarkovska operatora koji se javljaju u hamiltonijanu su:

$$\bar{d}\bar{d}\bar{d} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) + \sqrt{\frac{2}{3}} \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right), \quad (2.5.5)$$

$$\bar{u}\bar{d}\bar{u} = \frac{-1}{\sqrt{3}} \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) + \sqrt{\frac{1}{6}} \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) + \sqrt{\frac{1}{2}} \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) \quad (2.5.6)$$

$$\bar{d}\bar{u}\bar{u} = \frac{-1}{\sqrt{3}} \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) + \sqrt{\frac{1}{6}} \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) - \sqrt{\frac{1}{2}} \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) \quad (2.5.7)$$

odnosno, nakon supstitucije:

$$C_1 \bar{u}\bar{d}\bar{u} + C_2 \bar{d}\bar{u}\bar{u} = -\sqrt{\frac{1}{3}}(C_1 + C_2) \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) + \sqrt{\frac{1}{6}}(C_1 + C_2) \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) + \sqrt{\frac{1}{2}}(C_1 - C_2) \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) \quad (2.5.8)$$

Sada se može konstruirati omjer relativnih amplituda  $\left( \frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} \right)$  i  $\left( \frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} \right)$ :

$$R = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}}(C_1 + C_2)}{\sqrt{\frac{1}{6}}(C_1 + C_2) + \sqrt{\frac{1}{2}}(C_1 - C_2)} \quad (2.5.9)$$

Ako je  $C_2 = -1C_1$ , postoji samo  $\left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right)$  operator.

## 2.6 Pravilo $\Delta I = \frac{1}{2}$

To pravilo kaže da u slabim mezonskim raspadima dominiraju prijelazi sa amplitudom  $\Delta I = \frac{1}{2}$  nad prijelazima sa amplitudom  $\Delta I = \frac{3}{2}$ . Za razumijevanje ovog problema potrebna su daljnja istraživanja na sustavima lakih hiperjezgara [3, 50]. Uz to potrebno je provjeriti da li isto pravilo vrijedi i u slučaju nemezonskih hipernuklearnih raspada.

### 2.6.1 Pravilo $\Delta I = \frac{1}{2}$ u hipernuklearnim raspadima

Mjerenjem širina raspada protonski i neutronski stimuliranih raspada u konačno izospinsko stanje  $I = 1$  u lakim hiperjezgrama mogu se odrediti relativne jačine  $\Delta I = \frac{1}{2}$  i  $\Delta I = \frac{3}{2}$  amplituda. Početna stanja  $\Lambda N$  para u laganim hipernuklearnim sistemima  ${}^3_{\Lambda}H, {}^4_{\Lambda}H, {}^4_{\Lambda}He$  i  ${}^5_{\Lambda}He$  imaju različite spinske i izospinske konfiguracije. O izospinskoj se ovisnosti može zaključiti na temelju različitih mjerenja na ovim sistemima.

Za ilustraciju, promatrajmo proizvoljan Hamiltonijan interakcije, koji se sastoji od operatora prijelaza  $(\frac{3}{2}, \frac{1}{2})$  i  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ ,

$$H_I = a_1 \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) + a_3 \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) \quad (2.6.1)$$

gdje koeficijente  $a_1$  i  $a_3$  treba odrediti. Amplitude prijelaza za neutronske i protonske stimulirane raspade, u konačna stanja sa  $I=1$  možemo izraziti kao,

$$\langle np | H^I | \Lambda p \rangle = a_1 \left\langle 10 \left| \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) \right| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle + a_3 \left\langle 10 \left| \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) \right| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.6.2)$$

$$\langle nn | H^I | \Lambda n \rangle = a_1 \left\langle 1 - 1 \left| \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) \right| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle + a_3 \left\langle 1 - 1 \left| \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) \right| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.6.3)$$

Ovi se matricni elementi mogu dalje reducirati primjenom Wigner-Eckart-ovog teorema koji uklanja ovisnost o  $I_3$ . Očekivana vrijednost tenzorskog operatora  $(I, \frac{1}{2})$  povezana je sa reduciranim matricnim elementom preko [3]

$$\langle I_f I_{fz} | \left( I, \frac{1}{2} \right) | I_i I_{iz} \rangle = \begin{pmatrix} I_f & I & I_i \\ -I_{fz} & -\frac{1}{2} & I_{iz} \end{pmatrix} (-1)^{I-I_{fz}} \langle I_f || (I) || I_i \rangle \quad (2.6.4)$$

Četiri matricna elementa reduciraju se na:

$$\langle 1 - 1 | \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) | \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \rangle = -\frac{1}{\sqrt{3}} \langle 1 | \left( \frac{1}{2} \right) | \frac{1}{2} \rangle \quad (2.6.5)$$

$$\langle 10 | \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle = -\frac{1}{\sqrt{6}} \langle 1 | \left( \frac{1}{2} \right) | \frac{1}{2} \rangle \quad (2.6.6)$$

$$\langle 1 - 1 | \left( \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right) | \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \rangle = \frac{1}{\sqrt{12}} \langle 1 | \left( \frac{3}{2} \right) | \frac{1}{2} \rangle \quad (2.6.7)$$

$$\langle 10 | \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle = -\frac{1}{\sqrt{6}} \langle 1 | \left( \frac{3}{2} \right) | \frac{1}{2} \rangle \quad (2.6.8)$$

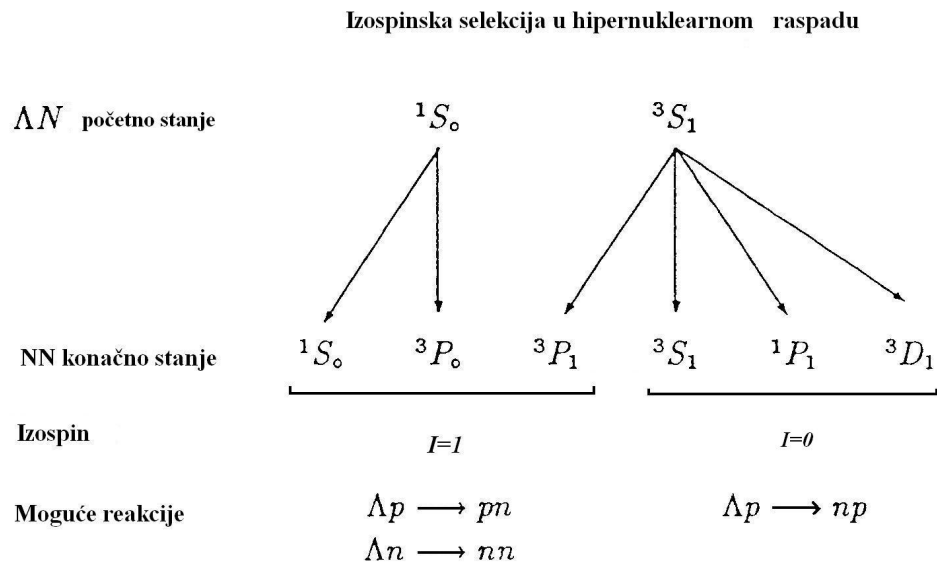
Sada možemo konstruirati jednostavan izraz koji povezuje omjer izospinskih amplituda i amplitude stimuliranih raspada:

$$\varepsilon \equiv \frac{\langle \Lambda n \rightarrow nn \rangle}{\langle \Lambda p \rightarrow np \rangle} \Big|_{I_f=1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{r-2}{r+1} \right) \quad (2.6.9)$$

gdje je

$$r = \frac{a_3 \langle 1 || \left(\frac{3}{2}\right) || \frac{1}{2} \rangle}{a_1 \langle 1 || \left(\frac{1}{2}\right) || \frac{1}{2} \rangle} \quad (2.6.10)$$

Ako uzmemo da je  $r = 0$ , onda vrijedi pravilo  $\Delta I = \frac{1}{2}$ . Napomenimo da se ova diskusija odnosi samo na konačna stanja sa  $I = 1$ .



Slika 2.10: Za dano početno stanje  $\Lambda N$ , odabir mogućih konačnih stanja zasniva se na očuvanju pariteta i očuvanju kutne količine gibanja. Konačna stanja s izospinom  $I=0$  dostupna su samo protonski stimuliranim raspadima, dok su izospinska stanja s  $I=1$  dostupna i protonski i neutronske stimuliranim raspadima.

Block i Dalitz 1963. [19] daju jednostavan model delta interakcije. U njihovom se modelu raspad  $\Lambda$  čestice promatra kao nekoherentan proces, zanemaruju se interakcije u konačnom stanju, te interferencijski efekti koji nastaju zbog antisimetrizacije konačnog stanja. Model definira parcijalnu brzinu uhvata  $R_{NS}$  iz spinskog stanja  $S$  nukleona  $N$ , gdje  $N$  može biti  $p$  ili  $n$ . Tako na primjer ako prijelaz ide na protonu iz singletnog stanja  $S = 0$ , protonski stimulirana brzina uhvata je

$$R_{p0} = R(^1S_0 \rightarrow ^1S_0) + R(^1S_0 \rightarrow ^3P_0) \quad (2.6.11)$$

Nemezonska širina raspada za hiperjezgru  $^A_\Lambda Z$  u ovom modelu dana je s lokalnom  $\Lambda N$  interakcijom:



$$\Gamma_{nm}({}_\Lambda^AZ) = \rho_A \bar{R}({}_\Lambda^AZ) \quad (2.6.12)$$

gdje je  $\bar{R}({}_\Lambda^AZ)$  spinsko-izospinski prosjek  $R_{NS}$  dotične jezgre, a

$$\rho_A = (A - 1) \int u_\Lambda^2(\vec{r}) \rho_N(\vec{r}) d\vec{r} \quad (2.6.13)$$

srednja nukleonska gustoća na položaju  $\Lambda$  čestice. Nemezonske širine raspada pojedinih hiperjezgara prema tome iznose [3]

$$\Gamma_{nm}({}_\Lambda^5He) = \rho_5 \bar{R}({}_\Lambda^5He) = \frac{1}{8} \rho_5 (3R_{p1} + R_{p0} + 3R_{n1} + R_{n0}) \quad (2.6.14)$$

$$\Gamma_{nm}({}_\Lambda^4He) = \rho_4 \bar{R}({}_\Lambda^4He) = \frac{1}{6} \rho_4 (3R_{p1} + R_{p0} + 2R_{n0}) \quad (2.6.15)$$

$$\Gamma_{nm}({}_\Lambda^4H) = \rho_4 \bar{R}({}_\Lambda^4H) = \frac{1}{6} \rho_4 (2R_{p0} + 3R_{n1} + R_{n0}) \quad (2.6.16)$$

Kada riješimo ovaj sustav dobivamo:

$${}_\Lambda^4He : \quad \gamma_4 = \frac{\Gamma_n({}_\Lambda^4He)}{\Gamma_p({}_\Lambda^4He)} = \frac{2R_{n0}}{3R_{p1} + R_{p0}} \quad (2.6.17)$$

$${}_\Lambda^5He : \quad \gamma_5 = \frac{\Gamma_n({}_\Lambda^5He)}{\Gamma_p({}_\Lambda^5He)} = \frac{3R_{n1} + R_{n0}}{3R_{p1} + R_{p0}} \quad (2.6.18)$$

$$\gamma = \frac{\Gamma_{nm}({}_\Lambda^4He)}{\Gamma_{nm}({}_\Lambda^4H)} = \frac{3R_{p1} + R_{p0} + 2R_{n0}}{3R_{n1} + R_{n0} + 2R_{p0}} \quad (2.6.19)$$

Iz definiranih veličina može se izolirati omjer:

$$\epsilon^2 = \frac{R_{n0}}{R_{p0}} = \frac{\gamma\gamma_4}{1 + \gamma_4 - \gamma\gamma_5} \quad (2.6.20)$$

Eksperimentalno je određeno

$$\gamma_4 = 0.27 \pm 0.14 \quad (2.6.21)$$

$$\gamma_5 = 0.93 \pm 0.55 \quad (2.6.22)$$

$$\gamma = 0.73 \pm_{0.22}^{0.71} \quad (2.6.23)$$

što je u mogućem neslaganju sa predviđanjem  $\Delta I = \frac{1}{2}$  pravila  $\frac{R_{n0}}{R_{p0}} = 2$

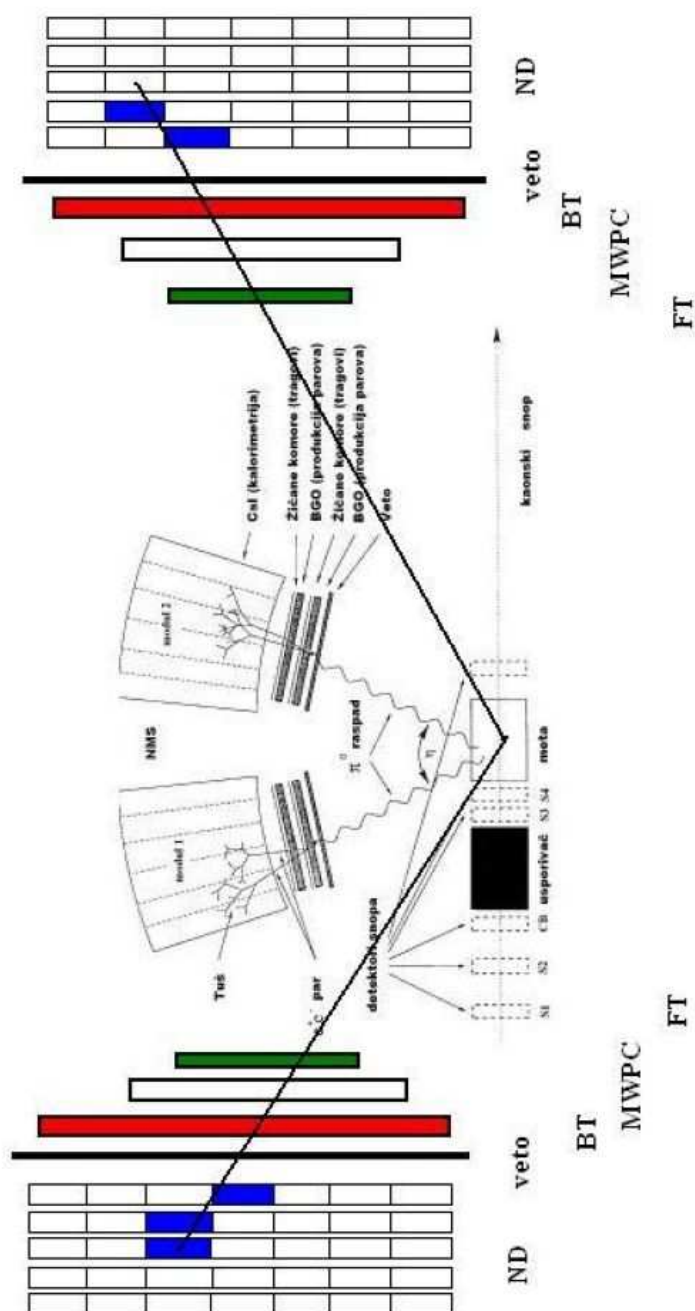
## Poglavlje 3

# Eksperimentalna postavka

Eksperiment E931 izveden je na Alternating Gradient Synchrotron (AGS), Brookhaven National Laboratory (BNL) u SAD. Cjelokupna aparatura bila je smještena na kraju linije C8. Osnovna ideja eksperimenta je dovođenje kaona u stanje mirovanja unutar helijeve mete, stvaranje hipernuklearnog sustava te promatranje produkata raspada. Eksperimentalni uređaj, dakle u grubo možemo podijeliti na liniju snopa, detektore snopa, helijevu kriogensku metu, spektrometar neutralnih mezona (NMS) te sustav za promatranje produkata raspada koji zajedničkim imenom zovemo neutronske detektor. Slika 3.1 daje shematski prikaz eksperimenta E931. Do hipernuklearne produkcije dolazi u reakciji ( $K_{stop}^-, \pi^0$ ), gdje negativni kaon ulazi sa lijeve strane, prolazi kroz niz scintilatora, žičanih komora i biva zaustavljen u meti. U meti dolazi do stvaranja  $\Lambda$  čestice, a neutralni pion koji nastaje kod stvaranja  $\Lambda$  čestice, se raspada na dvije gama zrake koje detektiramo NMS-om. Nakon vrlo kratkog vremena života hiperjezgra se raspada, odnosno dolazi do raspada  $\Lambda$  čestice, a produkte raspada detektiramo TOF sustavom, žičanim komorama i neutronske detektorom. Odmah uz samu metu nalazi se prvi od scintilatora za mjerenje vremena leta, koji slijede žičane komore kao pozicijski detektori. Iza žičanih komora dolazi drugi sloj scintilatora zaduženih za mjerenje vremena leta, veto detektori i matrica debelih scintilatora za detekciju neutralnih i nabijenih čestica.

### 3.1 Linija snopa

Na slici 3.2 dan je shematski prikaz LESBII C6/8 linije snopa AGS-a na BNL-u. Izdvojeni protonski snop energije 24 GeV udara u produkcijsku metu ( $C'$ ) izrađenu od platine pri čemu nastaje mnoštvo sekundarnih čestica. Novonastale čestice, nastavljaju dalje duž pravca pod kutom od  $0^\circ$ .



Slika 3.1: Shematski prikaz eksperimenta E931. Kaonski snop dolazi sa lijeve strane, prolazi kroz detektore snopa, udara u metu i stvara hipernuklearno stanje. Dvije gama zrake nastale raspadom neutralnog piona detektiramo u dva modula NMS-a. Produkte raspada hiperjezgre detektiramo pomoću TOF sustava, žičanih komora i neutronskog detektora ND.

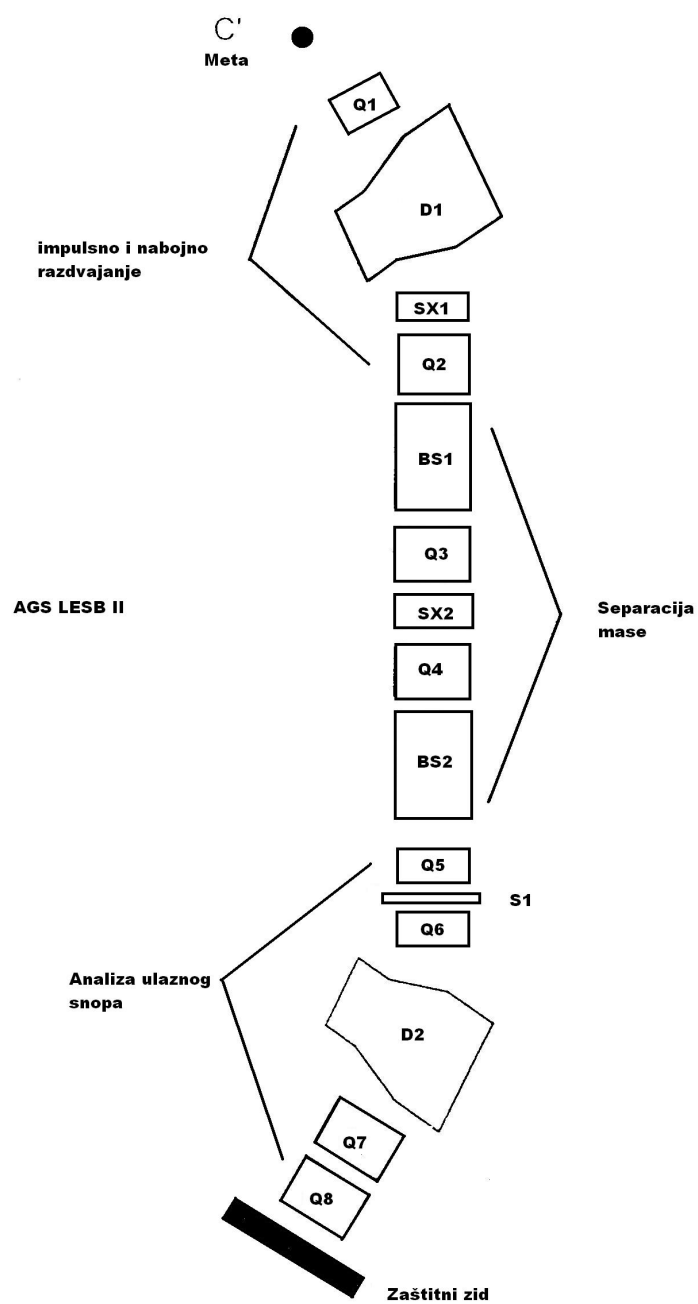
Transportna linija C8 dugačka je 15 metara, sa impulsnom akceptancijom 5%. Maksimalni impuls kaona koje je moguće transportirati iznosi 750 MeV/c.

Udarom primarnog protonskog snopa u platinu, najviše se stvaraju pioni i kaoni. Udarni presjek pionske produkcije za red je veličine veći od udarnog presjeka kaonske produkcije [51]. Osim toga, zbog nabojne asimetrije u produkcijskom mehanizmu, dolazi do stvaranja viška pozitivno nabijenih čestica. Sanford-Wangova parametrizacija 700 MeV-skog sekundarnog snopa pod produkcijskim kutom  $0^0$  za 24 GeV protonski snop na meti od platine daje za omjere vrijednosti ( $K^-/\pi^- \sim 2,8\%$ ) i ( $K^-/K^+ \sim 25\%$ ) [51]. Impuls sekundarnog snopa mijenja se pomoću dipolnog magneta D1, odnosno, vrši se impulsna selekcija. Separacija kaona izvodi se pomoću separatora BS1, BS2 te dvaju otvora od 12.7 cm i 10.2 cm koji rade na principu okomitih polja **E** i **B**. Čestice kojima je iznos brzine jednak  $cE/B$ , kroz separator prolaze bez otklona dok čestice brzine različite od  $cE/B$  bivaju otklonjene iz snopa. Postavljanjem parametara separatora odabiru se brzina i impuls čestice na osi snopa. Postavljanjem tzv. *otvora mase*, vrlo malog otvora oko osi snopa odabiremo dakle čestice željene mase.

| <b>Parametri linije C8</b>   |   |
|--|---|
| <b>Maksimalan impuls</b>   | 750 MeV/c                               |
| <b>Dužina</b>  | 15 metara                               |
| <b>Kutna akceptanca</b>  | 10 msr                                  |
| <b>Impulsna acceptance</b>   | 5% fwhm                                 |
| <b>Ukupna akceptanca</b>   | 50 msr%                                 |
| <b>Optika snopa</b>  | Korigirana do drugog reda               |
| <b>Pomični kolimatori</b>  | Jedan vertikalni kolimator (Otvor mase) |
| <b>Elektrostatski separatori</b>                                   | Dva kratka separatora                   |
| <b>Meta</b>  | 9 cm duga platina                       |
| <b>Kut produkcije</b>  | 5 stupnjeva                             |
| <b>Tok čestica</b> (po $10^{13}$ 24 GeV/c protona na metu)         |   |
| 700 MeV/c negativni kaoni - $3.3 \times 10^4$ sa 15% čistoće       |   |
| 700 MeV/c pozitivni kaoni - $10^6$ sa 50% čistoće                  |   |
| 700 MeV/c +/- pioni - $2 \times 10^9$ (ograničeni na $\geq 10^8$ ) |   |

Tablica 3.1: Karakteristike linije C8.

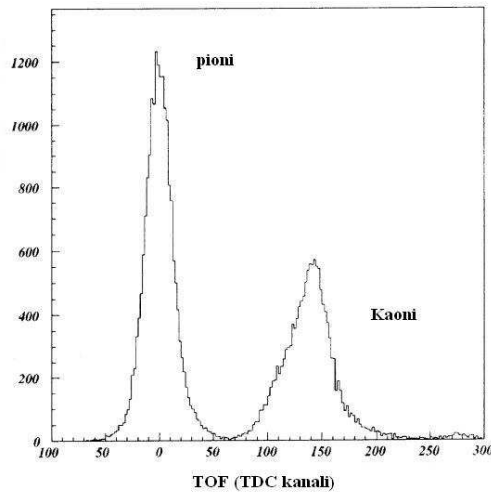
Svrha ovog sklopa je otklanjanje pionske komponente snopa. U slučaju snopa pozitivnih kaona postiže se čistoća od 50% a kod negativnih kaona čistoća od 15%. Ovakav snop se nanovo refokusira kvadrupolnim magnetima Q5 i Q6. Konačan smjer snopa određuje dipolni magnet D2. Jedini



Slika 3.2: Shematski prikaz linije snopa. Sa D1 i D2 označeni su dipolni magneti koji služe za zakretanje snopa. Slovom Q, označeni su kvadrupolni magneti kojima se snop fokusira. BS1 i BS2 su separatori mase.

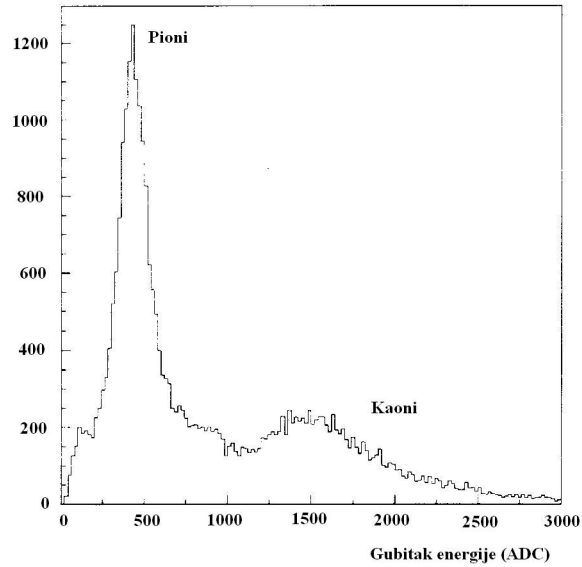
detektorski element uključen u okidač snopa je scintilator S1 koji se nalazi između kvadrupola Q5 i Q6 a mjeri u kombinaciji sa S2 vrijeme proleta. Ovakva je linija karakteristična za kaonske snopove malog impulsa ( $\leq 1\text{GeV}/c$ ), a svojstvena joj je vrlo mala duljina kako bi se što manje kaona raspalo prije udara u metu. Parametri i karakteristike snopa dani su u tabeli 3.1

Ulaskom u eksperimentalno područje, snop prolazi kroz niz scintilacijskih i žičanih detektora prikazanih na slici 3.1. Prvi detektor je Čerenkovljev brojač CB. Svaka čestica s brzinom većom od granične brzine emitira svjetlost u vrlo uskom konusu oko smjera kretanja. Pioni zbog manje mase, imaju veće brzine od kaona istog impulsa stoga očekujemo CB signal pri prolasku piona ali ne i kod prolaska kaona.



Slika 3.3: Distribucija vremena između S1 i S2. Jasno se vidi separacija piona i kaona.

Zbog različitih  $\beta$  faktora, vrijeme proleta piona je kraće od vremena proleta kaona. S2 služi i kao referentni signal za pokretanje TDC-ova. U elektroničkom sklopu koji mjeri vrijeme (FASTBUS TDC) svaki kanal odgovara vremenu od 25ps. Pretpostavimo da je impuls ulaznog snopa  $684\text{MeV}/c$ , tada je  $\beta(\pi) = 0.98$  i  $\beta(K) = 0.811$  odnosno da prevali udaljenost između scintilatora S1 i S2 pionu treba 15.7 ns a kaonu 19.0 ns. Vremenska razlika između ova dva signala je 3.3 ns ili 133 kanala, što se može vidjeti na slici 3.3. Slika 3.4 prikazuje depoziciju energije u scintilatoru S3. Na histogramu se uočavaju dva vrha. Na svom putu prema meti, čestice prolaze kroz usporivač i gube energiju.



Slika 3.4: Depozicija energije u scintilatoru S3. Energije piona odgovaraju energijama minimalno ionizirajućih čestica što je razlog manje depozicije energije u odnosu na kaone.

One čestice koje se nalaze na nižim energijama na histogramu S3 imaju više energije od onih koje se nalaze na višim energijama depozicije, što ukazuje da su to pioni nastali raspadom kaona.

U eksperimentu do hipernuklearne produkcije dolazi preko reakcije ( $K_{stop}^-, \pi^0$ ). Za maksimizaciju broja zaustavljenih kaona treba podesiti impuls kaonskog snopa prije ulaska u metu. U tu svrhu snop prolazi kroz grafitni usporivač gdje dolazi do smanjenja impulsa čestica u snopu. Prije ulaska snopa u područje mete, čestice prolaze kroz dva scintilatora S3 i S4, te dvije driftne žičane komore (IB1 i IB2) koje služe za određivanje pozicije snopa.

Za smanjenje šuma koji se pretežito sastoji od raspršenih čestica na usporivaču i produkata kaonskih raspada u letu, prije same mete, dodan je scintilator S5.

### 3.1.1 Ugađanje snopa

Ugađanje snopa vršilo se pomoću kaonskog snopa pozitivnog polariteta i pomoćne mete izrađene od 5 scintilatora, identičnih sa S3 i S4. Da bi došlo do produkcije hiperona u jezgri kaonski se snop

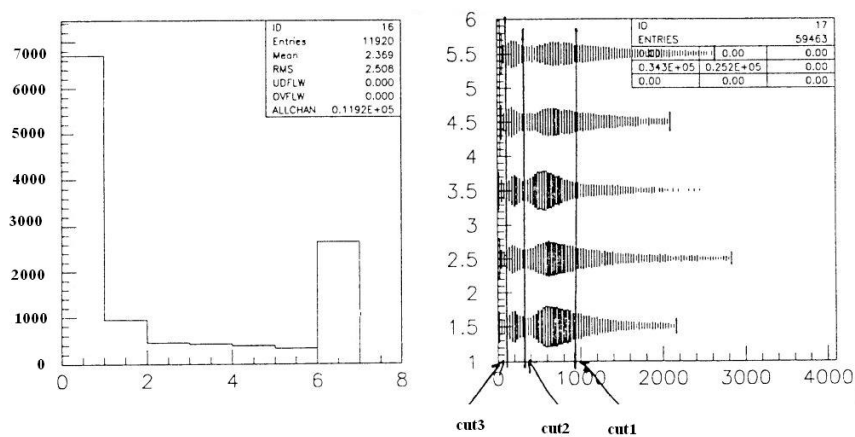
| impuls MeV/c | KBI   | KBT  | KBI/KBT |
|--------------|-------|------|---------|
| 650          | 98.25 | 9.72 | 10.1    |
| 660          | 82.7  | 13   | 6.3     |
| 667          | 22    | 5.5  | 3.9     |
| 675          | 17    | 5    | 3.4     |
| 680          | 44    | 10   | 4.4     |
| 685          | 69    | 22   | 3.1     |
| 690          | 47    | 15.8 | 3.0     |

Tablica 3.2: Ovisnost broja upadnih kaona i kaona pristiglih na metu o vrijednosti impulsa kaonskog snopa.

mora u potpunosti zaustaviti unutar mete. Maksimizacija broja zaustavljenih kaona ostvarena je variranjem impulsa ulaznog snopa. Metoda se sastoji u tome da se u koracima od nekoliko MeV/c mijenja impuls ulaznog snopa i prati doseg kaona kroz niz scintilatora. Ako je impuls snopa vrlo visok, većina kaona prolazi kroz svih 5 scintilatora. Smanjenjem impulsa, dolazi do nestanka signala u najdaljnjem scintilatoru. Optimalna situacija je kada se u scintilatoru na položaju centra mete vidi dobar signal, a signali u četvrtom i petom scintilatoru iščezavaju. Na ovoj vrijednosti impulsa najveći broj kaona biva zaustavljen u meti.

Algoritam za određivanje sloja zaustavljanja kaona radi na sljedeći način. Na slici 3.5, lijevo, prikazana je distribucija točaka zaustavljanja kaona. Prvi vertikalni stupac odgovara ukupnom broju upadnih kaona, dok slijedećih 5 stupaca odgovara broju zaustavljenih kaona u scintilatorima od 1 do 5. Zadnji sedmi stupac, prikazuje broj događaja gdje nije došlo do zaustavljanja kaona u jednom od scintilatora. Na istoj slici, desno, prikazane su distribucije ADC signala za svaki pojedini scintilator. Vertikalne linije označavaju vrijednosti rezova. Ukoliko postoji signal veći od vrijednosti  $cut1$ , traži se signal u sljedećem scintilatoru, u intervalu  $(cut1, cut2)$ . Ako se nađe signal koji je veći od signala u prvom scintilatoru, onda se položaj zaustavljanja pripisuje novom scintilatoru. Ako niti jedan signal ne prelazi prag  $cut1$ , traže se signali iznad visine  $cut3$ . Ukoliko u tri ili više scintilatora postoji signal u ovom intervalu, smatramo da je čestica minimalno ionizirajuća (ne zaustavlja se u meti), i takvim događajima pripisujemo broj 6. Slika 3.6 odgovara lijevom dijelu slike 3.5 za različite vrijednosti impulsa kaona. Podaci prikazani na ovim histogramima su normalizirani kako bi se mogli međusobno uspoređivati. U tabeli 3.2 prikazana je ovisnost omjera (KBI/KBT). KBI označava broj upadnih kaona, dok KBT označava broj kaona koji se zaustavljaju u meti.

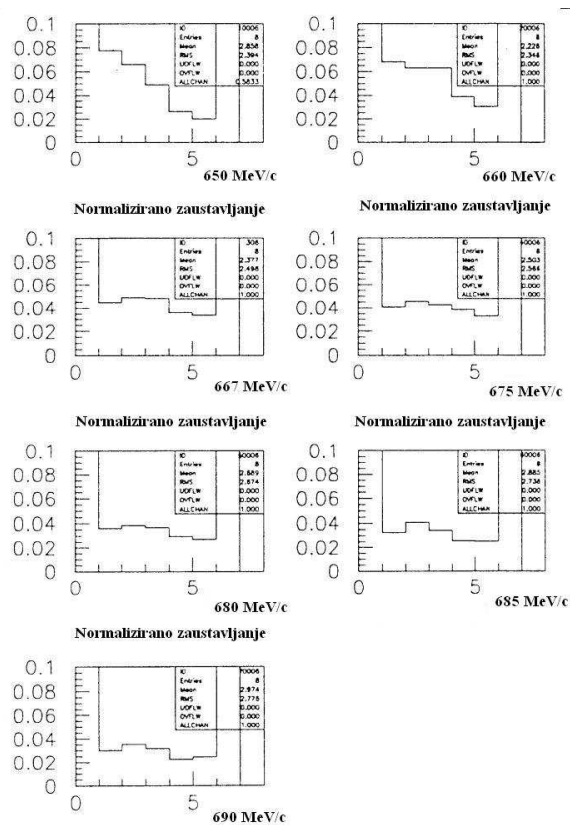




Slika 3.5: Distribucija scintilatora u kojem je došlo do zaustavljanja čestice snopa i distribucija ADC signala u svakom od scintilatora mete.

Prije početka ugađanja, pionskim snopom su izjednačeni faktori pojačanja pojedinih scintilatora. Analiza je pokazala da je optimalni impuls 680 MeV/c.

Nakon odabira impulsa snopa, potrebno je popraviti kvalitetu snopa boljim fokusiranjem snopa na metu, te smanjenjem broja piona.

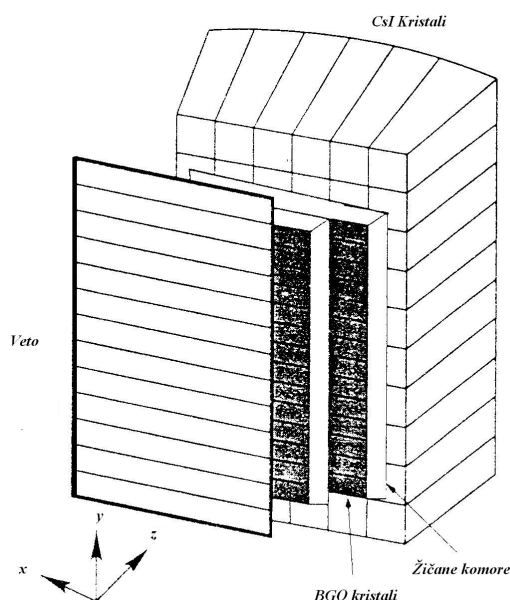


Slika 3.6: Normalizirane vjerojatnosti zaustavljanja čestice snopa u scintilatorima od 1 do 5, za različite vrijednosti impulsa snopa.

## 3.2 Spektrometar neutralnih mezona (NMS)

Detekcija neutralnog piona određene energije uz postojanje signala o zaustavljanju kaona u meti daje nam jasan znak da je došlo do stvaranja hiperjezgre. Glavni detektorski sustav za detekciju neutralnog piona naziva se Neutral Meson Spectrometer ili skraćeno NMS, slika 3.7. Dakle, spektrometar neutralnih mezona (NMS) služi za mjerenje energije dvije gama zrake nastale elektromagnetskim raspadom neutralnog piona  $\pi^0$ .

### 3.2.1 Dizajn detektora



Slika 3.7: Shematski prikaz NMS modula. Foton prolazi kroz sloj veto scintilatora, i konvertira se u elektromagnetski pljusak na jednom od dva BGO sloja. Energija elektromagnetskog pljuska mjeri se CsI kalorimetrom.

NMS detektor je instrument s predviđenom energetsom rezolucijom većom od 1 MeV, sa prostornim kutom prihvaćanja  $\pi^0$  od 2 msr, kinetičke energije do 300 MeV. Detektor je sklopljen na Los Alamosu, a kasnije je prebačen na BNL gdje je korišten u eksperimentima E907 i E931. NMS detektor sastoji se od dva identična modula. U svakom modulu možemo izdvojiti tri cjeline. To su

veto detektori, BGO kristali sa žičanim komorama i CsI kristali kalorimetra.

### Veto scintilatori

Sustav veto scintilatora prvenstveno služi za odbacivanje događaja gdje se na ulazu u detektor pojavljuju nabijene čestice. Veto sloj se sastoji od 13 scintilatora čiji se signali kombiniraju u logički OR. U veto scintilatorima, signal ostavljaju samo nabijene čestice što omogućava jasnu separaciju neutralnih i nabijenih čestica. Karakteristike veto scintilatora dane su u tablici 3.3

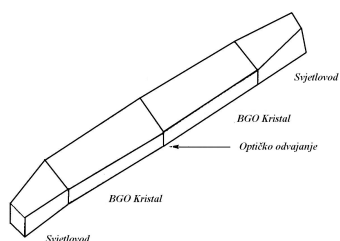
| Parametar                   | Vrijednost                     |
|-----------------------------|--------------------------------|
| Dimenzija                   | D x Š x V = 56 x 8 x 0,34 cm   |
| Broj scintilatora po modulu | 13                             |
| Ukupna dimenzija niza       | D x V x Š = 56 x 100 x 0,35 cm |
| Materijal                   | Plastični scintilator          |

Tablica 3.3: Karakteristike veto scintilatora

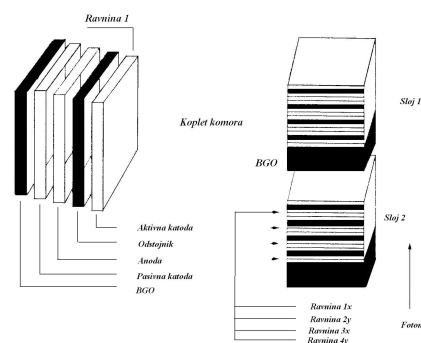
### BGO Konvertorske ravnine

Da bi se detektirala energija ulazne gama zrake, ona se mora pretvoriti u elektromagnetski pljusak. Funkcija konvertera je stvaranje elektromagnetskog pljuska potaknutog ulaznim fotonom. Rezultantne nabijene čestice mogu se dalje pratiti sve do točke konverzije, a projekcija točke konverzije prema meti daje nam pravac upada fotona. Dodatni je zadatak konverterskog scintilatora odrediti točku upada fotona u NMS modul. Konverterska se ravnina sastoji od dva dijela i to 1) BGO kristala i 2) žičanih komora. Pri svom prolasku kroz BGO kristal gama zraka se konvertira u elektron pozitron parove, koji zaključnim zračenjem stvaraju nove gama zrake i proces se kaskadno ponavlja. Ovime se dobiva pljusak koji se razvija u smjeru upada gama zrake. Novostvoreni elektroni i pozitroni ulaskom u aktivna područja žičanih komora stvaraju ionizaciju koju zatim detektiramo. Projekcijom ovako određene pozicije pljuska na ravninu BGO kristala dobivamo točku konverzije.

Vjerojatnost konverzije gama zrake na jednom sloju kristala je 30%. Kako bi povećali broj konvertiranih gama zraka u svakom NMS modulu imamo dvije ravine BGO konvertera. Iako se energija neutralnog mezona može dobiti zbrajanjem deponiranih energija upadnih gama zraka, korištenjem informacije o kutu otvaranja između dviju gama zraka postiže se bolja energetska rezolucija. Kut



Slika 3.8: Shematski prikaz BGO scintilatora. Dva kristala na spoju su optički odvojena.



Slika 3.9: Prikaz konstrukcije konverterske ravnine koja se sastoji od BGO kristala i pripadajuće žičane komore. U svakom NMS modulu nalazimo dva skupa BGO kristala i komora.

otvaranja možemo dobiti samo ako znamo smjer upadne gama zrake, dakle ako ju konvertiramo u elektromagnetski pljusak, zabilježimo pozicionu informaciju, a tek onda izmjerimo energiju.

Jedna konverterska ravnina sastoji se od 14 BGO kristala. Svaki BGO kristal sastoji se od dva optički izolirana dijela, slika 3.8. spojenih na fotomultiplikatorsku cijev (PMT) preko optičkog vodiča. Vrlo je bitno zabilježiti energetski gubitak gama zrake unutar BGO kristala, te je izlaz iz PMT cijevi spojen na ADC modul. Fizikalna svojstva BGO scintilatora dana su u tablici ???. Uz svaku BGO ravninu, kao pozicioni detektori dolaze žičane komore, slika 3.9. Ove su komore izvedene kao višeznačane komore sa katodnim trakama. Da bi poziciona detekcija bila što uspješnija, u nizu nalazimo četiri žičane komore koje čine skup od 4 anode i 4 katode što nam omogućava mjerenje X koordinate na 4 različite ravnine, a isto tako i Y koordinate.

Ove četiri ravnine u kojima se izvodi mjerenje označavamo brojevima od 1 do 4. Ravnine 1 i 3 služe mjerenju X koordinate, dok ravnine 2 i 4 služe mjerenju Y koordinate.

Pojedina se ravnina sastoji od aktivne katodne ravnine odvojene od aktivne anodne ravnine, te jedne neaktivne katodne ravnine koja služi za konfiguriranje polja. Anodna se ravnina sastoji od dva alternativirajuća niza ekvidistantnih žica. Jedan niz žica čine žice za stvaranje polja, dok drugi niz čine signalne žice. Na signalne se žice dovodi visoki napon, dok se žice za formiranje polja drže na potencijalu uzemljenja. Aktivna katodna ravnina sastoji se od pobakrene plastične folije, gdje su pomoću tanke igle i električnog izboja formirane uske, međusobno izolirane katodne trake.

Ovakav dizajn detektora zahtijeva veliki broj kanala za očitavanje anodnih i katodnih signala. Broj potrebnih kanala umanjen je međusobnim povezivanjem više udaljenih signalnih žica ili traka. U slučaju anodnih žica povezane su dvije žice, dok je kod katodnih traka korišten složeniji način povezivanja. U svom radu komore koriste smjesu plinova argona i izobutana u omjeru 60-40.

### 3.2.2 CsI kalorimetar

Generirani elektromagnetski pljusak nakon izlaska iz žičanih komora konverterskog sustava ulazi u kalorimetar. Glavni zadatak ovog dijela detektora je mjerenje energija. Čestice koje ulaze u CsI kristale u potpunosti deponiraju svoju energiju. Svaki modul NMS-a sastoji se od matrice 10 x 6 CsI scintilatora smještenih u zatvoreno kućište kroz koji struji dušik kako bi se kristali sačuvali od vlage. Zbog povećanja prostornog kuta, kristali nisu oblika kvadrata, već postoji blago zakosošenje od  $10^\circ$ . Duljina kristala izabrana je tako da  $\sim 97\%$  energije elektromagnetskog pljuska do 800 MeV bude deponirano unutar kristala. Svaki je kristal jedinica za sebe optički izolirana od ostatka detektora. Očitavanje se vrši preko PMT cijevi montiranih na stražnjoj strani modula. Istovremeno se bilježe vremenske i energetske informacije.

### 3.2.3 Princip rada

Spektrometar neutralnih mezona složeni je detektor koji se sastoji od nekoliko podsustava. Detektor radi na principu mjerenja energije i smjerova dvije gama zrake, slika 3.10 koje nastaju elektromagnetskim raspadom neutralnog mezona.  $\pi^0$  mezon, mase  $135 \text{ MeV}/c^2$ , elektromagnetski se raspada na dva fotona s omjerom grananja  $BR = 90.8\%$ .

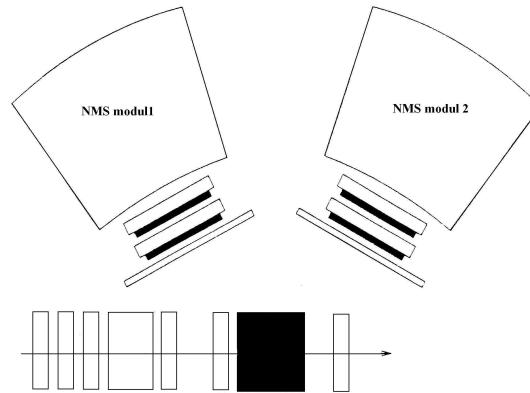
Zbog vrlo kratkog vremena života od ( $\tau = 0.8 \times 10^{-16} \text{ s}$ ),  $\pi^0$  raspada se još u meti, odmah nakon stvaranja hiperjezgre, tako da o njegovim karakteristikama zaključujemo promatranjem produkata raspada. Sličan pristup možemo primijeniti i na  $\eta$  mezon, mase  $549 \text{ MeV}/c^2$ , vremena života ( $\tau = 0.6 \times 10^{-18} \text{ s}$ ), čiji elektromagnetski kanal ima omjer grananja  $BR=39\%$ . Ukupna energija  $\omega$ , neutralnog mezona može se izraziti kao:

$$\omega = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = mc^2 [2/(1 - \cos \eta)(1 - x^2)]^{1/2} \quad (3.2.1)$$

gdje je  $m$  masa mezona,  $\eta$  je kut između dva izlazna fotona u laboratorijskom sustavu, a varijabla  $x$  karakterizira raspodjelu energije između dva fotona:

$$x = (E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2})/(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) \quad (3.2.2)$$

Osnovni je zadatak mjerenje kuta  $\eta$  i varijable  $x$ , za svaki pojedini događaj, i na temelju tih varijabli, određivanje energije mezona  $\omega$ .



Slika 3.10: Princip rada NMS detektora. Neutralni pion se raspada na dvije gama zrake koje se detektiraju modulima NMS-a.

Verteksi fotonskih konverzija, a time i kut  $\eta$ , određuju se pomoću žičanih komora, pozicijskih detektora, koje bilježe koordinate prolaza nabijenih čestica u elektromagnetskim pljuskovima nastalim konverzijom fotona u konverterskim ravninama. Određivanje verteksa konverzije i kuta između dva fotona predstavlja najosjetljiviji dio procedure postizanja željene energetske rezolucije. Energije fotona  $E_{\gamma 1}$  i  $E_{\gamma 2}$  mjere se kalorimetrima koji se nalaze iza žičanih komora.

Za male vrijednosti parametra  $x$ , energija mezona  $\omega$ , slabo ovisi o energetske rezoluciji fotona. Energetska rezolucija neutralnog mezona i akceptanca spektrometra imaju usku povezanost. Energetska rezolucija neutralnog mezona  $\Delta\omega$ , može se izraziti kao funkcija energetske rezolucije fotona  $\Delta E_{\gamma}$  i rezolucije kuta  $\Delta\eta$  kao:

$$\Delta\omega = \left[ \left( \frac{\partial\omega}{\partial E_{\gamma}} \Delta E_{\gamma} \right)^2 + \left( \frac{\partial\omega}{\partial\eta} \Delta\eta \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.2.3)$$

Za  $E_{\gamma} \approx E_1 \approx E_2$  ( to jest za  $E_{\gamma} = \omega/2$  i  $x = 0$  ), deriviranjem jednadžbe po  $E_{\gamma}$  dobivamo

$$\frac{\partial\omega}{\partial E_{\gamma}} \Delta E_{\gamma} = \sqrt{3} \frac{\Delta E_{\gamma}^2}{\omega} \quad (3.2.4)$$

Uz pretpostavku da je rms rezolucija  $\Delta E_{\gamma}/E_{\gamma}=3\%$  (FWHM) na energiji  $E_{\gamma}=100$  MeV, i da je  $\Delta E_{\gamma}$  proporcionalno sa  $\sqrt{E_{\gamma}}$ , nalazimo da je

$$[\Delta\omega]_{\Delta E_{\gamma}} \approx 80 \text{ KeV} (FWHM) \quad (3.2.5)$$

neovisno o energiji. Derivacija jednadžbe po  $\eta$ , za mali  $x$  daje

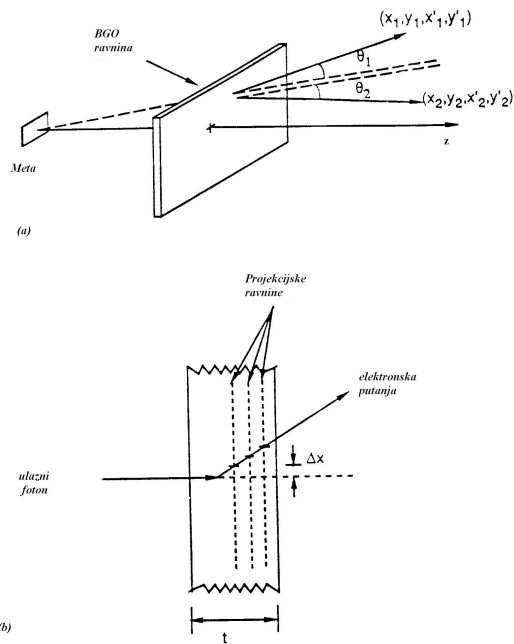
$$\frac{\partial \omega}{\partial \eta} \cdot \Delta \eta = \frac{\omega^2}{2mc^2} \beta \Delta \eta \quad (3.2.6)$$

gdje  $\beta c$  brzina neutralnog mezona. Kut otvaranja  $\eta$  dan je sa:

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 \quad (3.2.7)$$

gdje su  $\eta_1$  i  $\eta_2$ , kutovi dvaju fotona u odnosu na bisektor detektora. Za numeričku procjenu doprinosa neodređenosti kuta otvaranja ukupnoj energetske rezoluciji, promatrajmo događaj gdje oba fotona imaju komponente impulsa za koje vrijedi  $p_y \gg p_x$  gdje su  $x$  i  $y$  komponente označene na slici 3.11. Označimo li sa  $R$  udaljenost od centra mete do središta prednje strane BGO ravnine tada vrijedi:

$$\Delta \eta = \sqrt{(\Delta \theta_1)^2 + (\Delta \theta_2)^2} \approx \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta y_1)^2 + (\Delta y_2)^2} \quad (3.2.8)$$



Slika 3.11: Definicija udaljenosti i kutova kod konverzije gama zraka na BGO ravninama.

Kod određivanja verteksa, rezolucija je jednaka za oba fotona ( $\Delta y_1 = \Delta y_2 = \Delta y$ ), stoga možemo pisati:

$$\Delta \eta \approx \sqrt{2} \frac{\Delta y}{R} \quad (3.2.9)$$



Za tipičnu udaljenost  $R=100\text{ cm}$ , i realno odabranu rezoluciju u mjerenju položaja ( $\Delta y=0.75\text{ mm}$  (FWHM)), proizlazi da je kutna rezolucija  $\Delta\eta \approx 1.1\text{ mrad}$ . Ako vrijede ove pretpostavke doprinos ukupnoj energetske rezoluciji na energiji od  $100\text{ MeV}$  je  $(\Delta\omega_{\pi^0})_{\Delta\eta} \approx 0.18\text{ MeV}$  (FWHM).

Rezolucija verteksa od  $250\text{ }\mu\text{m}$  na udaljenosti od  $1\text{ m}$  vodi na kutnu rezoluciju  $\Delta\eta \approx 4 \times 10^{-4}$  rad. Odgovarajući doprinos rezoluciji  $\pi^0$  varira od  $70\text{ keV}$  do  $280\text{ keV}$ , za mezone čija se kinetička energija mijenja od  $100$  do  $300\text{ MeV}$ . Za ukupnu energetske rezoluciju spektrometra proizlazi da je  $300\text{ keV}$  ili bolja za pione do  $300\text{ MeV}$ .

Efektivan prostorni kut detekcije  $\pi^0$  možemo aproksimativno pisati kao

$$\Omega = P_c^2 \cdot \left[ \frac{HL^2}{R^3 \pi \sin\eta} \right] \cdot \frac{x_{cut}}{\beta} \quad (3.2.10)$$

Prvi faktor,  $P_c$ , je vjerojatnost konverzije  $\gamma$  zrake u jednu ili više nabijenih čestica koje detektiramo. Faktor u uglatoj zagradi predstavlja geometrijsku akceptancu spektrometra.  $H$  je dimenzija spektrometra u ravnini  $\pi^0$  raspada, a  $L$  u ravnini okomitoj na nju.  $R$  je udaljenost kalorimetra od mete. Zadnji faktor daje vjerojatnost da je  $x \leq x_{cut}$ . Kako je  $x$  uniformno distribuiran između  $-\beta$  i  $+\beta$ , ta je vjerojatnost dana sa  $x_{cut}/\beta$ , gdje je  $x_{cut}$  maksimalno dozvoljena vrijednost  $x$ .

Dakle, u svakom NMS modulu mjere se slijedeće veličine:

$$E_{\gamma}^{1,2} = E_{BGO}^{1,2} + E_{CsI}^{1,2}$$

$$R_{konverzije}^{1,2} = (X^{1,2}, Y^{1,2}, Z^{1,2})$$

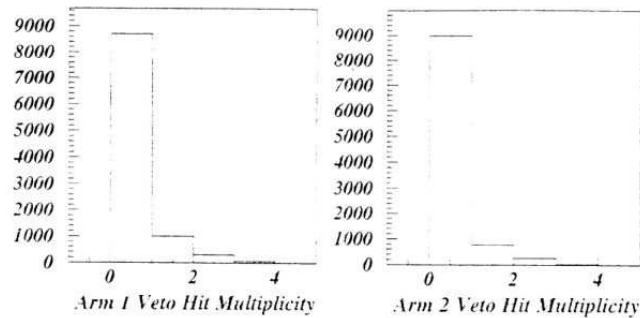
gdje je  $E_{\gamma}^{1,2}$  izmjerena fotonska energija u pripadajućem modulu, a  $R_{konverzije}^{1,2}$  točka konverzije gama zrake u elektromagnetski pljusak. Točka konverzije gama zrake zajedno s položajem verteksa služi za određivanje kuta otvaranja između dvije rezultatne gama zrake.

### 3.3 Kalibracija NMS sustava

Ponašanje različitih komponenti sustava analizirano je u procesu prikupljanja kalibracijskih podataka. Kalibracijski podaci dobiveni su opažanjem kozmičkih zraka i raspada  $K^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$ .

#### 3.3.1 Kalibracija veto scintilatora

U slučaju veto scintilatora izvršena je samo relativna kalibracija pomoću radioaktivnog izvora  $^{60}\text{Co}$ . Signal veto scintilatora ne ulazi u hardverski trigger. Tijekom analize podataka, programski su uklanjani svi događaji gdje se pojavljivao veto signal. Slika 3.12 prikazuje broj signala u veto scintilatoru za  $K^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$  podatke. U slučaju modula Arm1, 13.4% događaja ima jedan ili više



Slika 3.12: Multiplicitet signala u veto scintilatorima NMS modul 1 i modul 2.

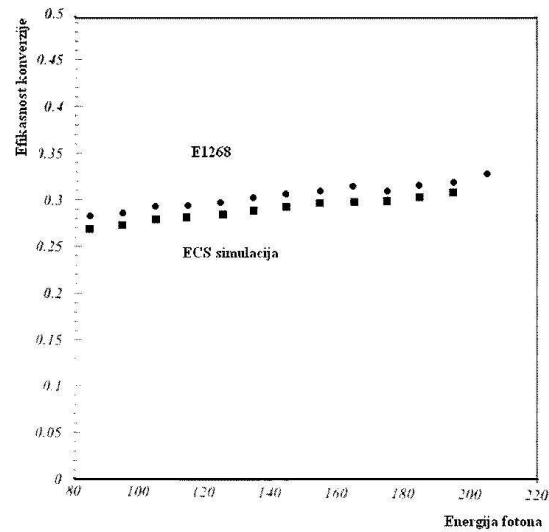
signala u veto scintilatorima. U slučaju modula Arm2 taj je omjer bio 10.7%. Rezultat je odbacivanje oko 23% događaja. Monte Carlo simulacija  $K^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$  raspada za omjer redukcije podataka daje 27% što se slaže sa dobivenim rezultatom unutar eksperimentalne pogreške.

### 3.3.2 Kalibracija BGO scintilatora

BGO kristali kalibrirani su relativno jedan prema drugome podešavanjem visokih napona na fotomultiplikatorskim bazama. Visoki naponi podešeni su tako da maksimum distribucije signala koje nastaju prolaskom kozmičkog zračenja leže na istom kanalu ADC-a. Određivanje faktora konverzije ADC–Energija, rađeno je naknadno zajedno sa CsI kristalima na podacima dobivenim iz reakcije  $K^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$ .

Efikasnost konverzije BGO scintilatora u ovisnosti o energiji  $\gamma$  zrake mjerena je u eksperimentu E1268, LAMPF. Slika 3.13 prikazuje rezultate eksperimenta E1268 i vrijednosti dobivene EGS simulacijom. U eksperimentu E907 efikasnost konverzije je bila 27% po jednoj ravnini u intervalu energija (40-120 MeV) što za ukupnu efikasnost konverzije po jednom modulu implicira 46%[52]. Ako se kombiniraju mjerenja oba modula, onda proizlazi da je efikasnost detekcije dvaju fotona oko 21% ( $0.46^2$ ). Efikasnost konverzije mjerila se upotrebom žičanih komora. Najprije se zbrajao broj katodnih traka u kojima se pojavio signal. Ako je ovako dobiveni broj bio veći od 5 smatralo se da je došlo do konverzije fotona.

Rad žičanih komora pratio se opažanjem kozmičkih zraka. Za svaku ravninu konverzije izmjerene su efikasnost odaziva na prolaz čestice i standardne devijacije odstupanja projekcije tragova i stvarnog položaja traga, takozvani reziduali. Pri mjerenju efikasnosti tražilo se da je došlo do okidanja najmanje 3x i 3y ravina. Kada je zadovoljen ovaj zahtjev, u ostalim se ravninama tražio signal. Prisustvo ili odsustvo signala u ostalim ravninama direktno je određivalo efikasnost. Pozicioni



Slika 3.13: Efikasnost BGO kristala kod produkcije elektron pozitron para kao funkcija energije  $\gamma$  zrake, usporedba eksperimenta 1268 i EGS simulacije [53].

reziduali, određivali su se formiranjem centra distribucije naboja u katodnim trakama. Trag čestice se je metodom najmanjih kvadrata prilagođavao tako dobivenim položajima centara distribucije. Udaljenost stvarnog traga i traga dobivenog prilagodbom je rezidual položaja. Sigma distribucije reziduala daje pozicijsku rezoluciju NMS detektora.

### 3.3.3 Kalibracija CsI

Energetska kalibracija CsI sustava napravljena je na podskupu podataka reakcije  $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+$  gdje je do depozicije energije dolazilo samo u CsI kristalima bez vidljivog signala u BGO komponenti.  $K^+$  raspada se na neutralni i pozitivni pion s omjerom granjanja  $BR = 21.16\%$  [54]. U raspadu pozitivnog kaona u stanju mirovanja, energija neutralnog piona je jednoznačno određena i iznosi  $E = 245 MeV$ . Energiju neutralnog mezona dobivamo mjerenjem energija dvije gama zrake, što znači da između dva energetska mjerenja postoji veza. Pojedine energije gama zraka variraju u intervalu od 20.2 do 225.4 MeV ali zbog ograničenosti prostornim kutom, NMS mjeri energije od 43 do 202 MeV. Na slici 3.14 prikazana je veza između ukupno deponiranih energija u prvom i drugom modulu NMS-a. Dijagonalna linija ima nagib -1 i predstavlja točke za koje vrijedi  $E_1 + E_2 = 245 MeV$ . Kinematika dvofotonskog raspada također nameće dodatno ograničenje na minimalni kut otvaranja između dvije gama zrake. Za energiju 245 MeV taj kut iznosi  $66.72^\circ$ . Dakle, zadatak je uz dana ograničenja, podesiti faktore pojačanja pojedinih kristala kako bi se dobila odgovarajuća energija.

Na početku mjerenja izdvojeni su podaci gdje nije bilo depozicije energije u BGO kristalima, kako bi se dobilo relativno poravnanje CsI kristala. Ovakav skup podataka sadrži samo one događaje gdje je ukupna energija neutralne čestice deponirana u CsI sustavu.

Najmanja energija koju detektiramo pojedinim kristalom je 0 MeV, a najveća iznosi 225.4 MeV što se dešava u slučaju da cijeli elektromagnetski pljusak biva detektiran u jednom jedinom kristalu, a energija drugog fotona je tada 20.2 MeV. Jedan od načina smanjenja pozadinskih događaja je hardversko ograničenje minimalne energije deponirane u pojedinom modulu. Da bi pojedini događaj prošao selekciju, u svakom od modula ukupna deponirana energija u svih 60 kristala mora biti veća od 40 MeV. U tom slučaju događaj, koji u jednom modulu deponira 225.4 MeV energije ne prolazi selekciju. Kako je energija  $\pi^0$  fiksirana na 245 MeV, ovo ujedno predstavlja apsolutnu kalibraciju. U prilagodbi energetske skale dobivaju se konverzijski faktori ADC-Energija, ali i odsječci na energetske osi za ADC=0 koji ne moraju nužno biti jednaki nuli, jer je oduzimanje pedestal vršeno na drugom skupu podataka. Pedestal predstavlja visinu ADC signala koju mjerimo kada na ulazu nemamo ulazni signal.

Poznato je da visina CsI signala ovisi o temperaturi okoline zbog čega je na 7 mjesta mjerena temperatura. Kao funkcija vremena temperatura se je mijenjala u intervalu od  $19^0$  do  $23^0C$ . Kako je ovo uski temperaturni interval, očekujemo da će linearna aproksimacija temperaturne ovisnosti biti zadovoljavajuća. Veza između ADC kanala i energije dana je sa:

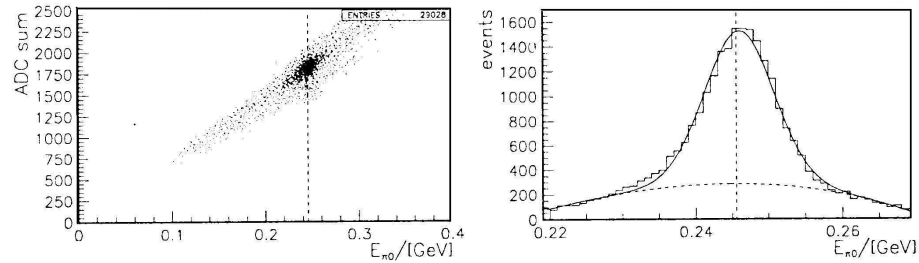
$$E_\gamma = \sum_i a_{0,i} + a_{1,i}(1 + t \cdot a_2)x \quad (3.3.1)$$

gdje je  $E_\gamma$  energija fotona,  $i$  je broj kristala unutar grupe kristala u kojoj se pojavljuje signal,  $t$  je temperatura, a  $x$  je vrijednost ADC kanala. U prilagodbi, variraju se za svaki kristal dva koeficijenta  $a_{0,i}$  i  $a_{1,i}$ . Koeficijent  $a_2$  mjeri temperaturnu osjetljivost i pretpostavka je da je jednak za sve kristale. Ukupan broj parametara je  $2 \times 2 \times 6 \times 10 + 1 = 241$ . Pozadinski događaji imaju značajan utjecaj na parametre prilagodbe. Tri glavna pozadinska doprinosa su 1) događaji s dodatnim signalom izvan klastera, 2) događaji s česticama koje ne potječu od kaona u snopu i 3) raspadi  $K^+$  u letu unutar volumena mete.

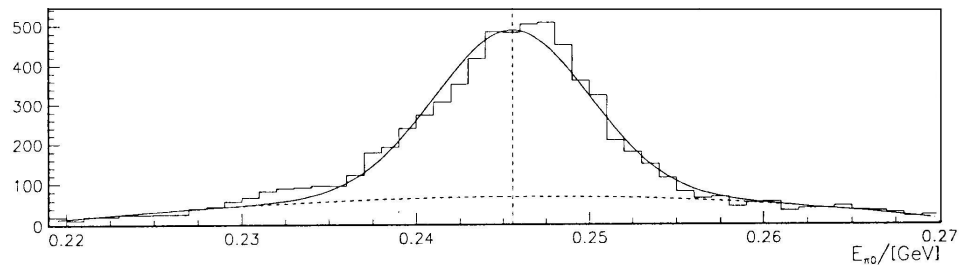
Ako definiramo  $\chi^2$  funkciju kao:

$$\chi^2(a(0), a(1)) = \sum_{i=1}^N \left( \frac{E_i^{\pi^0} - \sum_{m=1}^2 \sum_{c=1}^{n_m} [a_c^m(0) + a_c^m(1) \cdot (ADC_c^m)]_i}{\sigma_i^{(m,c)}} \right)^2 \quad (3.3.2)$$

Minimizacija prikazane funkcije vrši se varijacijom 241 parametara. Pravi test valjanosti ovih koeficijenata je širina energetske distribucije. Centar klastera se računa kao težinski prosjek položaja udara gdje kao težine uzimamo iznose ADC kanala. Ako u klasteru uzimamo i kristale koji se nalaze na rubu CsI matrice, obradom 29028 događaja postignuta energetska rezolucija iznosi  $\sigma = 4.9$  MeV



Slika 3.14: a) suma ADC signala u ovisnosti o energiji  $\pi^0$  i b) ukupna energija  $\pi^0$  za 29028 događaja [55].



Slika 3.15: Spektar  $\pi^0$  energije za događaje gdje do depozicije energije dolazi samo na unutarnjim kristalima.

ili  $FWHM = 13$  MeV s maksimumom na 246.3 MeV [55].

Ukoliko se kalibracija radi samo s događajima gdje nema depozicije energije u rubnim kristalima, broj događaja se smanjuje, ali se kvaliteta podataka poboljšava. Uključivanje kristala na rubu CsI matrice s jedne strane smanjuju rezoluciju dok s druge strane povećavaju prostornu akceptancu detektora. Na slici 3.15 prikazan je energetski spektar za  $\pi^0$  koji sadrži 8086 događaja gdje do depozicije dolazi na unutarnjim kristalima. Ovako dobivena rezolucija iznosi  $\sigma = 4.5$  MeV ili 1.8%  $FWHM = 10$  MeV s maksimumom na 245.5 MeV

## 3.4 Detektori izlaznih čestica

### 3.4.1 TOF scintilatori

Za detekciju novonastalih čestica u raspadu  $\Lambda N \rightarrow NN$  služi niz detektorskih komponenti shematski prikazanih na slici 3.16. Odmah uz samu metu s lijeve i desne strane nalazi se prvi sloj TOF scintilatora FT koji u kombinaciji s drugim slojem scintilatora BT mjeri vrijeme proleta. Lijevi, odnosno desni FT detektor se sastoji od 4 scintilacijske grede dimenzija (10 cm x 50 cm x 5 cm). BT detektor se sastoji od 11 scintilacijskih greda dimenzija (12 cm x 150 cm x 1.5 cm). Osim vremena proleta, ovi scintilatori služe za grubo određivanje tragova. Svaki od FT i BT scintilatora spojen je s dva fotomultiplikatora, koji se nalaze na krajevima scintilacijskih greda. Na osnovi razlike u vremenima pojave signala u pojedinim fotomultiplikatorima, određuje se longitudinalni položaj prolaska traga. Za transverzalne koordinate udara uzimaju se koordinate centra scintilatorske grede. Na temelju ovako određenog traga, pretražuju se ravnine žičanih komora radi mogućih udara. Ukoliko se u okolini projekcije traga na ravninu komore u zadanom vremenskom intervalu pojavio signal i u žičanim komorama, ponovo se određuje novi trag s dodatnim informacijama. Iz poznatih udaljenosti između detektorskih komponenti, i smjerova traga, moguće je izračunati put koji prevali pojedina čestica, te onda iz podataka o vremenu leta i duljini puta izračnati brzinu odnosno  $\beta$  faktor.

Za određivanje valjanih događaja na ovom nivou koristili smo nekoliko rezova. Prvi se rez odnosi na vremenski interval u kojemu se prihvaćaju TDC signali. Drugi se rez odnosi na vremensku razliku između dvaju signala na fotomultiplikatorima pojedinog scintilatora. Kada se izračuna razlika TDC signala sa različitih krajeva scintilatora, širina ovako dobivenog vrha odgovara vremenu koje treba signalu da stigne do oba kraja scintilatora. Ona čestica koja udari u scintilator na jednom kraju stvara takav signal kojem treba vrlo kratko vrijeme da dođe do bližeg kraja, i vrlo dugo vrijeme da signal doputuje do udaljenog kraja. Duljina FT scintilatora je 50 cm, a BT 150 cm. Ove su duljine prevedene u odgovarajuće vremenske intervale, a vremenska razlika dvaju signala se mora uklapati u taj interval. Širina prozora u slučaju FT scintilatora je 300 kanala a u slučaju BT scintilatora 800 kanala.

Nagib vodećeg ruba TDC signala iskorišten je za dobivanje odsječka na vremenskoj osi koji nam zapravo znači vremenski pomak. Pomoću ovog odsječka kalibrirani su TDC podaci za svaku fotomultiplikatorsku cijev posebno. Ako je čestica pri prolasku kroz TOF scintilatore dala signal u sve četiri fotomultiplikatorske cijevi onda je trag valjan. Kako bi se izbjegle komplikacije s višestrukim tragovima u razmatranje su se uzimali samo slučajevi s jednostrukim udarima.

Signali iz FT i BT scintilatora vode se na razdjelnik koji dijeli signal u omjeru 2:1. Manji od tih signala se koristio za definiciju okidača, dok se signal veće amplitude usmjeravao na sljedeći razdjelnik. Jedna polovica tako stvorenog signala ulazila je u ADC jedinicu, a druga u CFD TDC.

| Ravnina komore | Efikasnost% |
|----------------|-------------|
| LFWX           | 54.6        |
| LFWY           | 63.8        |
| LBWX           | 62.0        |
| LBWY           | 57.2        |
| RFWX           | 27.3        |
| RFWY           | 38.9        |
| RFWX           | 32.6        |
| RBWY           | 40.2        |

Tablica 3.5: Efikasnosti žičanih komora.

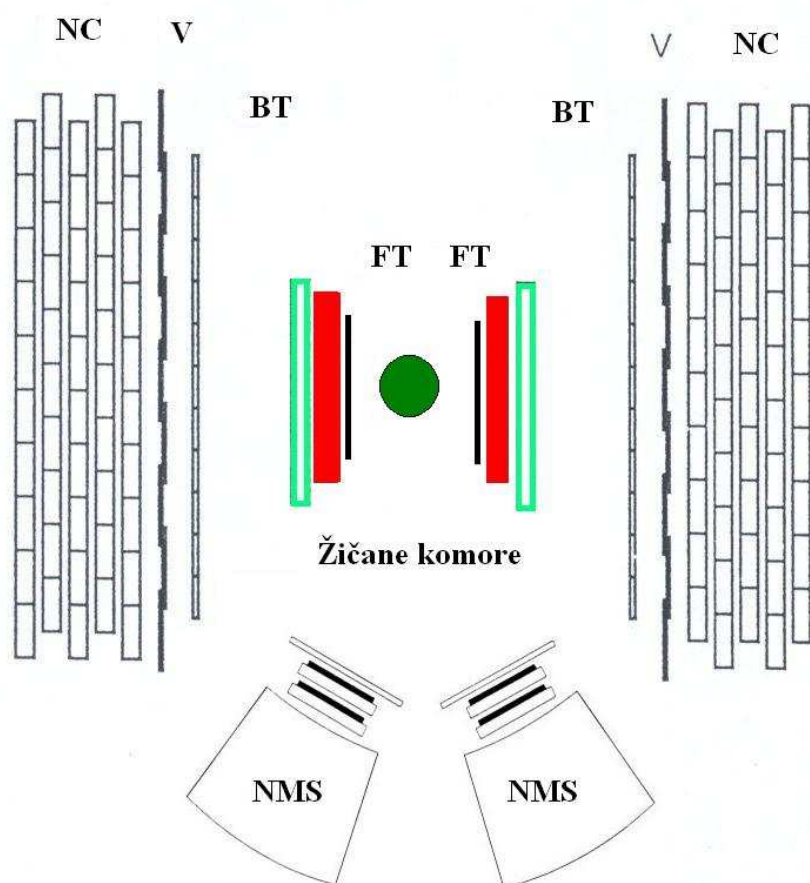
### 3.4.2 Žičane komore

Sa svake strane mete nalaze se dvije indukcijske žičane komore za detekciju prolaska nabijenih čestica. Indukcijska komora se sastoji od dvije anodne ravnine s pridruženim katodnim ravninama koje su izvedene kao trake. Anodne žice jedne ravnine zarotirane su za  $90^0$  u odnosu na anodne žice druge anodne ravnine. Anodne ravnine smještene su između katodnih ravnina koje se nalaze sa suprotne strane centralnog dijela. Komore su tako dizajnirane, da detekcija događaja na jednoj anodnoj žici, stvara sliku naboja na pet katodnih traka. Katodne trake su dobivane jetkanjem aluminizirane plastične folije. Plin koji se koristi u radu komora je mješavina argona i izobutana u omjeru 60-40. Prolazak nabijene čestice se bilježi kao indukcija naboja na grupi susjednih katodnih traka. Koordinata prolaza određuje se metodom (COG) uprosječivanja sakupljenog naboja. Postupak određivanja koordinate ide u tri koraka. U prvom koraku se pretražuju skupovi od po 3 uzastopne katodne trake. Ukoliko se pronađe skupina od tri trake gdje na svakoj traci ima signala takva se skupina izdvaja. U drugom se koraku traži traka u kojoj je inducirano najviše naboja. U trećem koraku se na osnovi položaja trake sa maksimalnom količinom inducirano naboja, određuje grupa od po sedam traka i računa se prosjek.

Efikasnost žičanih komora određivala se pomoću tragova dobivenih TOF sustavom. Broj tragova dobivenih TOF metodom, koji je imao i odgovarajući signal u komorama dijelio se s ukupnim brojem TOF tragova. Rezultati analize efikasnosti dani su u tabeli 3.5.

### 3.4.3 Veto detektori

Neutronske detektori daju signal i pri prolasku nabijenih čestica, te je u svrhu razlikovanja nabijenih i neutralnih čestica, ispred matrice greda neutronske detektora postavljen zid od tankih scintilatora koje nazivamo veto scintilatori. Vjerojatnost interakcije neutralne čestice u tankom scintilatoru je vrlo mala, stoga se u okidaču koji određuje prisutnost neutralne čestice traži odsustvo signala u veto detektoru. Veto detektor se sastoji od 9 scintilatorskih greda, od kojih je svaka spojena na dvije



Slika 3.16: Shematski prikaz neutronskog dijela detektora. Na svakoj strani, počevši od mete nalazimo FT scintilatore, žičane komore, BT scintilatore, veto scintilatore te pet slojeva neutronskih scintilatora.



fotomultiplikatorske cijevi ripa RCA 8578.

### 3.4.4 Neutronska detektor

S lijeve i desne strane mete nalaze se dva identična neutronska detektora. Svaki se dektor sastoji od matrice 5 x 10 debelih scintilacijskih greda izrađenih od scintilacijskog materijala oznake BC-408 čije su tehničke karakteristike dane u tablici 3.6. Na slici 3.17 prikazani su dosezi za različite čestice. Dimenzije jedne scintilacijske grede su (15.3 cm x 5.1 cm x 182.9 cm). Svaka greda spojena je na dvije fotomultiplikatorske cijevi tipa Amperex 2262 pomoću trapezoidnog svjetlovoda. Ispred prvog stupca neutronske detektora nalazi se veto detektor izveden kao niz od 9 tankih scintilatora koji prekrivaju prednju stranu detektora. Položaj pojedinih scintilacijskih greda prikazan je na slici 3.16. Grede u jednom sloju, imaju pomak od polovice grede s obzirom na susjedne slojeve. Između susjednih slojeva detektora postoji 2.5 cm praznog prostora.

|               |                        |
|---------------|------------------------|
| gustoća       | 1.032 g/m <sup>3</sup> |
| indeks loma   | 1.58                   |
| aten. duljina | 2.1 m                  |

Tablica 3.6: Tehničke karakteristike scintilacijskog materijala BC-408

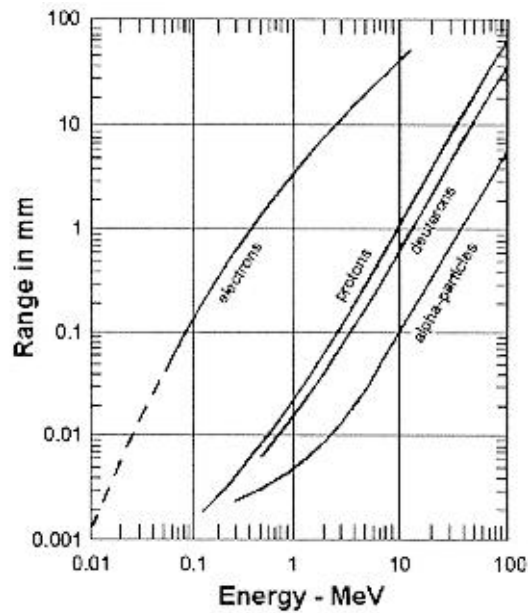
Vjerojatnost interakcije neutrona energije 80 MeV na putu od 5cm u BC-408 je približno 6%. U fazi izgradnje ove detektorske komponente izvršeno je mjerenje vremenske rezolucije i ono iznosi 300 ps FWHM, na 10 MeV deponirane energije.

### 3.4.5 NC scintilatori kozmičkog zračenja

Kalibracija neutroskih detektora vršena je pomoću kozmičkih zraka. Signaliziranje DAQ sustavu da očita neutronska detektor izvedena je postavljanjem dvaju scintilatora, jednog na vrh neutronske detektora, a drugog ispod detektora. Kozmička zraka mora proći kroz oba scintilatora, što znači da dolazi do depozicije energije u svih 10 greda.

## 3.5 Kalibracija detektora izlaznih čestica

U detekcijskom sustavu se nalazi ukupno 150 scintilacijskih greda od kojih je svaka spojena na dvije fotomultiplikatorske cijevi. Stvoreni signal na jednoj fotomultiplikatorskoj cijevi vodi se dalje do ADC i TDC modula.



Slika 3.17: Doseg za pojedine čestice u scintilacijskom materijalu BC-408.

### 3.5.1 Vremenska kalibracija

Kako svaka od greda ima spojene dvije fotomultiplikatorske cijevi, potrebne su nam dvije kalibracijske konstante po gredi. Vremenska razlika signala na dvije fotomultiplikatorske cijevi dana je s:

$$t_{raz} = C(TDC_A - TDC_B) + \delta_{raz} \quad (3.5.1)$$

gdje je  $\delta_{raz}$  kalibracijska konstanta koju treba odrediti. Faktor  $C$  je konverzijski faktor između TDC kanala i vremena, koji je određen u laboratoriju sveučilišta Carnegie Mellon. Postupak se sastojao u slanju računalom kontroliranog vremenskog signala pomoću generatora signala (Phillips 7194). U TDC kanal se šalje start i stop signal. Ovakvim mjerenjem se testira puni opseg diferencijalne linearnosti. Podaci su sakupljeni u intervalima od 1 ns, preko cijelog vremenskog intervala TDC-a koji iznosi 100 ns. Vrijednost konstante  $C$  iznosi 25 ps unutar eksperimentalne pogreške i ova je vrijednost korištena pri konverziji svakog kanala u odgovarajuće vrijeme.

Nakon reakcije  $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  dolazi do vrlo brzog raspada  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Rezidualni neutralni pion ima vrlo malu kinetičku energiju, od 1-4 MeV i možemo smatrati da miruje. Prisustvo KBT okidača, i detekcije gama zrake u neutronsom detektoru, uz odsustvo NMS okidača predstavlja događaj pomoću kojeg možemo napraviti kalibraciju vremenskih konstanti.

Kako bi izmjerili brzinu neutralne čestice treba poznavati vremenski interval potreban za prevaljivanje udaljenosti između dvije točke. U reakciji ( $K_{stop}^-, \pi^0$ ), iz traga snopa i iz projekcije tragova dviju gama zraka određuje se točka interakcije, verteks. Spojnica točke verteksa i točke udara neutralne čestice u neutronske detektor predstavlja alternativu pravoj putanji neutralne čestice. Vremenski trenutak u kojem dolazi do emisije neutralne čestice u točki interakcije određuje se pomoću podataka o vremenu S2  $t_{avg}^{S2}$ , udaljenosti scintilatora S2 i točke interakcije  $d_{vtx}^{S2}$ , impulsu i masi čestice snopa  $p_i$  i  $m_i$ . Brzina ulazne čestice dana je sa:

$$v_i = \frac{p_i c}{m_i} \quad (3.5.2)$$

Vrijeme emisije neutralne čestice je:

$$t_{vtx} = \frac{d_{vtx}^{S2}}{v_i} + t_{avg}^{S2} \quad (3.5.3)$$

Beta faktor možemo tada izračunati kao:

$$\beta = \frac{d}{c(t_{avg}^{ND} - t_{vtx})} \quad (3.5.4)$$

gdje je  $t_{avg}^{ND}$  prosječno vrijeme signala u neutronske detektoru, a  $d$  udaljenost verteksa od točke udara u detektor. Na slici 3.18 prikazani su histogrami  $1/\beta$  za neutralne čestice. Fotoni se razlikuju od neutrona ili slučajnih signala po veličini grupe scintilatora većoj od 2. To se jasno vidi na nizu histograma, gdje dolazi do izdvajanja vrha iznad ravne pozadine kako se povećava veličina grupe.

Kalibracija se radi direktnim mjerenjem kalibracijske konstante  $\delta_{avg}$ , izdvajanjem fotona, uz zahtjev  $\beta^- = 1$  što daje:

$$\delta_{avg} = \frac{d}{c} - (t_{avg}^{ND} - t_{vtx}) \quad (3.5.5)$$

Na slici 3.19, prikazani su rezultati za izdvojene komponente.

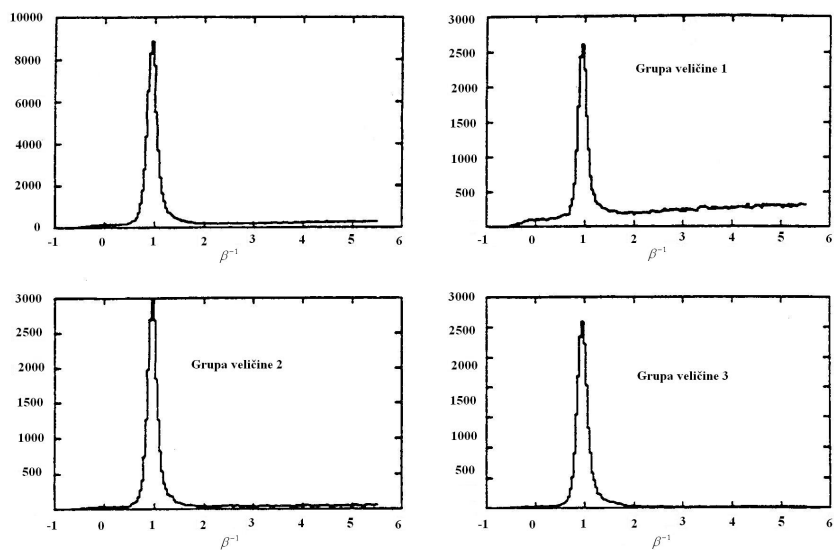
### 3.5.2 Energetska kalibracija

Svaka fotomultiplikatorska cijev spojena je na ADC modul kako bi se odredila energija deponirana u scintilatorskoj gredi. Svrha energetske kalibracije je određivanje faktora konverzije između ADC kanala i energije. U osnovi se kalibracija sastoji u uspoređivanju teoretskog ponašanja detektora i odgovora ADC modula.

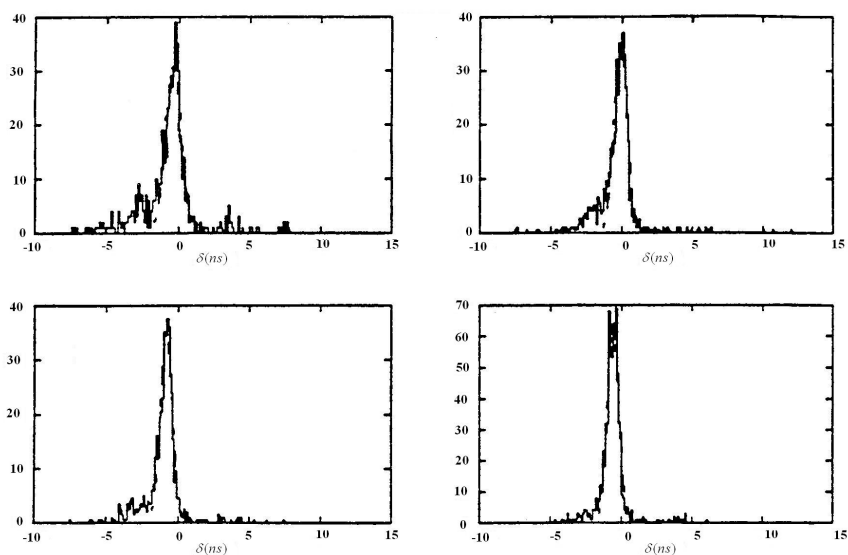
Interakcija nabijene čestice sa materijalom scintilatora ima dobru teorijsku podlogu sažetu u Bethe-Blochovoj jednačini. Upotrebom ELOSS programa, u koji se unose tip ulazne čestice, interval energija i kemijski sastav scintilatora dobivamo koeficijente  $a$  i  $c$  u jednačini:

$$\frac{dE}{dx} = cE^a \quad (3.5.6)$$

gdje je  $E$  kinetička energija nabijene čestice.



Slika 3.18: Faktor  $\beta^{-1}$  za neutralne čestice. Vidljivo je izdvajanje vrha na vrijednosti 1 sa porastom veličine grupe.



Slika 3.19: Mjerenje kalibracijskih konstanti pojedinih greda, preko događaja s neutralnim česticama.

Stvorena svjetlost unutar volumena scintilatora i prikupljena u fotomultiplikatoru funkcija je deponirane energije, međutim problem se javlja zbog toga što scintilator nije u potpunosti transparentan. Atenuaciju svjetlosti možemo opisati s:

$$I(x) = I_0 e^{-x/\lambda}$$

gdje je  $\lambda$  atenuacijska dužina, a  $x$  je udaljenost mjesta interakcije čestice do fotomultiplikatora. Ovaj se efekt može izbjeći upotrebom geometrijskog prosjeka:

$$I_g(x) = \sqrt{I(x)I(l-x)} = I_0 \sqrt{e^{-l/\lambda}} \quad (3.5.8)$$

što je nezavisno od položaja ( $l$  je duljina grede).

Pretpostavlja se da je energija linearno proporcionalna sa ADC kanalom  $E = \alpha(ADC - P)$ , gdje je  $\alpha$  faktor konverzije ADC-energija, a  $P$  je takozvani pedestal, odnosno visina ADC signala kada nema ulaznog signala. S vremena na vrijeme vršilo se mjerenje pedestal za svaki ADC kanal a vrijednosti su se spremale u parametarske datoteke iz kojih su se kasnije koristile prilikom proračuna energije. Kalibracijska konstanta se može definirati i na sljedeći način:

$$E = \alpha \sqrt{(ADC_A - P_A) * (ADC_B - P_B)} \quad (3.5.9)$$

Za izvođenje kalibracije potrebno je izdvojiti skup podataka u kojem se identifikacija čestica bazira na mjerenju brzine. Takav skup predstavlja raspršenje  $\pi^-$  na  ${}^4He$ . Ponašanje raspršenih  $\pi^-$  određuje se iz jednostavne kinematike raspršenja. Kalibracijske konstante pojedinih greda određuju se direktnim mjerenjem i prilagodbom histograma na Gaussove krivulje:

$$\alpha = \frac{E_{predodređeno}}{\sqrt{ADC_A \times ADC_B}} \quad (3.5.10)$$

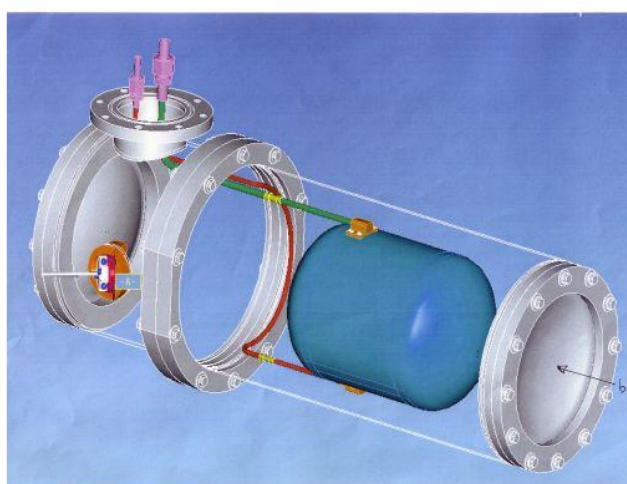
gdje je  $E_{predodređeno}$  određeno iz mjerenja brzine i veze s  $\frac{dE}{dx}$ .

### 3.6 Helijeva meta

Meta koja je korištena u ovom eksperimentu bila je kriogena helijeva meta. Zbog opasnosti u radu s vrlo niskim temperaturama, održavanje i operacija mete bila je u nadležnosti posebnog odjela na BNL-u. Na slici 3.6 dan je 3D prikaz helijeve mete.

Kod dizajna mete vodilo se računa da je akceptanca na niskim energijama jako ovisna o gustoći i količini materijala između točke interakcije i detektora izlaznih čestica.

Na slici 3.6 vidljivo je tijelo mete i cijevovod koji vodi do sustava za kompresiju i hlađenje helija.



Slika 3.20: 3D prikaz helijeve kriogene mete.

## Poglavlje 4

# Okidači

U toku izvođenja eksperimenta bilježimo nekoliko grupa signala. Detektori snopa daju signale pomoću kojih određujemo vrstu ulazne čestice i početak mjerenja vremena. Signali iz CsI kristala, BGO kristala, veto scintilatora, žičanih komora govore nam o produkciji hiperjezgara unutar mete. Signali dobiveni iz neutronske detektora te žičanih komora izvan snopa daju nam informacije o produktima hipernuklearnog raspada. Kombinacijom različitih signala stvaramo okidače. To su logički signali kojima je precizno definirano stanje detektora u slučaju specifičnog fizikalnog stanja.

U eksperimentu koristimo četiri glavne vrste okidača.

1. Okidač snopa KBT
2. Okidač NMS sustava KBT.NMS
3. Okidač izlaznih nabijenih čestica OOB
4. Okidač kozmičkog zračenja COSMIC

### 4.0.1 Okidač snopa

Pri prolasku kroz detektore snopa svaka od ulaznih čestica ostavlja informaciju o vremenu prolaska kroz detektor (TDC) i informaciju o deponiranoj energiji (ADC) na temelju kojih je moguće odrediti vrstu čestice. Nakon udara protona u produkcijsku metu, sekundarni snop, većinom se sastoji od  $\pi$  i znatno manjeg broja  $K$ . Dva glavna okidača snopa čine KB okidač (kaonski snop) i  $\pi B$  okidač (pionski snop). Prosječna vrijednost distribucije impulsa unutar snopa jednaka je za pione i kaone što znači da lakše čestice brže putuju od težih. Mjerenjem vremena proleta između scintilatora S1 i S2 vrši se prvi stupanj selekcije.

Nadalje, snop prolazi kroz Čerenkovljev brojač, koji je tako podešen da daje signal samo pri prolasku piona. Tehnički je to izvedeno tako da se promatra suma četiri izlazna kanala Čerenkovljevog detektora. Kada je suma signala veća od zadanog praga smatra se da je čestica pion.

Dijagram logičkog sklopa za definiciju snopa dan je na slici 4.1. U prvom stupnju definiraju se pionski i kaonski signal. Ti se signali dalje kombiniraju sa signalima iz S3 i S4 kako bi dobili KBT signal, to jest potvrdu da je kaon dosegao metu. Pionski se okidač temelji na koincidenciji srednjih vremena S1 i S2 te energetske sume u CB. Sustav je tako podešen da ulazni kaon stvara koincidentni signal na S1 i S2.

Kod kaonskog okidača ne koristimo S1 i CB. Budući da u snopu ima znatno više piona vrlo je bitno kontrolirati brzinu okidanja te bilježiti samo one događaje koji imaju dobro definirani kaon. Većina piona prolazi kroz liniju snopa s energijama koje odgovaraju minimalno ionizirajućim česticama, te ih se može dodatno otklanjati postavljanjem praga na visinu signala S3 detektora.

#### 4.0.2 NMS okidač

Prolazom kroz usporivač, impuls kaona se znatno smanjuje, tako da do uhvata kaona u helijevoj meti dolazi gotovo u stanju mirovanja. U reakciji izmjene stranosti dolazi do istovremene produkcije neutralnog piona, koji se zatim elektromagnetski raspada na dvije gama zrake. NMS okidač, slika 4.2 čini koincidencija okidača kaonskog snopa KBT s detekcijom dvije gama zrake u modulima NMS-a. Za valjanu detekciju dvije gama zrake zahtijeva se odsutnost signala u veto scintilatorima, te da ukupno deponirana energija u pojedinom modulu bude veća od 50 MeV. Dijagram logičkog sklopa dan je na slici 4.2.

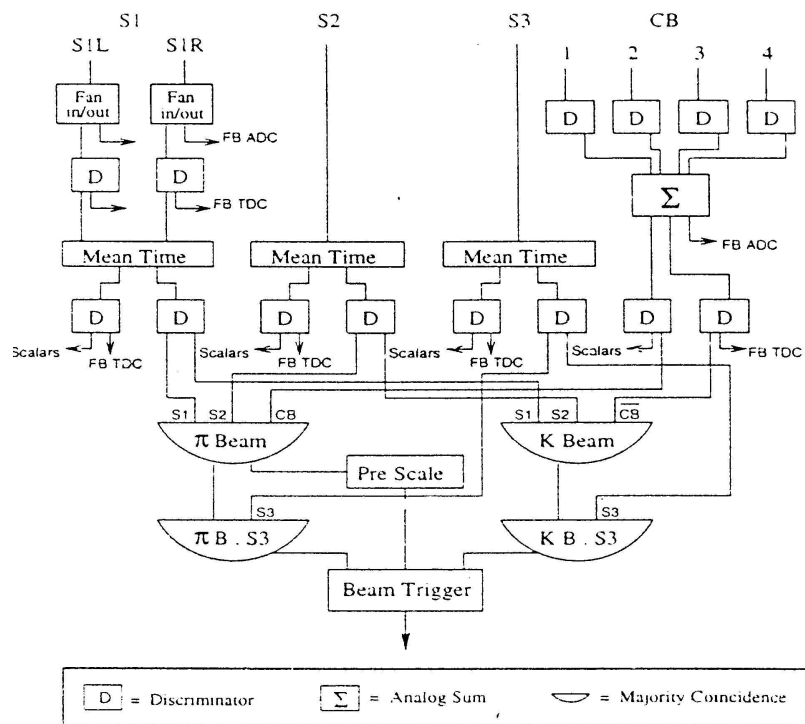
#### 4.0.3 Okidači izlaznih nabijenih čestica

Kada se u hiperjezgri dogodi raspad  $\Lambda$  čestice stimuliran nukleonom, novonastale čestice imaju vrlo veliki impuls te izlaze iz jezgre. Na svom putu prolaze kroz sustav TOF scintilatora, žičanih komora i neutronske detektora. Ovaj okidač u sebi sadrži već prije definirane okidače snopa i NMS-a, jer nas zanimaju samo oni događaji za koje smo sigurni da je u meti došlo do produkcije hiperjezgre, te rezove na ukupno deponiranu energiju u neutronske dijelu detektora.

#### 4.0.4 Okidač kozmičkog zračenja

Zbog nemogućnosti kalibracije detektorskih komponenti vanjskim izvorima zračenja, za kalibraciju su se koristile kozmičke zrake. Podaci generirani kozmičkim zračenjem prikupljali su se prije početka eksperimenta, i u toku izvođenja samog eksperimenta. Snop primarnih protona dolazi u diskretnim





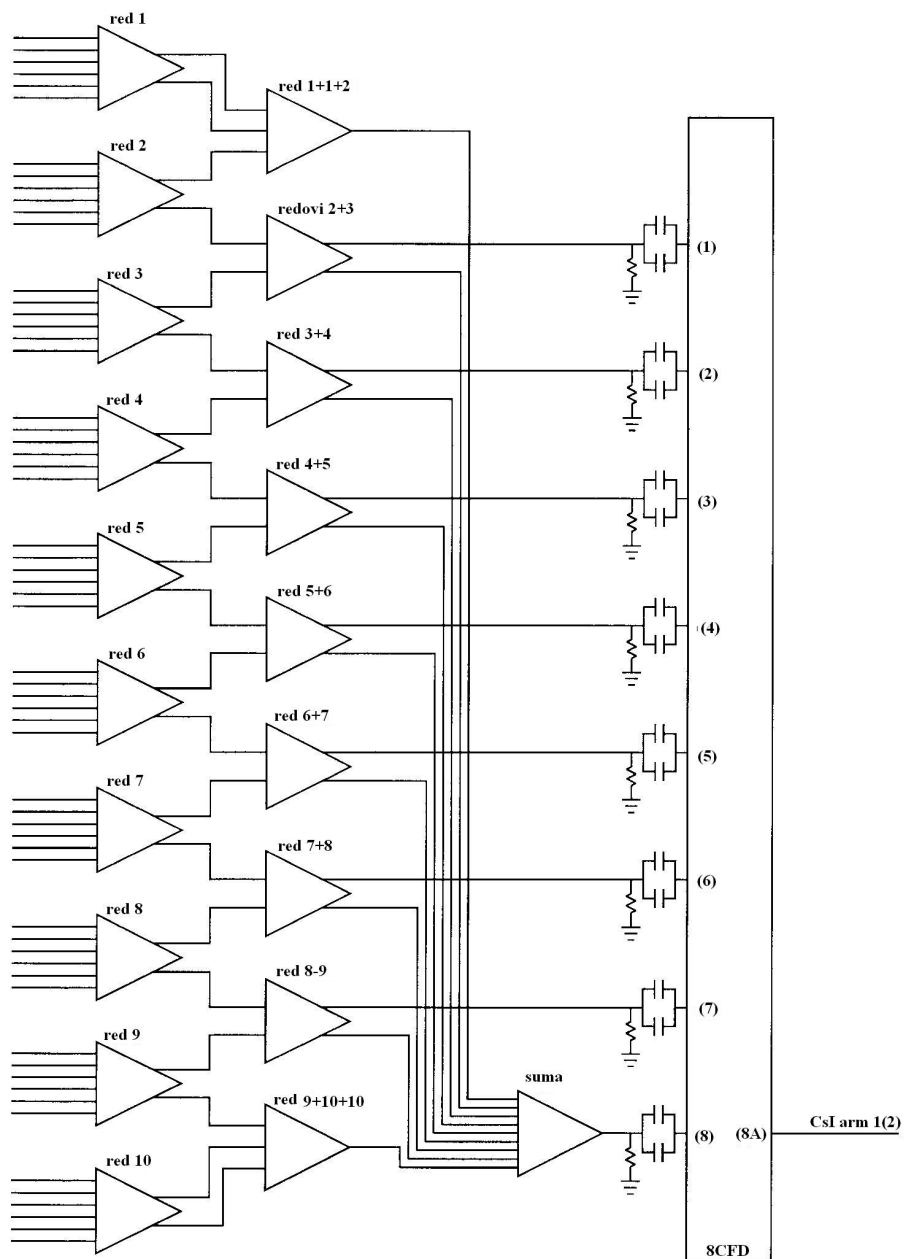
Slika 4.1: Definicija okidača snopa

grupama, i omogućava unutar takozvanog mrtvog vremena, bilježenje signala iz detektora koji nastaju prolaskom kozmičkog zračenja. Kozmičko se zračenje koristilo kod relativne kalibracije veto, BGO i CsI scintilatora NMS sustava.

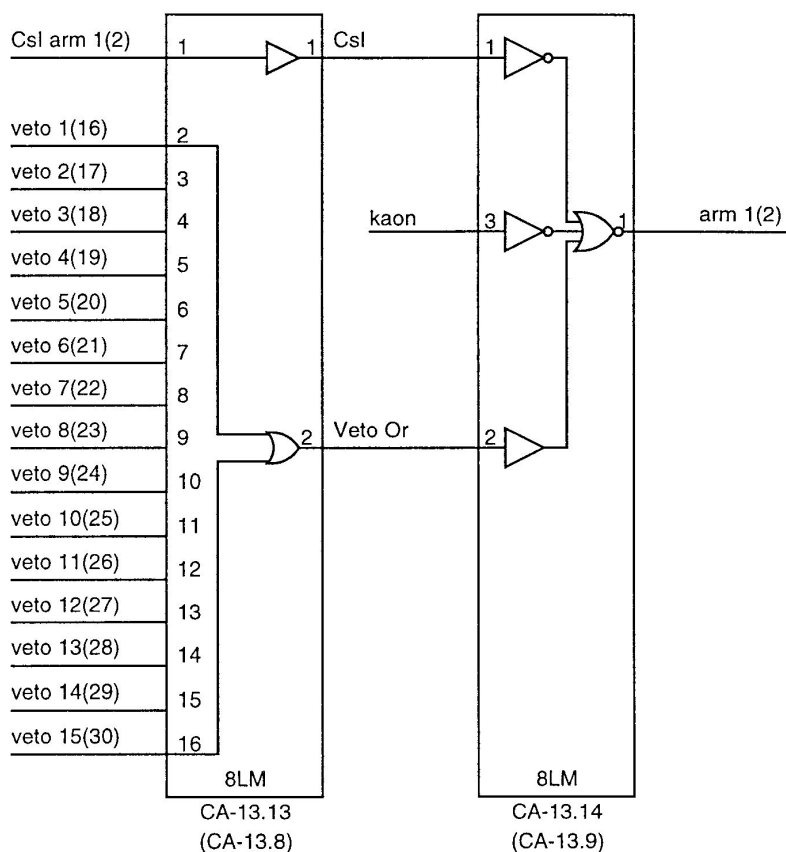
Kod kalibracije neutronske detektora kozmička zraka morala je prolaziti u vertikalnom smjeru kroz niz od 10 scintilatora uz odsutnost signala *beam gate*. Na sličan način kalibrirani su i CsI detektori.

#### 4.0.5 Logika okidača

Upravljanje eksperimentom i obrada logičkih signala vršila se preko programabilne logičke jedinice (PLU) te dvaju 8LM modula. Zadavanje instrukcija i logičko programiranje modula vršeno je preko računalnog sustava za prikupljanje podataka (DAQ), a istim su se putem prosljeđivali parametri



Slika 4.2: Shema NMS okidača.

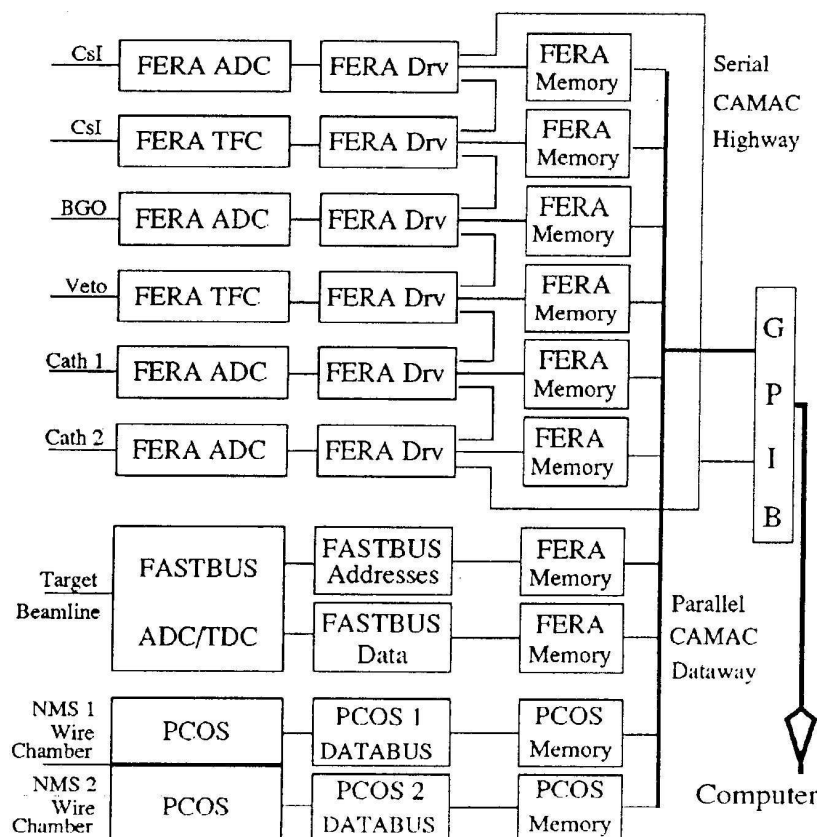


Slika 4.3: Logika veto detektora. Iz veto diskriminatora signali se vode na logičku matricu koja stvara OR signal. Ulaz CsI dolazi iz sklopa za sumaciju energije. Kaonski signal dolazi iz logičke strukture snopa.

prema programabilnim modulima elektronike, ovisni o tipu mjerenja .

PLU se dijeli na dvije grupe od po 8 kanala, a u svakoj grupi nalazimo i ulazne i izlazne kanale. Popis signala dan je u tabeli 4.1. Prvi dio PLU jedinice kontrolira zauzetost DAQ sustava, te isčitavanje podataka smještenih u FERA memorijama. Drugi dio kontrolira pojedine tipove događaja određene 8LM modulima. Ti događaji mogu biti kozmičke zrake iz neutronskih detektora ili iz NMS-a, stvarni podaci iz NMS-a (označeni kao Event 1A ili Event 2A), događaji s nabijenim česticama, ili takozvani pulser događaji. Kad se desi odgovarajući događaj, generira se TRIG OR signal koji pokreće čitanje FERA memorija.

Prva 8LM jedinica vrši logičko procesiranje nižeg nivoa, gdje se odabire željeni okidač snopa te ispravan NMS događaj. Ulaz u jedinicu čine četiri okidača snopa, signal iz veto scintilatora te izlaz



Slika 4.4: Tok podataka

iz CsI logičkog sklopa. Kada dođe do koincidencije NMS događaja i odgovarajućeg okidača snopa generira se događaj Event 1A ili Event 2A, u ovisnosti o tome koji je NMS modul zabilježio signal i šalje se na ulaz PLU jedinice.

Druga je 8LM jedinica odgovorna za kontrolu logike višeg nivoa, tablica 4.1.

#### 4.0.6 Prikupljanje podataka

U eksperimentu se koristio NMSDAQ sustav prikupljanja podataka zasnovan na PC računaru sa pentium procesorom. Programski paket za prikupljanja podataka i nadgledanje eksperimenta zvao se NMSDAQ, a nastao je razvojem ranijih verzija razvijenih na Los Alamosu. Programski paket sastoji se od fortranskih rutina te C++ biblioteka koje služe za povezivanje sa National Instruments IEEE standardom te GPIB sučeljem preko kojeg se prenose podaci iz CAMAC modula.

Svi signali iz NMS-a obrađivani su FERA ADC, TDC modulima, a informacije su skladištene u

| PLU Ulazi                | PLU Izlazi             | Logička operacija sa ulazima           |
|--------------------------|------------------------|--|
| (1) Prompt Busy          | (1) Busy OR            | 1 OR 2 OR 5                            |
| (2) Request Busy         | (2) Clear Fera         | 3 AND (NOT 2)                          |
| (3) Delayed Resuest Busy | (3)Event 1A            | 6                                      |
| (4)Encoding Busy         | (4)Event 2A            | 7                                      |
| (5)C.H. Busy             | (5)Fera Gates          | 8                                      |
| (5) Event 1A             | (6)Prazno              |  |
| (6) Event 2A             | (7)Prazno              |  |
| (8) Fera gates           | (8)Prazno              |  |
|                          |                        |  |
| (1) Event 1A             | 1)Event Cosmic         | $((1OR2)AND6)OR((1OR2OR8)AND6)$        |
| (2) Event 2A             | (2)Event Coincidence   | $((1AND2AND5)OR((1OR2)AND5AND7))$      |
| (3) Event pulser         | (3) Trigger Arm1       | 1 AND (NOT 4)                          |
| (4) Busy OR2             | (4)Trigger Arm2        | 2 AND (NOT 4)                          |
| (5)Bema Gate             | (5)Trigger Cosmic      | Event cosmic AND (NOT 4) <sub>n</sub>  |
| (6)Cosmic Beam Gate      | (6)Trigger Coincidence | Evt. Coincidence AND (NOT 4)           |
| (7)OBQ Trigger           | (7) Trigger Pulser     | Event Pulser AND (NOT 4)               |
| (8) NC Nomic             | (8)Trigger OR          | Tr. Cosmic OR Tr. Coinc. OR Tr. Pulser |

Tablica 4.1: Ulazni i izlazni signali iz PLU

FERA memorijama. FERA je skraćeni ca za Fast Encoding and Readout ADC sustav koji se sastoji od modula za brzo pretvaranje analognih signala (vremenskih ili nabojnih) u digitalni oblik. Sustav također sadrži memorijske jedinice i poveznicu na računalo. Dio NMS signala vezanih uz žičane komore prikupljao se PCOS III sustavom koji koristi svoje PCOS III memorije. PCOS III sustav služi za prikupljanje signala iz žičanah komora, a sastoji se od integriranog pojačala, smještenog na samom izlazu žičane komore, te memorijskog modula. Signali iz neutronske detektora i iz ostalih detektorskih komponenti slani su u FASTBUS, a zatim također skladišteni u FERA memorije. FERA i PCOS memorije bile su povezane sa GPIB sučeljem prema PC računalo. Slika 4.4 prikazuje tok podataka prema računalo. Svi analogni signali digitalizirani su FERA ili FASTBUD ADC modulima. Vremenski signali digitalizirani su kombinacijom FERA ADC-ova i TFC-ova. Signali iz detektora snopa koji su se odnosili na vrijeme digitalizirani su direktno u FASTBUS TDC-ovima. U slučaju FERA uređaja, ADC/TDC signali iz FERA modula šalju se najprije u FERA DRIVER pomoću ECL kabela (plosnati kabel sa 16 žica). Svi FERA DRIVER moduli povezani su u seriju, ali tim serijskim spojem se ne prenose podaci zbog male brzine. Ta veza služi samo za inicijalizaciju i čišćenje modula. Podaci su se iz FERA DRIVER modula do FERA memorija prenosile podatkovnim kabelima. Jedino odstupanje od ove sheme je očitavanje NMS žičanih komora koje se je vršilo pomoću PCOS III sustava.

Struktura ulaznih podataka objašnjena je u idućem odjeljku.

#### 4.0.7 DAQ program NMSDAQ

NMSDAQ sastoji se od dva zasebna programa, DAQ programa te programa za praćenje eksperimenta NMSMonitor. DAQ je odgovoran za upućivanje poziva pojedinim komponentama kako bi se prikupili podaci, dok NMSMonitor prikazuje ADC i TDC histograme pojedinih kanala.

##### Organizacija programa

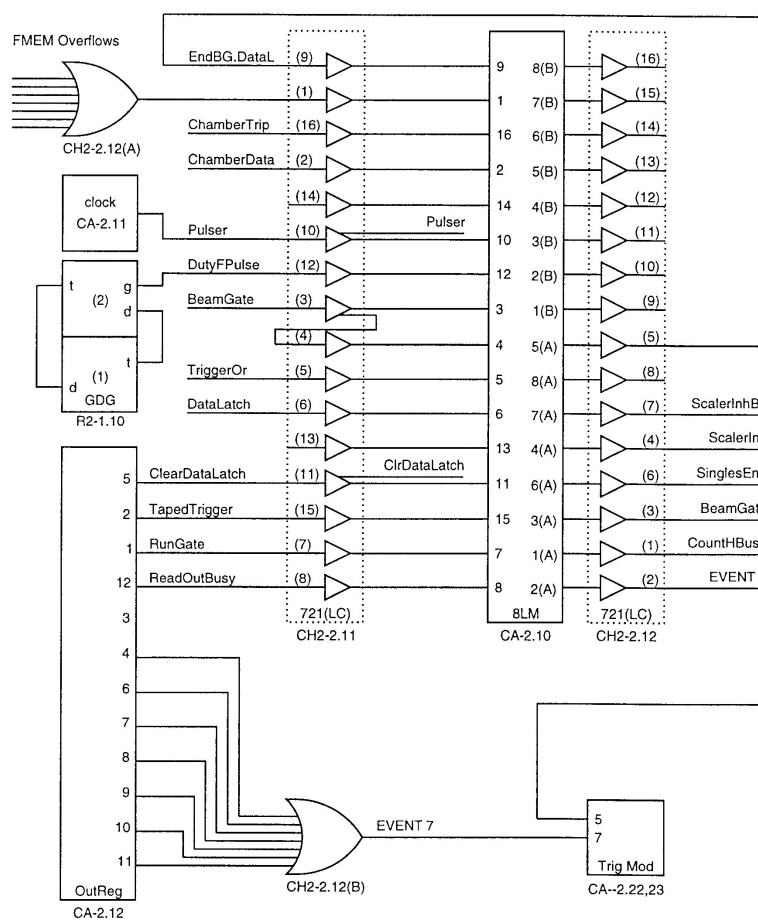
NMSDAQ je konzolna aplikacija sa više niti koja se koristi DLL datotekama ( DLL datoteke su standard kod povezivanja Windows aplikacija a naziv dolazi od Dynamic Link Library). Glavna nit servisira grafičko sučelje, prenoseći pojedine komande za kontrolu prilikom postavljanja zastavica za upravljanje. SQR (Service ReQuest) nit dizajnirana je tako da odgovara na potrebe GPIB sučelja. Preko ove niti program prima podatke te signalizira kontrolnoj niti kada je završeno primanje podataka. Kontrolna nit brine o inicijalizaciji pojedinog mjerenja, komunikaciji s NMSMonitorom, te o komunikaciji s drugim računalima u mreži preko TCPIP protokola, stvaranju posebnih struktura podataka i datoteka.

##### Rad NMSDAQ programa

NMSDAQ je aplikacija vođena događajima. Korisnik ulazne parametre postavlja takozvanim zastavama uz pomoću grafičkog sučelja. Pokretanje mjerenja zahtijeva prosljeđivanje skupa parametara između pojedinih niti programa. Parametri mogu biti zapisani i u datoteku te automatski učitani prilikom inicijalizacije, ili pak korisnik može ručno unositi vrijednosti. Ti parametri uključuju vrijednosti praga diskriminatora, parametre za oduzimanje pedestalala, fizičke lokacije modula, frekvencije pulsera i drugo.

Kod pokretanja programa moramo odabrati skup okidača čime se odlučujemo kakve podatke sakupljati. Izabir fizičkog okidača ne znači nužno da će se prikupljati fizikalni podaci. Tip podataka koje prikupljamo određuje takozvani DAQ okidač. Postoje tri izbora a to su EVENT 5, 7 i 9. EVENT 5 je oznaka za prikupljanje fizikalnih podataka, slika 4.5. EVENT 7 je okidač koji započinje čitanje CAMAC brojača, dok EVENT 9 okidač započinje čitanje temperaturnih podataka.

Tijekom rada programa za prikupljanje podataka uz podatkovne datoteke generiraju se i druge pomoćne datoteke s informacijama o postavljenim parametrima. LOG datoteke u sebi sadrže sumirane podatke CAMAC brojača nakon zaustavljanja pojedinog mjerenja.



Slika 4.5: Shema definicije događaja EVENT 5 i EVENT 7.

# Poglavlje 5

## Analiza

Analiza podataka sastoji se od dva dijela. Prvi dio uključuje sve one radnje koje je potrebno provesti kako bi se prikupljeni sirovi podaci pretvorili u smislene fizikalne veličine. U drugom dijelu se uspostavlja veze između dobivenih fizikalnih veličina i teorijskih modela, odnosno, određuje se broj događaja u pojedinom kanalu hipernuklearnog raspada. Prikupljene podatke možemo podijeliti u tri skupine i to podatke s kozmičkim zrakama, podatke sa snopom  $K^+$  i podatke sa snopom  $K^-$ . Na svakom skupu podataka izvršena je odgovarajuća analiza. Prve dvije grupe podataka korištene su za kalibraciju detektorskih komponenti, dok treća grupa predstavlja fizikalne podatke.

### 5.1 Analiza hipernuklearne produkcije

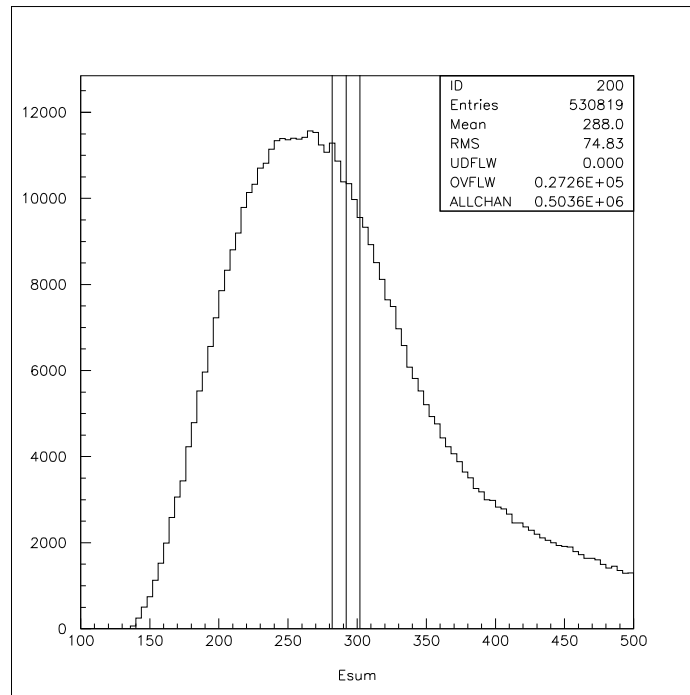
Do stvaranja hiperjezgre dolazi preko reakcije  ${}^4He(K_{stop}^-, \pi^0)_\Lambda^4H$ . Izlazni pion se vrlo brzo elektromagnetski raspada na dva fotona koje detektiramo NMS detektorom. Energija izlaznog piona u ovoj interakciji iznosi 292 MeV. Na slici 5.1 prikazan je ukupan energetski spektar  $\pi^0$ . U daljnjoj analizi, događaji koji su potencijalni kandidati za nemezonski raspad hiperjezgre oblika  $\Lambda N \rightarrow NN$ , u energetskom spektru  $\pi^0$  nalaze se unutar područja omeđenog vertikalnim linijama na slici 5.1.

Na slici se ne vide odvojena i dobro definirana hipernuklearna stanja sustava  ${}^4_\Lambda H$  iz razloga što u tom području imamo veliki doprinos kontinuuma, kao što je utvrđeno i u eksperimentu E907 [56] ali i zbog relativno niske energetske distribucije NMS detektora od  $\sim 10\text{MeV}$  ostvarene u ovom mjerenju.

#### 5.1.1 Određivanje postotka zaustavljenih kaona

Postotak zaustavljenih kaona određuje se na skupu  $K^+$  podataka, a dobivene omjere koristimo u računu procjene broja stvorenih hiperjezgara.



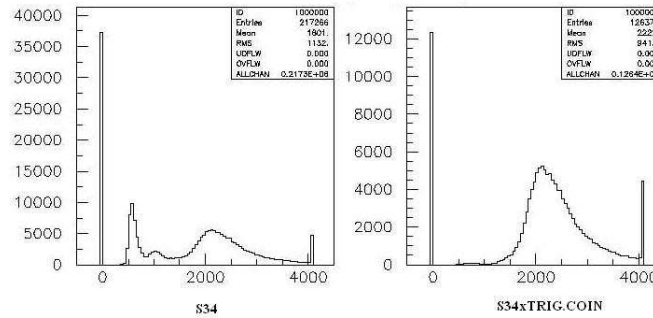
Slika 5.1: Energetski spektar  $\pi^0$ 

Prvi korak analize predstavlja određivanje broja kaona koji udaraju u metu. Taj broj odgovara broju KBT okidača, uz ograničenje na visinu ADC signala scintilatora S3 i S4, odnosno uključivanje okidača TRIG.COINC. Na slici 5.2 prikazan je ADC spektar scintilatora S34 sa koincidentnim TRIG.COINC signalom i bez njega. Koincidencija ADC signala i TRIG.COINC signala dovodi do uklanjanja loših događaja koji se uglavnom sastoje od piona, čime se dobiva jasniji KBT signal.

U promatranom skupu podataka, broj KBT okidača iznosi  $3,6 \times 10^8$ . Kada se kaoni zaustave u meti, jedan dio njih prolazi kroz reakciju  $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+$ . Nas zanima broj dvostrukih koincidencija  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  detektiranih NMS detektorom, do kojeg dolazimo analizom energetskog spektra NMS detektora.

Najprije se promatraju svi događaji gdje postoji koincidencija dvije gama zrake. Dodatni je zahtjev da deponirana energija unutar jednog NMS modula bude veća od 50 MeV. Pozadinski događaji, koji se većinom sastoje od kaonskih raspada u letu, te pljusкова izazvanih prolaskom gama zraka koji nisu u cijelosti sadržani unutar NMS modula reduciraju se sljedećim rezovima:

- Položaj maksimalne depozicije energije u CsI kristalu nije na rubu CsI matrice
- $|E_{kin} - E_{sum}| \leq 30 MeV$ ,  $E_{kin}$  je energija određena preko kuta otvaranja,  $E_{sum}$  je energija



Slika 5.2: ADC spektar S34 bez i sa uključenim koincidentnim signalom TRIG.COINC.

dobivena sumacijom deponiranih energija

- $S5_{ADC} \geq 1250$ , redukcija  $K^+$  u letu
- Nema signala u veto scintilatorima
- $x \leq |0.2|$ ,  $x$  je parametar dijeljenja energije

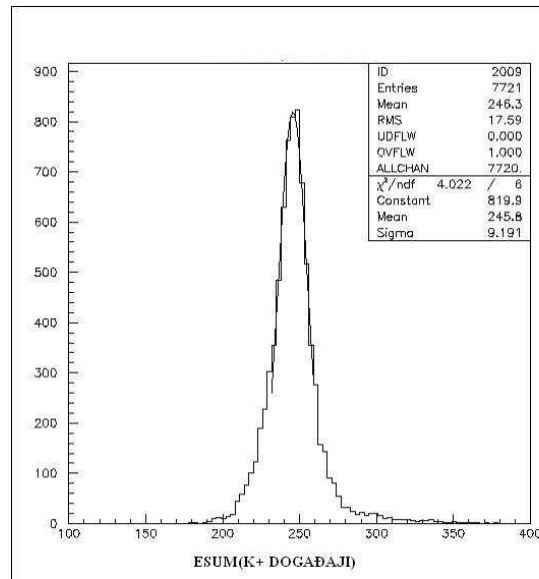
Energetski spektar uz primjenu ovih rezova prikazan je na slici 5.3. Uz energetski spektar, prikazana je i superponirana Gaussova funkcija sa parametrima  $(\mu, \sigma) = (245.8, 9.191)$ . U sljedećem koraku stvaramo energetski spektar, ali s manje restriktivnim rezovima:

- Položaj maksimalne depozicije energije u CsI kristalu nije na rubu CsI matrice
- $|E_{kin} - E_{sum}| \leq 30 MeV$

Ovako dobiven spektar prikazan je na slici 5.4 uz superponiranu Gaussovu krivulju čiji su paramteri isti kao i oni dobiveni ranije. Prilagodba podataka je rađena samo na donjoj polovini spektra kako bi se izbjegla kontaminacija podataka raspadom kaona u letu. Integracijom Gaussove krivulje, ukupan broj dvostrukih koincidencija je 9142. U zadnjem koraku vrši se korekcija broja piona zbog primjene reza  $|E_{kin} - E_{sum}| \leq 30 MeV$  koji u stvari predstavlja rez na masu piona. Na slici 5.5 prikazan je spektar mase neutralnog piona uz korištenje istih rezova kao i za spektar sa slike 5.4. Ukupan broj opaženih piona, korigiran brojem događaja u ovom spektru iznosi:

$$N(\pi^0) = 9142 * 15255/13788 = 10110 \quad (5.1.1)$$

Dodatna korekcija koju je potrebno napraviti odnosi se na aktivno i pasivno vrijeme DAQ sustava. Aktivno vrijeme DAQ sustava možemo procijeniti usporedbom broja okidača EVT.COINC i



Slika 5.3: Spektar energije dvije gama zrake u NMS detektoru.

TRIG.COINC, gdje je okidač TRIG.COINC definiran kao (EVT.COINC AND NOT BUSSY). Broj pojedinih okidača iznosi EVT.COINC=162021, TRIG.COINC=126957 odnosno:

$$126957/162021 = 0.78 \quad (5.1.2)$$

$$N(\pi^0) = 10110 / \frac{126957}{162021} = 12910 \quad (5.1.3)$$

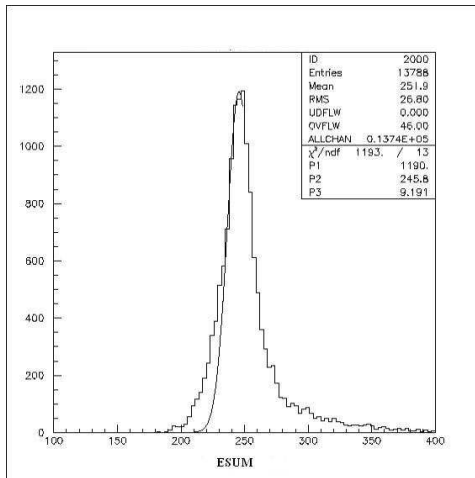
Udio kaona zaustavljenih u meti određujemo tako da podijelimo ukupan broj zaustavljenih kaona s brojem ulaznih kaona. Ukupan broj zaustavljenih kaona dobivamo korekcijom broja opaženih neutralnih piona za akceptancu NMS detektora koja iznosi 0,46% na energiji  $E=245$  MeV, te omjerom grananja  $BR=0,21$  ( $K^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$ ):

$$\text{Postotak} - \text{zaustavljenih} - K^+ = 12910 / (0,0046 \times 0,21 \times 3,6 \times 10^8) = 3,7\% \quad (5.1.4)$$

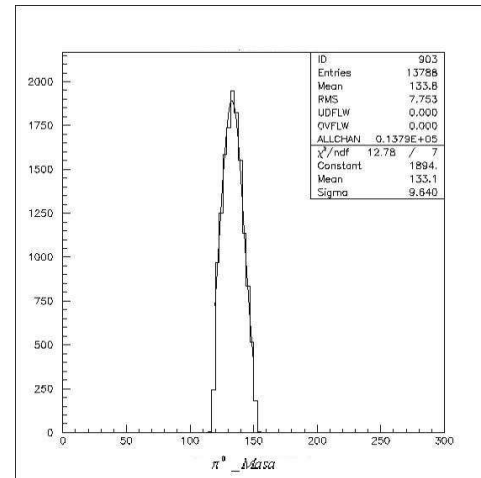
Taj omjer je za faktor 10 manji od omjera koji je dobiven GEANT simulacijom (35%), što nam daje naznaku da u ovoj fazi eksperimenta, ugađanje snopa nije obavljeno na zadovoljavajući način.

Početkom završnog mjerenja, i nakon ponovne analize impulsa snopa, prikupljeni su  $K^+$  podaci na meti od tekućeg helija za nekoliko različitih vrijednosti impulsa snopa. Upotrebom prikazane procedure određen je omjer zaustavljenih kaona u meti za svaku vrijednost impulsa snopa. Podaci su prikazani u tabeli 5.1.

Kod procjene broja stvorenih hiperjezgara korištena je vrijednost 0.165.



Slika 5.4: Separacija dobrih i loših događaja uz blaže rezove i superponiranu gaussovu krivulju



Slika 5.5: Spektar mase neutralnog piona.

| Broj datoteke | Impuls snopa | Udio zaustavljanja | Udio zaustavljanja $\times$ <i>akceptanca</i> |
|---------------|--------------|--------------------|---|
| 5364          | 650          | 3,33%              | $1200 \times 10^{-4}$                         |
| 5355          | 667          | 4,34%              | $1562 \times 10^{-4}$                         |
| 5365          | 680          | 5,55%              | $1996 \times 10^{-4}$                         |
| 5363          | 700          | 5,04%              | $1814 \times 10^{-4}$                         |

Tablica 5.1: Omjeri zaustavljanja

### 5.1.2 Procjena broja hipernuklearnih produkcija

Do stvaranja hiperjezgre dolazi u reakciji  ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0)_\Lambda H$ . Mjerenje brzine produkcije odvija se u četiri koraka i to 1) hipernuklearne produkcije, 2) označavanja produkcije, 3) hipernuklearnog raspada i 4) sakupljanja podataka.

Hipernuklearna produkcija uključuje određivanje broja zaustavljenih kaona u meti, dok označavanje produkcije uključuje proračun prostornog kuta NMS-a, te određivanje efikasnosti detekcije dvaju fotona. U hipernuklearnom raspadu određuje se tip izlazne čestice.

#### Hipernuklearna produkcija

Broj stvorenih hiperjezgara tijekom izvođenja eksperimenta možemo procijeniti iz broja upadnih kaona i postotka zaustavljenih kaona.

Broj zaustavljenih  $K^-$  ovisi o više parametara od kojih su najznačajniji disperzija impulsa

snopa  $\Delta P/P$ , materijalu i debljini mete. U ranijim eksperimentima [57], nalazimo podatak o  $1.6 \times 10^4 K^-$ /(puls snopa), sa kaonskim snopom impulsne disperzije  $\Delta P/P = \pm 2\%$ . Slične brzine zaustavljanja kaona nalazimo i u radovima Gall *et al.* [58] i Larson *et al.* [59]. U fazi planiranja eksperimenta, procijenjeno je da bi broj ( $K^-, \pi^0$ ) okidača po naletu snopa trebao iznositi oko  $1.2 \times 10^4$ .

U našem slučaju, u jednom naletu snopa imamo  $2.5 \times 10^5$  kaona. Kaoni na putu do mete prolaze kroz grafitni usporivač debljine 20cm, 3cm scintilatora i 15cm zraka. GEANT simulacija helijeve mete debljine 20cm, predviđa da postotak zaustavljenih kaona iznosi 20%. Broj upadnih kaona zapisan je u KBT okidaču. Većina zabilježenih KBT.NMS okidača nije pridružena hipernuklearnoj produkciji nego dolazi od pozadinskih događaja kao što su raspad kaona u letu ili slučajne koincidencije. Ukupan broj stvorenih hiperjezgara očitavamo iz KBT.NMS okidača.

U 2002 godini broj KBT okidača iznosio je  $6.92 \times 10^9$  a u 2001 godini  $2.30 \times 10^9$ , što ukupno iznosi  $9.22 \times 10^9$  KBT okidača. CMU analiza pokazuje da samo 36% zabilježenih okidača predstavljaju prave KBT okidače, odnosno broj pravih KBT okidača je  $2.5 \times 10^9$ . Taj broj ujedno predstavlja broj kaona pristiglih do mete.

Broj zaustavljenih kaona dobivamo množenjem s faktorom 0.165 što predstavlja ocjenu omjera zaustavljanja po upadnom kaonu:

- $[0.165] \text{ zaustavljanja/KBT } [2.5 \times 10^9] = 4.1 \times 10^8$

Stvaranje hiperjezgre dešava se samo u 0.74% slučajeva [60]:

- Broj stvorenih hiperjezgara =  $0.0074 \times 4.1 \times 10^8 = 3.0 \times 10^6$

### Detekcija hipernuklearne produkcije

Efikasnost detekcije  $\pi^0$  određene energije dobro je poznata iz ranijih eksperimenta. Za danu konfiguraciju NMS modula pomoću programskog koda PIANG, moguće je odrediti umnožak efikasnosti i prostornog kuta  $\eta \times \Omega/4\pi$ . Brzina detekcije stvaranja hiperjezgara ovisi linearno o rezu na vrijednost parametra  $x$  (parametar dijeljenja energije dvije gama zrake),  $x_{cut}$ . Uz postavljenu vrijednost  $x_{cut} = 0.2$  prostorni kut NMS-a iznosi 13msr. Efikasnost fotonske konverzije na dva sloja BGO scintilatora iznosi 37%. U obzir treba uzeti i aktivno vrijeme računalnog sustava koje smo procijenili na 78%. Uzevši sve navedeno u obzir, broj opaženih hiperjezgara iznosi:

$$3.0 \times 10^6 \times 0.0055 \times 0.37 \times 0.78 = 4762 \quad (5.1.5)$$

Iz ovako procijenjenog broja stvorenih hiperjezgara, uz dodatne pretpostavke procijenjujemo broj  $\pi^-$  raspada i broj protonskih raspada.

Napomenimo da oko 2/3 raspada  $\pi^-$  raspada ide u konačno stanje s dvije čestice,  ${}^4\text{He} + \pi^-$  a 1/3 u konačno stanje s tri čestice  ${}^3\text{H} + p + \pi^-$ :

- $[0.68]\pi^-/\text{raspadu}[3.0 \times 10^6]=2.04 \times 10^6$

Da bi dobili očekivanu vrijednost ukupnog broja opaženih protona potrebno je odrediti akceptancu i efikasnost NMS i OOB detektora. Ukoliko se koriste samo CsI scintilatori, Monte Carlo analiza za akceptancu NMS detektora daje 0.0084. Ukoliko se u analizi koriste samo kristali u unutrašnjosti CsI matrice akceptanca je 0.0055. Akceptanca OOB detektora također je određena Monte Carlo simulacijom i iznosi 0.12. Pod pretpostavkom da 10% hiperjezgara ima raspad preko protonskog kanala, očekivani broj protona opaženih u OOB detektoru, uz postojanje odgovarajućeg signala u NMS modulima je:

- $[0.12] \times 0.1 \times 4762=57$

## 5.2 Neutroni

Scintilacijski detektori ne mjere direktno energije neutralnih čestica, već se mjerenje bazira na produktima koji nastaju u nuklearnim interakcijama neutralnih čestica i scintilacijskog materijala. Kao najčešći produkt takvih interakcija nastaju protoni i alfa čestice. Informaciju o energiji neutralne čestice dobivamo također metodom vremena proleta (TOF), ali u ovom slučaju, to vrijeme se odnosi na vremenski interval koji protekne od detekcije signala na scintilatoru S2 i detekcije signala u scintilacijskim gredama neutronske detektora, uz korekciju vremena koje je potrebno kaonu da prijeđe udaljenost od scintilatora S2 do mete, jer neutralne čestice, za razliku od nabijenih čestica ne ostavljaju signal u FT i BT scintilatorima.

Osim energije neutralne čestice potrebno je odrediti i njenu vrstu, odnosno da li se radi o neutronu ili gama zraku. Separacija gama zraka i neutrona zasniva se na TOF metodi, koja je shematski prikazana na slici 5.6. Vremenski signal scintilatora S2 upotrebljavamo kao početni signal svih TDC brojača. Vremenski signal neutronske detektora koristi se kao stop signal. Vrijeme proleta definirano je dakle kao:

$$TOF = \frac{L}{\beta} = t_{ND} - t_{S2} - TOF_K - \Delta\tau \quad (5.2.1)$$

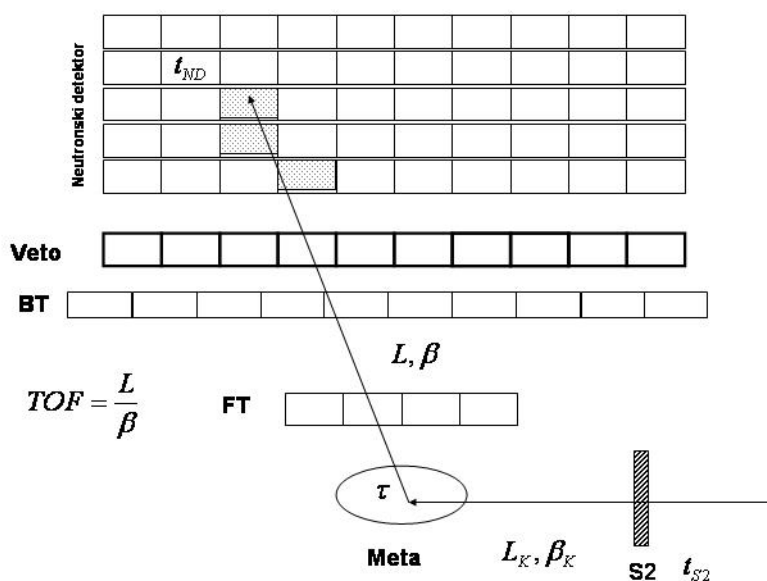
$$TOF_K = \frac{L_K}{\beta_K} \quad (5.2.2)$$

gdje su  $t_{ND}$  i  $t_{S2}$  vremenski signali u neutronske detektoru i scintilatoru S2.  $L, \beta, \beta_K, L_K$  su redom, prevaljeni put neutralne čestice od mete do neutronske detektora, brzina čestice, brzina

kaona u snopu i put koji prevali kaon od S2 do mete, odnosno verteksa interakcije.  $\Delta\tau$  odgovara vremenu života hiperjezgre.

Neutronska detektor sastoji od 50 greda, i kod mjerenja vremena proleta potrebno je izvršiti korekciju za vremenske pomake pojedinih greda. U tu svrhu korištena je interakcija s promptnim fotonima  $\beta = 1$ . Ovo je jaka interakcija,  $\Delta\tau$  je zanemarivo stoga možemo pisati:

$$\frac{L}{c} = (t_{ND} + \Delta t_{ND}) - (t_{S2} + \Delta t_{S2}) - TOF_K \quad (5.2.3)$$



Slika 5.6: Shematski prikaz određivanja TOF neutralnih čestica.

Kako bi se postigla visoka vremenska rezolucija, svaka greda neutronske detektora ima po dvije fotomultiplikatorske cijevi. Općenito vrijeme svake cijevi dano je sa:

$$t_1 = t + \frac{l/2 - x}{v_{eff}} + \epsilon_1 + const \quad (5.2.4)$$

$$t_2 = t + \frac{l/2 - x}{v_{eff}} + \epsilon_2 + const \quad (5.2.5)$$

Početak mjerenja vremena TDC uređajem određen je trenutkom kad vrijednost ulaznog signala prelazi unaprijed definiran prag. To znači da može doći do razlike u početku mjerenja za dva signala koji se razlikuju po izgledu. Ta se pojava u vremenskim mjerenjima naziva walk. U našim

jednadžbama  $\epsilon$  označava walk koji nije potrebno uračunati jer su upotrebljavani CFD TDC uređaji koji kompenziraju razliku u vremenu nastalu zbog oblika ulaznog signala,  $l$  označava duljinu grede,  $x$  je položaj udara čestice o gredu, a  $v_{eff}$  je efektivna brzina širenja svjetlosti unutar grede. Aritmetička sredina i razlika iznosi:

$$\frac{t_1 + t_2}{2} = t + \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} + const \quad (5.2.6)$$

$$\frac{t_1 - t_2}{2} = -\frac{x}{v_{eff}} + \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} + const \quad (5.2.7)$$

Vrijeme udara može se izraziti kao aritmetički prosjek korigiran za walk, a položaj udara preko razlike vremena.

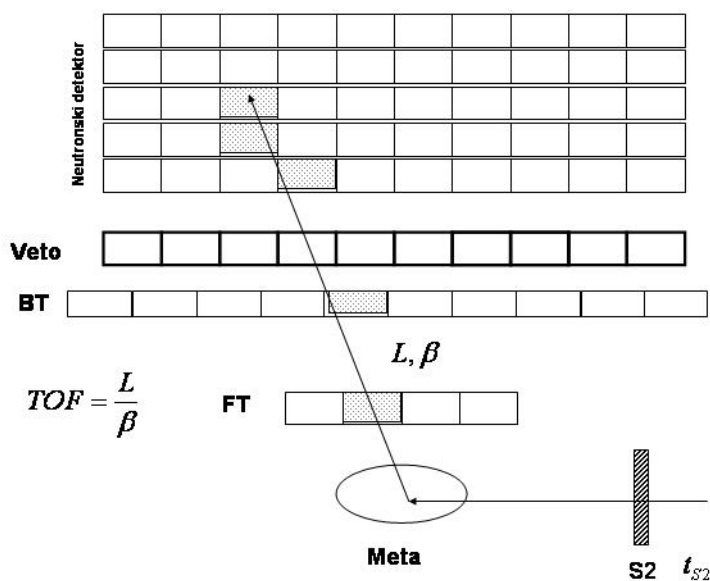
U postupku ekstrakcije potencijalnih neutronske događaja zahtijevamo:

- Odabir kvalitetnih kaonskih tragova s dobro definiranim okidačem KBT.NMS, uz odbacivanje događaja gdje dolazi do raspada kaona u letu.
- Ukupno deponirana energija u NMS sustavu je u intervalu  $292 \pm 30$  MeV
- Minimalna udaljenost neutronske i kaonske traga mora biti unutar zadanih granica.
- U događaju se pojavljuje jedan ili dva neutrona i nema pojave piona
- Valjani signal u neutronske detektoru je onaj gdje postoji TDC informacija na obje fotomultiplikatorske cijevi
- U veto scintilatorima ne smije biti signala

### 5.3 Protoni

U dijelu detektora koji je zadužen za promatranje produkata hipernuklearnog raspada ne postoji magnetsko polje pomoću kojeg bi se vršila analiza impulsa čestica, stoga se separacija nabijenih čestica vrši na osnovu podataka o brzini, doseg i brzini gubitka energije  $\frac{dE}{dx}$ . Glavni zadatak ovog dijela analize je odvajanje protona i piona. Brzinu čestice izračunavamo iz vremena leta, to jest vremena koje treba čestici za prevaljivanje udaljenosti od FT do BT scintilatora. Jednoznačno određivanje vrste nabijene čestice nije moguće samo na osnovu podataka o brzini. Na primjer, protoni čija se kinetička energija nalazi u intervalu (20-150) MeV, imaju  $\beta$  faktor između 0.2 i 0.51, dok pioni kinetičkih energija (10-40) MeV imaju  $\beta$  faktor između 0.36 i 0.63, dakle postoji preklapanje intervala. S obzirom na doseg, proton iste brzine, u prosjeku kasnije gubi svu kinetičku energiju nego pion. Radi ilustracije, proton s  $\beta = 0.4$  svu kinetičku energiju izgubi u interakciji sa scintilacijskim materijalom nakon 5 cm, a pion s istim  $\beta$  faktorom nakon samo 1.2 cm. Budući ne postoji mehanizam kojim bi se odredila točka zaustavljanja nabijene čestice unutar scintilacijske





Slika 5.7: Shematski prikaz određivanja vremena leta nabijenih čestica.

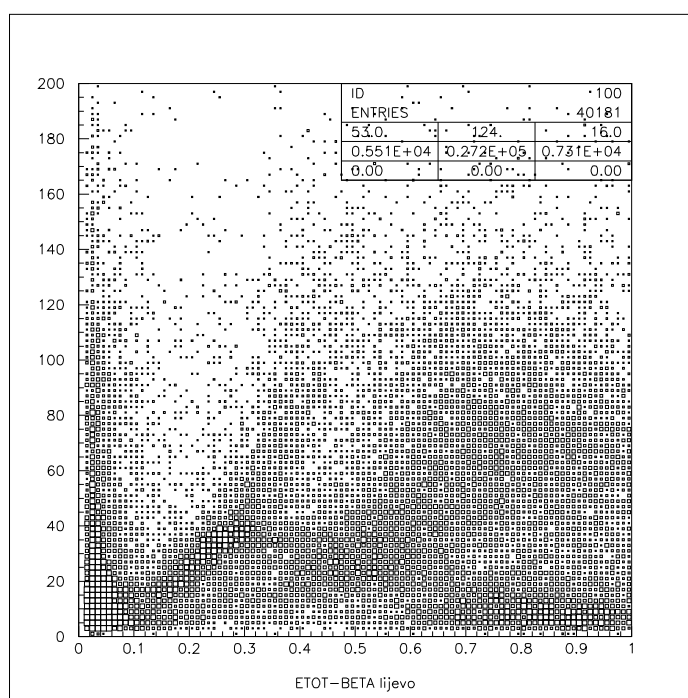
grede, doseg se može odrediti s točnošću debljine grede. Brzina depozicije energije unutar scintilatora veća je u slučaju protona, s obzirom na pion jednake kinetičke energije.

TOF metoda shematski je prikazana na slici 5.7. Identifikacija čestica može se vršiti promatranjem događaja u  $\beta/\Delta E$  ravnini, odnosno u  $\beta/E$  ravnini. Na slici 5.3 prikazana je ovisnost  $\beta$  faktora dobivenom iz vremena proleta nabijene čestice između FT i BT scintilatora i ukupno deponirane energije. Tragovi čestica određeni su samo na osnovu signala u scintilatorima. Za svaki od događaja prikazanih na ovoj slici, zadovoljen je okidač KBT.OBQ, uz zahtjev da se trag fizički nalazi unutar aktivnog volumena detektora. Na slici su također prikazane krivulje kinetičkih energija za protone i pione. Na slici 5.3 prikazan je doseg nabijenih čestica u ovisnosti o brzini.

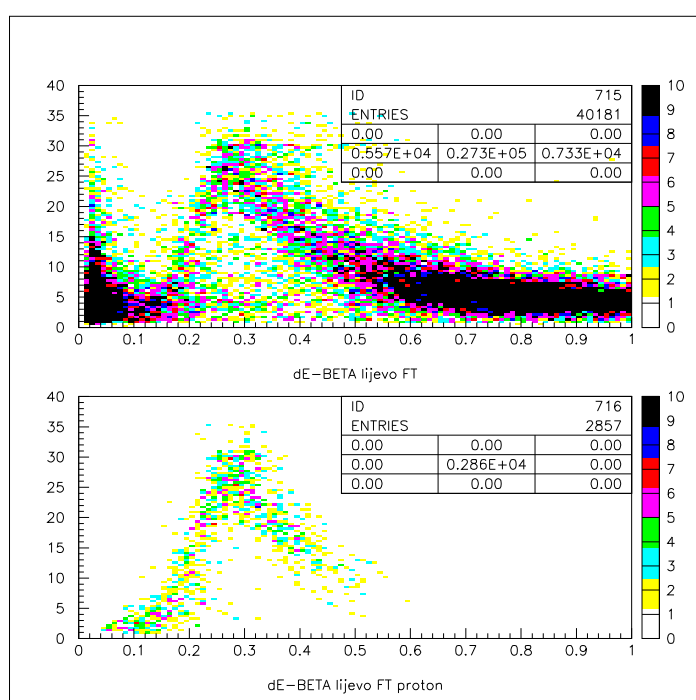
## 5.4 Energetski spektar neutrona

### 5.4.1 Korekcija za vrijeme života hiperjezgre

Mjerenje energije neutrona i identifikacija čestica vršene su metodom vremena proleta između S2 i neutronske detektora. Vrijeme proleta definirano je kao  $TOF = \frac{L}{\beta} = t_{ND} - t_{S2} - TOF_K - \Delta\tau$ .



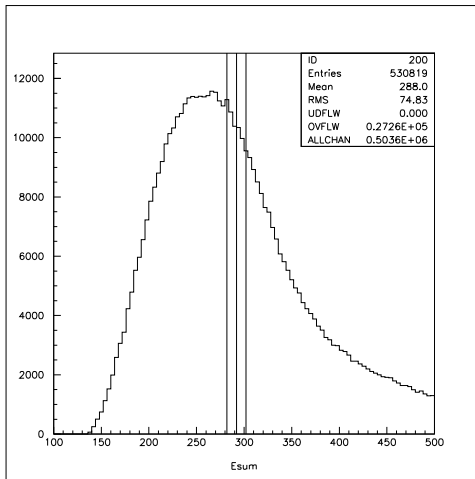
Slika 5.8: Ovisnost ukupno deponirane energije o beta faktoru nabijenih čestica. Superponirane su krivulje kinetičkih energija protona i piona.



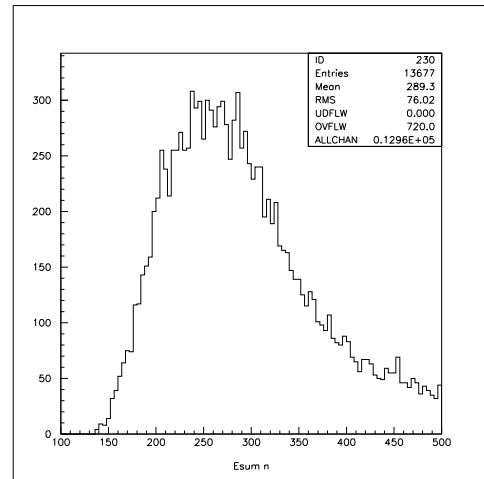
Slika 5.9: Identifikacija nabijenih čestica s obiziron doseg.

$\Delta\tau$  odgovara vremenskom kašnjenju zbog vremena potrebnog za hipernuklearni raspad. To vrijeme nije moguće mjeriti na nivou pojedinog događaja. Kako bi se otklonila ova sistematska pogreška, oduzimano je vrijeme života.

#### 5.4.2 Energetski spektr NMS-a uz istodobnu detekciju neutrona



Slika 5.10: Ukupan energetski spektr  $\pi^0$



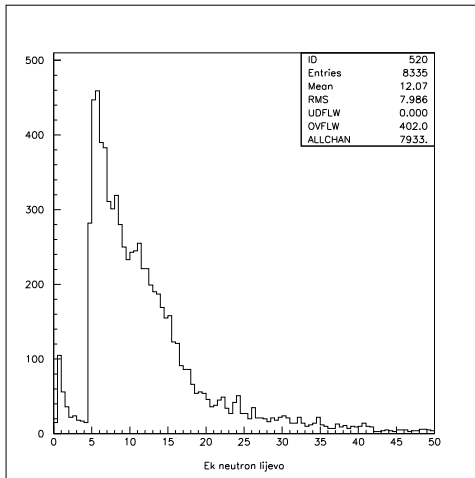
Slika 5.11: Energetski spektr NMS uz istodobnu pojavu neutrona u izlaznim detektorima.

Ukupan broj registriranih dvostrukih koincidencija u NMS detektoru je 530819 što je prikazano na slici 5.10. Isti spektr prikazan je uz dodatni zahtjev da u neutronsom dijelu detektora dolazi do pojave neutrona. Broj događaja u ovom slučaju je 13677 što je prikazano na slici 5.11. Kinetička energija neutrona, uz pretpostavljenu koincidenciju dvaju fotona u NMS detektoru dana je na slici 5.12. Isti spektr prikazan je uz dodatni zahtjev da deponirana energija u NMS sustavu bude u intervalu  $292 \pm 30$  MeV. Broj neutrona koji zadovoljavaju ova svojstva je 987.

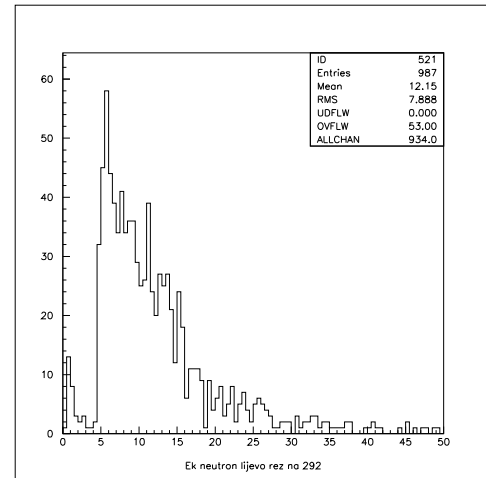
#### 5.4.3 Efikasnost detekcije neutrona

U organskom scintilatoru koji se sastoji od atoma vodika i ugljika, neutron interagira na načine prikazane u tabeli 5.2 [61].

Do detekcije neutrona dolazi preko detekcije emitiranih nabijenih čestica. Kako su udarni presjeci i količina stvorene svjetlosti različiti za različite reakcije, efikasnost detekcije neutrona jako ovisi o energiji neutrona. Efikasnost detekcije je teško mjeriti, stoga koristimo simuliranu efikasnost dobivenu Monte Carlo simulacijom pomoću programskog paketa DEMONS. Na slici 5.14 prikazani su podaci dobiveni pomoću DEMONS procedure [62].



Slika 5.12: Spektar kinetičke energije neutrona.



Slika 5.13: Spektar kinetičke energije neutrona, uz zahtjev da deponirana energije u NMS detektoru bude  $292 \pm 10$  MeV

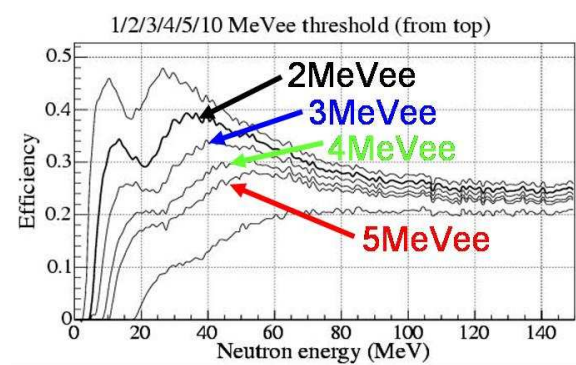
| reakcija                           | Q vrijednost |
|------------------------------------|--------------|
| $H(n,n)H$                          | elastično    |
| $^{12}C(n,n)^{12}C$                | elastično    |
| $^{12}C(n,\bar{n},\gamma)^{12}C^*$ | -4.43 MeV    |
| $^{12}C(n,\alpha)^9Be$             | -5.709 MeV   |
| $^{12}C(n,\bar{n})3\alpha$         | -7.281 MeV   |
| $^{12}C(n,np)^9B$                  | -15.96 MeV   |
| $^{12}C(n,2n)^{11}B$               | -20.30 MeV   |

Tablica 5.2: Interakcije neutrona s atomima sicintilatora uz pripadne Q vrijednosti.

## 5.5 Energetski spektar protona

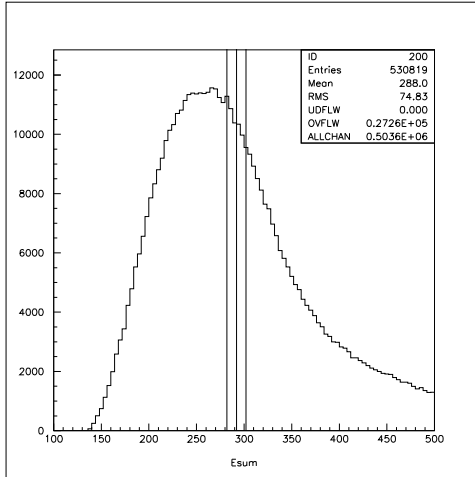
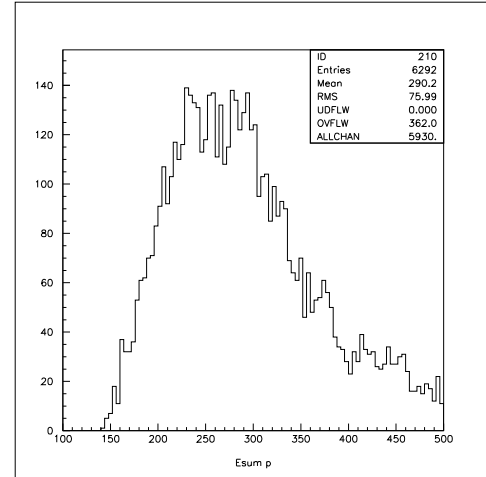
Ukupan broj protona koji nastaju kao rezultat potaknutog hipernuklearnog raspada  $\Lambda + p \rightarrow p + n$ , dobivamo promatranjem energetskog spektra dvije gama zrake u NMS detektoru. Osnovno stanje hipernuklearnog sustava  $^4_{\Lambda}H$  u energetskom spektru NMS-a javlja se na 292 MeV. Histogram na slici 5.15, prikazuje ukupno deponiranu energiju u NMS sustavu. Broj dvostrukih koincidencija iznosi 530819. Na slici 5.16 prikazan je isti skup podataka uz pojavu protona u neutronsom dijelu detektora gdje broj događaja iznosi 6292. Kinetička energija protona prikazana je na slici 5.17. Histogram kinetičke energije uz dodatni zahtjev da registrirana depozicija energije u NMS detektoru bude  $292 \pm 30$  MeV prikazan je na slici 5.18, gdje broj događaja iznosi 423.

U procesu ekstrakcije događaja koji u konačnom stanju sadrže proton zadovoljena su sljedeća pravila:



Slika 5.14: Simulacija efikasnosti neutronske detektora.

- Odabrani su kvalitetni kaonski tragovi s dobro definiranim okidačem KBT.NMS, uz odbacivanje događaja gdje dolazi do raspada kaona u letu.
- U svakom događaju je detektiran barem jedan proton, nema detektiranih piona
- Ukupno deponirana energija u NMS sustavu je u intervalu  $292 \pm 30$  MeV
- Minimalna udaljenost protonskog i kaonskog traga mora biti unutar zadanih granica.

Slika 5.15: Ukupan energetski spektar  $\pi^0$ 

Slika 5.16: Energetski spektar NMS uz istodobnu pojavu protona u izlaznim detektorima.

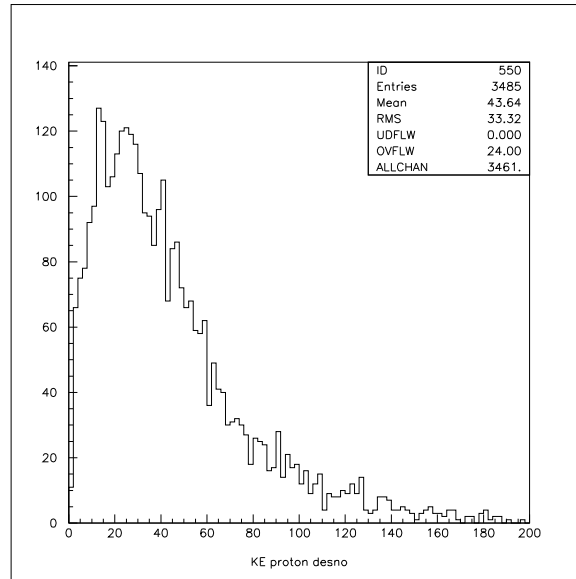
### 5.5.1 Dvostruke koincidencije np i nn

U ovom su eksperimentu po prvi puta simultano mjereni događaji oblika (n+p) i (n+n) nastali nakon tvorbe hipernuklearnog sustava. U dosadašnjim mjerenjima o parcijalnoj širini  $\Gamma_n$  zaključivalo se na osnovi ostalih parcijalnih širina raspada. Prednost simultanog mjerenja dva nukleona uklanja problem osjetljivosti detektora na niskoenergetske protone ( $E_p \leq 30$  MeV) koji nastaju zbog interakcija u konačnom stanju, gdje je broj primarnih n+p parova vrlo osjetljiv na mehanizam reakcija, te može doći do potcijenjivanja  $\Gamma_p$ . Nadalje,  $\Gamma_n$  se računa uz zanemarivanje procesa oblika  $\Lambda NN \rightarrow NNN$  gdje dolazi do emisije niskoenergetskih nukleona, i lako ga se može zamijeniti za proces  $\Lambda n \rightarrow nn$ . Ukoliko je omjer grananja ovakvih procesa velik, dolazi do precijenjivanja parcijalne širine raspada  $\Gamma_n$ . NN par koji nastaje u reakciji  $\Lambda N \rightarrow NN$  morao bi imati visoku kutnu korelaciju ( $\cos\theta \approx -1$ ), a suma energija NN para treba odgovarati Q vrijednosti procesa. Ukoliko vezemo dobar događaj sa kutnom i energetskom korelacijom moguće je izabrati događaje koji se odnose na reakciju  $\Lambda N \rightarrow NN$  uz eliminaciju interakcija u konačnom stanju. Ako se detekcija neutrona i protona vrši istim detektorom, broj np i nn parova (uz kutnu korelaciju) možemo napisati kao:

$$N(n+p) = N(\Lambda p \rightarrow np) \times \Omega^2 \times \epsilon_n \times \epsilon_p \times (1 - R_{FSI}) \quad (5.5.1)$$

$$N(n+n) = N(\Lambda n \rightarrow nn) \times \Omega^2 \times \epsilon_n^2 \times (1 - R_{FSI}) \quad (5.5.2)$$

gdje  $\Omega$  označava akceptancu detektora,  $R_{FSI}$  označava reduksijski faktor zbog interakcija u konačnom stanju,  $\epsilon_n$  i  $\epsilon_p$  su efikasnosti detekcije neutrona i protona. Omjer  $\Gamma_n/\Gamma_p$  možemo tada



Slika 5.17: Spektar kinetičke energije protona uz koincidentnu detekciju dvije gama zrake u NMS detektoru.

napisati kao:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \equiv \frac{N(\Lambda n \rightarrow nn)}{N(\Lambda p \rightarrow np)} = \frac{N(n+n)}{N(n+p)} \times \frac{\epsilon_p}{\epsilon_n} \quad (5.5.3)$$

Na slici 5.19 prikazan je histogram kutne ovisnosti između dva emitirana neutrona u nemezonskom slabom raspadu hiperjezgre. Dobrim događajima smatramo one koji zadovoljavaju  $\cos\theta \leq -0.8$ . Broj takvih događaja iznosi

$$N(n) = 22 \pm 5 \quad (5.5.4)$$

Slika 5.20 prikazuje kutnu korelaciju između izlaznog protona i neutrona. Uz identičan zahtjev,  $\cos\theta \leq -0.8$ , broj np koincidencija iznosi

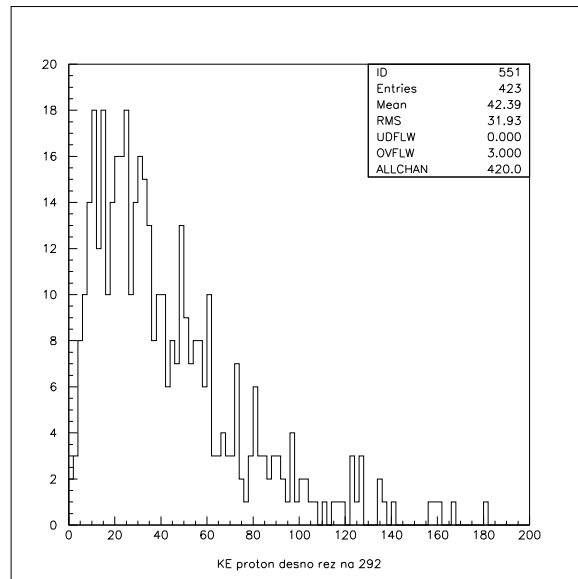
$$N(p) = 18 \pm 4 \quad (5.5.5)$$

Radi usporedbe na slikama 5.21 i 5.22 prikazane su kutne korelacije nn i np događaja u slučaju kada energija  $\pi^0$  znatno odstupa od 292 MeV, odnosno kada porijeklo dvije gama zrake nije u procesu  ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0)_\Lambda^4\text{H}$ . Broj događaja gdje se u konačnom stanju javljaju dva neutrona je

$$N(n) - izvan = 53 \pm 7 \quad (5.5.6)$$

Usporedbom histograma na slikama 5.19 i 5.21 vidljiv je velik doprinos događaja koji svoje porijeklo nemaju u reakciji  ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0)_\Lambda^4\text{H}$ .





Slika 5.18: Spektar kinetičke energije protona uz zahtjev da se energija piona nalazi u intervalu  $292 \pm 30$  Mev (pretpostavlja se koincidencija dvije gama zrake u NMS-u).

Na osnovu prikupljenih podataka moguće je dati gornju granicu broja očekivanih događaja u pojedinom kanalu. Broj događaja kandidata u ekscitacijskoj funkciji za područje osnovnog stanja  ${}^4_{\Lambda}H$  iznosi:

$$N({}^4_{\Lambda}H) = 62400 \pm 300 \quad (5.5.7)$$

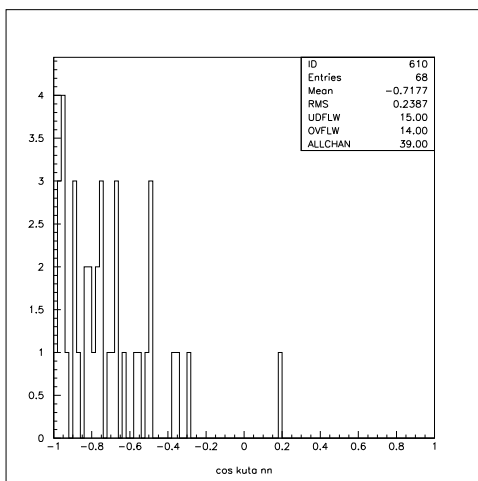
U tom skupu događaja, broj potencijalnih kandidata za hipernuklearni raspad oblika  $\Lambda p \rightarrow np$  ima:

$$N(np) = 13 \pm 4 \quad (5.5.8)$$

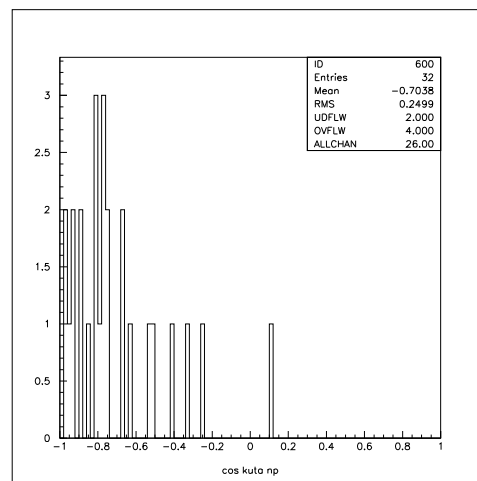
Broj potencijalnih kandidata za hipernuklearni raspad oblika  $\Lambda n \rightarrow nn$  ima:

$$N(nn) = 19 \pm 4 \quad (5.5.9)$$

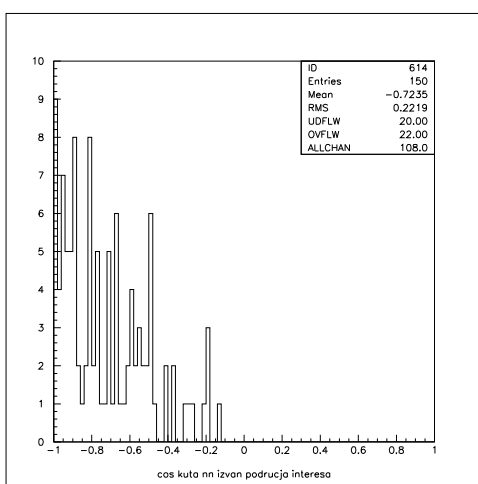
Inspekcijom slika 5.23 i 5.24 vidimo da ni poslije dodatnih rezova na kut otvora za nukleonsku emisiju, ni reza na njihovu energiju ne opažamo jasan signal  $\Lambda N \leftarrow NN$  procesa iznad doprinosa kontinuuma.



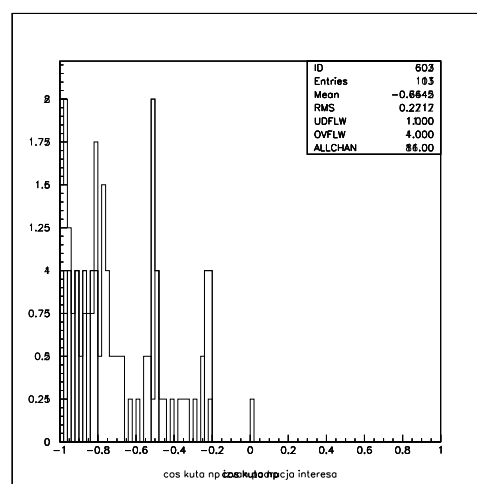
Slika 5.19: Kutna korelacija dvaju neutrona uz koincidentnu detekciju dvije gama zrake u NMS-u.



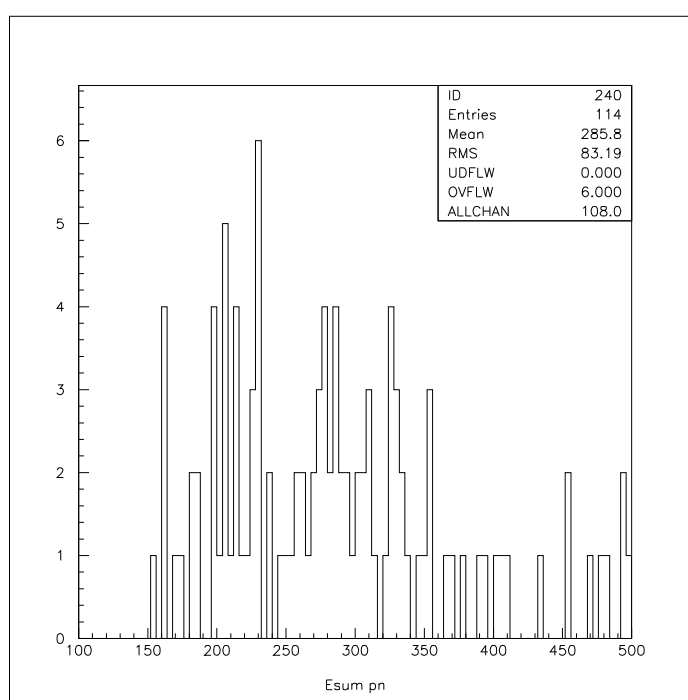
Slika 5.20: Kutna korelacija neutrona i protona uz koincidentnu detekciju dvije gama zrake u NMS-u.



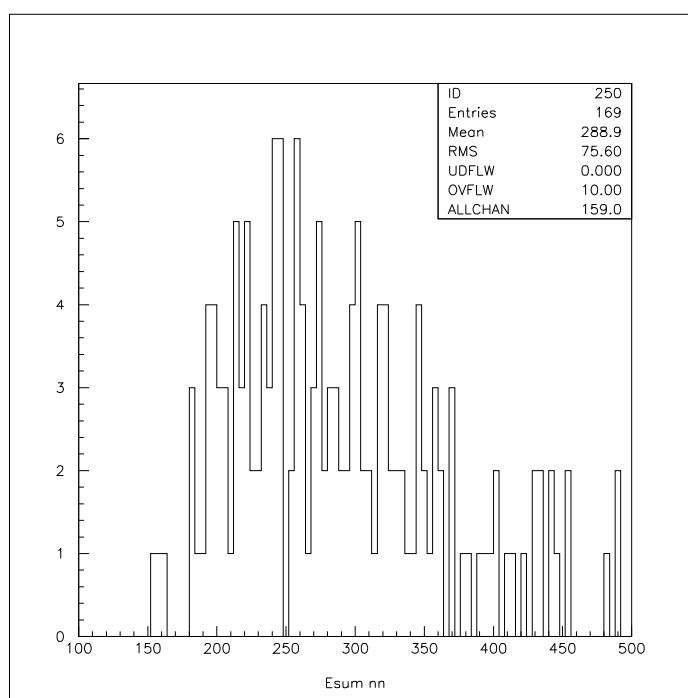
Slika 5.21: Kutna korelacija dvaju neutrona u događajima koji ne koreliraju sa  ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0)_\Lambda H$ .



Slika 5.22: Kutna korelacija neutrona i protona u događajima koji ne koreliraju sa  ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0)_\Lambda H$ .



Slika 5.23: Spektar energije neutralnog piona uz istodobnu pojavu neutron proton para.



Slika 5.24: Spektar energije neutralnog piona uz istodobnu pojavu neutron neutron para.

## Poglavlje 6

# Zaključak

U okviru kolaboracije E931 pri Brookhaven National Laboratory u SAD po prvi put je vršena detekcija dva koincidentna neutrona i detekcija neutron proton para poslije tvorbe hipernuklearnog sustava nastalog ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) procesom na jezgri  ${}^4\text{He}$ . Također su određeni energijski spektri za istu reakciju za jednonukleonsku emisiju.

Iz svega navedenog možemo zaključiti da je s aparaturom korištenom u eksperimentu E931 moguće producirati hiperjezgre u reakciji  ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0){}_\Lambda^4\text{H}$ , te nakon hipernuklearnog raspada detektirati protone, neutrone i pione kao produkte raspada.

Analogno rezultatima eksperimenta E907 u ekscitacijskom spektru hiperjezgre ustanovljen je vrlo snažan doprinos kontinuuma za ( $K^-, \pi^0$ ) kanal. Kandidati za  $\Lambda N \rightarrow NN$  proces nalaze se unutar tog kontinuuma. Postavljanjem rezova na ekscitacijsku krivulju sustava  ${}_\Lambda^4\text{H}$  zasad nije bilo moguće odvojiti  $\Lambda N \rightarrow NN$  događaje od ostalog doprinosa. S druge strane niti rezovima na sumu energija emitiranih nukleona nije bilo moguće odvojiti doprinos stanja  ${}_\Lambda^4\text{H}$  od ostalih doprinosa u ekscitacijskom spektru.

Ovo istraživanje, međutim, precizno je odredilo snagu konkurentskih procesa. Ono pruža bitan podatak za nastavak potrage za jasno izdvojenim i vrlo rijetkim procesom  $\Lambda N \rightarrow NN$  i njegovim svojstvima. Rezolucija  $\pi^0$  se mora poboljšati bar faktor 3. Statistika mjerenja (dužina eksperimenta) morala bi biti barem red veličine veća.

# Životopis

Rođen sam 25.11.1972. godine u Čakovcu, otac Anđelko i majka Štefica.

Osnovnu školu polazim u Samoboru, a srednju matematičko informatičku školu u Zagrebu, gdje sam i maturirao 1991. godine.

Iste godine upisujem Prirodoslovno matematički fakultet u Zagrebu smjer inž. fizike. Tokom studija u tri navrata boravio sam u Hamburgu na institutu DESY gdje sam sudjelovao u gradnji i testiranju sustava za hlađenje elektronike detektora ZEUS. 1997. godine diplomirao sam pod vodstvom prof. dr. M. Furića sa temom Dvonukleonska pionska apsorpcija na  $^{12}C$ .

Od 1997. godine radim kao znanstveni novak na Fizičkom odsjeku Prirodoslovno matematičkog fakulteta u Zagrebu u grupi prof. dr. M. Furića.

1998. godine odlazim na dulji boravak u SAD na Brookhaven National Laboratory, gdje sudjelujem u izvođenju hipernuklearnih eksperimentata E907 i E931. Sveukupno sam u SAD boravio 5 puta u trajanju više od godine dana.

U međuvremenu držim vježbe iz uvoda u opće fizike 1 i 2 za studente matematike, praktikum iz općih fizika za studente fizike i praktikum iz medicinske fizike.

Do sada sam sudjelovao u objavljivanju 5 znanstvenih radova.

# Popis radova

## 1) EXPERIMENTAL STUDY OF THE C-12 (K-STOPPED $\pi^0$ ) B-12 REACTION.

By M. W. Ahmed, X. Cui, A. Empl, E. V. Hungerford, K. J. Lan, M. Youn (Houston U.), R. E. Chrien, R. Gill, P. Pile, A. Rusek, R. Sutter (Brookhaven), J. Bjoraker, D. Dehnhard, J. M. O'Donnell, J. Gerald, H. Juengst, J. H. Liu (Minnesota U.), J. C. Peng, C. L. Morris, C. M. Riedel, H. A. Thiessen (Los Alamos), D. Androic, **I. Bertovic**, M. Furic, T. Petkovic, M. Planinic (Zagreb U.), L. Tang (Hampton U.), V. Zeps (Kentucky U.),. Dec 2003. 13pp.

Published in Phys.Rev.C68:064004,2003

## 2) HYPERNUCLEAR SPECTROSCOPY OF (LAMBDA)B-12 IN THE (E, E' K+) REACTION.

By J. Reinhold, T. Miyoshi, M. Sarsour, L. Yuan, X. Zhu, A. Ahmidouch, P. Ambrozewicz, D. Androic, T. Angelescu, R. Asaturian, S. Avery, O.Keith Baker, **I. Bertovic**, H. Breuer, R. Carlini, J. Cha, R. Chrien, M. Christy, L. Cole, S. Danagulian, D. Dehnhard, M. Elaasar, A. Empl, R. Ent, H. Fenker, Y. Fujii, M. Furic, L. Gan, K. Garrow, A. Gasparian, P. Gueye, M. Harvey, O. Hashimoto, W. Hinton, B. Hu, E. Hungerford, C. Jackson, K. Johnston, H. Jungst, C. Keppel, K. Lan, Y. Liang, V.P. Likhachev, J.H. Liu, D. Mack, K. Maeda, A. Margarian, P. Markowitz, J. Martoff, H. Mkrtchian, T. Petkovic, J. Reinhold, J. Roche, Y. Sato, R. Sawafta, N. Simicevic, G. Smith, S. Stepanian, V. Tadevosian, T. Takahashi, H. Tamura, L. Tang, K. Tanida, M. Ukai, A. Uzzle, W. Vulcan, S. Wells, S. Wood, G. Xu, H. Yamaguchi, C. Yan (COSM, Hampton Tohoku U. Houston U. North Carolina A-T State U. Temple U. Zagreb U. Bucharest U. Yerevan Phys. Inst. Maryland U. Jefferson Lab Brookhaven Minnesota U., Math. Southern U., New Orleans Rensselaer Poly. Louisiana Tech. U. Sao Paulo U. Florida Intl. U. William-Mary Coll. Tokyo U.),. Mar 2002. 4pp.

Prepared for 9th International Conference on the Structure of Baryons (Baryons 2002), Newport News, Virginia, 3-8 Mar 2002.

Published in \*Newport News 2002, Baryons 2002\* 589-592

## 3) HIGH RESOLUTION SPECTROSCOPY OF THE B-12(LAMBDA) HYPERNUCLEUS PRODUCED BY THE (E, E-PRIME K+) REACTION.

By HNSS Collaboration (T. Miyoshi et al.). Nov 2002. 11pp.

Published in Phys.Rev.Lett.90:232502,2003

4) FIRST EXPERIMENT ON SPECTROSCOPY OF LAMBDA HYPERNUCLEI BY ELECTROPRODUCTION AT JLAB.

By L. Tang, T. Miyoshi, M. Sarsour, L. Yuan, X. Zhu, A. Ahmidouch, P. Ambrozewicz, D. Androic, T. Angelescu, R. Asaturian, S. Avery, O.Keith Baker, **I. Bertovic**, H. Breuer, R. Carlini, J. Cha, R. Chrien, M. Christy, L. Cole, S. Danagulian, D. Dehnhard, M. Elaasar, A. Empl, R. Ent, H. Fenker, Y. Fujii, M. Furic, L. Gan, K. Garrow, A. Gasparian, P. Gueye, M. Harvey, O. Hashimoto, W. Hinton, B. Hu, E. Hungerford, C. Jackson, K. Johnston, H. Jungst, C. Keppel, K. Lan, Y. Liang, V.P. Likhachev, J.H. Liu, D. Mack, K. Maeda, A. Margarian, P. Markowitz, J. Martoff, H. Mkrtchian, T. Petkovic, J. Reinhold, J. Roche, Y. Sato, R. Sawafta, N. Simicevic, G. Smith, S. Stepanian, V. Tadevosian, T. Takahashi, H. Tamura, K. Tanida, M. Ukai, A. Uzzle, W. Vulcan, S. Wells, S. Wood, G. Xu, Y. Yamaguchi, C. Yan (Hampton U. Tohoku U. Houston U. North Carolina A-T State U. Temple U. Zagreb U. Bucharest U. Yerevan Phys. Inst. Maryland U. Jefferson Lab Brookhaven Minnesota U. Southern U., New Orleans Rensselaer Poly. Louisiana Tech. U. Sao Paulo U. Florida Intl. U. William-Mary Coll. Tokyo U.),. Jul 2001.

Prepared for 8th Meeting on Mesons and Light Nuclei, Prague, Czech Republic, 2-6 Jul 2001.

Published in AIP Conf.Proc.603:173-185,2001 Also in \*Prague 2001, Mesons and light nuclei\* 173-185

5) THE CONSTRUCTION AND OPERATING CHARACTERISTICS OF A CATHODE STRIP CHAMBER SYSTEM DESIGNED TO MEASURE THE REACTION VERTICES OF A STOPPING KAON BEAM.

By M.W. Ahmed, D. Androic, **I. Bertovic**, J. Bjoraker, R. Chrien, X. Cui, D. Dehnhard, A. Empl, M. Furic, J. Gerald, R. Gill, E.V. Hungerford, H. Jungst, K.J. Lan, J.H. Liu, C.L. Morris, J.M. O'Donnell, J.C. Peng, T. Petkovic, P. Pile, M. Planinic, C.M. Riedel, A. Rusek, R. Sutter, L. Tang, Henry A. Thiessen, M. Youn, V. Zeps (Houston U. Zagreb U. Minnesota U. Brookhaven Los Alamos Jefferson Lab Kentucky U.),. 2001.

Published in Nucl.Instrum.Meth.A469:95-105,2001



# Bibliografija

- [1] Part.data group. *Phys.Rev*, 92:1221, 1994.
- [2] B.F.Gibson et al. *Properties and Interactions of Hyperons*. World Scientific, New York, 1994.
- [3] J.Cohen. Weak non-mesonic decays of lambda hypernuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 25:139–234, 1990.
- [4] W. M. Alberico et al. Two nucleon induced lambda decay in nuclei. *Phys. Lett.*, B256:134–140, 1991.
- [5] M. Danysz and J. Piewski. *Phil.Mag.*, 44:348, 1953.
- [6] M.Juric et al. *Nucl.Phys.*, B52:1, 1973.
- [7] D.H. Davis. in *Proc. of the LAMPF Workshop on ( $\pi K$ ) Physics*, AIP Conf.Proc., 224:38, 1973.
- [8] C. Milner et al. Observation of lambda hypernuclei in the reaction  $c-12$  ( $\pi^+$ ,  $k^+$ ) ( $\lambda$ )  $c-12$ . *Phys. Rev. Lett.*, 54:1237–1240, 1985.
- [9] W.F.Fry J.Schneps and M.S.Swami. *Phys.Rev.*, 106:1062, 1957.
- [10] Hiroharu Bando and Hideo Takaki. Pi mesic decay rates of a lambda hypernuclei by density dependent hartree-fock solutions. *Prog. Theor. Phys.*, 72:106–112, 1984.
- [11] J.F. Dubach. *Nucl.Phys.*, A450, 1986.
- [12] E. G. Adelberger and W. C. Haxton. Parity violation in the nucleon-nucleon interaction. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 35:501–558, 1985.
- [13] T.Fukuda T.Motoba, H. Bando and J. Zofka. Continuum pion spectra in the weak decays of ( $\lambda$ )  $h-4$ , ( $\lambda$ )  $he-5$  and ( $\lambda\lambda$ )  $he-6$ . *Nucl. Phys.*, A534:597–619, 1991.
- [14] S.Okabe I.Kumagai-Fuse and Y.Akaishi. *Phys.Lett.*, B345:368, 1995.

- [15] J. J. Szymanski et al. Nonleptonic weak decay of ( $\lambda$ ) he-5 and ( $\lambda$ ) c-12. *Phys. Rev.*, C43:849–862, 1991.
- [16] Commins and Bucksbaum. *Weak Interactions of Leptons and Quarks*. Cambridge, 1983.
- [17] W.Cheston and H.Primakoff. *Phys. Rev.*, 92:1537, 1953.
- [18] R.H.Dalitz. *Phys.Rev.*, 112:605, 1958.
- [19] M.M.Block and R.H.Dalitz. *Phys.Rev.Lett.*, 11, 1963.
- [20] J. McKenzie. in *Proceedings of the International Conference on Hypernuclear Physics, edited by A.R. Bodmer and L.G. Lyman (Argone national Laboratory, Argone Ill.)*, page 403, 1969.
- [21] G.Coremans et al. The non-mesonic decay of helium hypernuclei. *Nucl. Phys.*, B16:209–220, 1970.
- [22] H. G. Miller R. G. Sorensen, M. W. Holland and J. P. Roalsvig. Nonmesonic decay of hydrogen hyperfragments. *Phys. Rev.*, 177:1526–1533, 1969.
- [23] N.K. Rao M.S. Swami A. Gurtu K.N. Chaudhari, S.N. Ganguli and M.B. Singh. *Proc. Indian Acad.Sci.*, 69A:78, 1969.
- [24] N.W. Holland. *Nuovo Cimento*, 32:48, 1964.
- [25] D.H. Davis T. Pniewski T. Sobczak O. Adamović U. Krecker G. Coremans-Bertrand A. Montwill, P. Moriarty and J. Sacton. *Nucl.Phys.*, A234:413, 1974.
- [26] J.P. Lagnaux et all. *Nucl.Phys.*, 60:97, 1964.
- [27] M. S. Swami N. K. Rao. *Proc.Indian Acad. Sci.*, 71A:100, 1970.
- [28] A.W. Key S. Lokanathan Y. Prakash I.R. Kenyon, A.Z.M. Ismail. *Nuovo Cimento*, 30:1365, 1963.
- [29] M.L. Sharma S.C. Gupta T. Singh Y. Prakash L.K. Mangotra, B.R. Sangal and S.P. Goel. *Nuovo Cimento*, 13A:826, 1973.
- [30] M.S. Swami S.N. Ganguli. *Proc. Indian Acad.Sci.*, 66a:77, 1967.
- [31] D.M. Harmsen W. Just E. Lohrmann L. Schink H. Spitzer J. Cuevas, J. Diasz and M.W. Teucher. *Nucl.Phys.*, B1:411, 1967.

- [32] J.B. Adams. *Phys. Rev.*, 156:1611, 1967.
- [33] B.H.J.MaKeller and B.F.Gibson. *Phys.Rev.*, C30:322, 1984.
- [34] E. Oset and L. L. Salcedo. Mesonic and non-mesonic lambda decay in nuclei. *Nucl. Phys.*, A443:704–725, 1985.
- [35] H. Bando K. Takeuchi and H.Takaki. Non-mesonic decays of (lambda) h-4, (lambda) he-4 and (lambda) he-5 hypernuclei by the pi and rho exchange model. *Prog. Theor. Phys.*, 73:841–844, 1985.
- [36] S. Shinmura. Electroproductions of light lambda and sigma hypernuclei. *Nucl. Phys.*, A585:359c–360c, 1995.
- [37] A.Parreno et al. *Phys.Rev.*, C51:2477, 1995.
- [38] T. Ueda K.I Tonaga and T. Motoba. A-dependence of non-mesonic decay rates in the 1pi and correlated 2pi exchange model. *Nucl. Phys.*, A639:329–332, 1998.
- [39] C. Bennhold, A. Parreno, and A. Ramos. The parity-violating asymmetry in the weak decay of polarized hypernuclei. Given at 6th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 97), Big Sky, MT, 27 May - 2 Jun 1997.
- [40] N. G. Kelkar A. Parreno, A. Ramos and C.Bennhold. The weak strangeness production reaction  $p n \rightarrow \bar{c} p \lambda$  in a one-boson-exchange modeln. *Phys. Rev.*, C59:2122–2129, 1999.
- [41] D.P.Heddle C.Y.Cheung and L.S.Kisslinger. *Phsy.Rev.*, C27:335, 1983.
- [42] C. Y. Cheung, D. Heddle, and L. S. Kisslinger. Hybrid quark model of lambda non-mesonic decay in nuclei. *Phys. Rev.*, C27:335, 1983.
- [43] Takeuchi Sachiko Oka Makoto Inoue, Takashi. Direct quark transition potential for lambda  $n \rightarrow n n$  decay. *Nucl. Phys.*, A597:563–585, 1996.
- [44] T. Motoba K. Itonaga T. Inoue, M. Oka. Non-mesonic weak decays of light hypernuclei in the direct quark and the one-pion exchange mechanisms. *Nucl. Phys.*, A633:312–330, 1998.
- [45] T.Inoue K.Sasaki and M.Oka. *Nucl.Phys.*, A669:331, 2000.
- [46] J. H. Kim et al. Neutron energy spectra from the nonmesonic weak decay of c- 12-lambda and y-89-lambda hypernuclei. *Phys. Rev.*, C68:065201, 2003.

- [47] Y.Sato. *spremnno za objavu u Phys.Rev.C.*
- [48] et al J. H. Kim. Neutron energy spectra from the nonmesonic weak decay of c- 12-lambda and y-89-lambda hypernuclei. *Phys. Rev.*, C68, 2003.
- [49] Frederick J. Gilman and Mark B. Wise. Effective hamiltonian for delta s = 1 weak nonleptonic decays in the six quark model. *Phys. Rev.*, D20:2392, 1979.
- [50] C.B.Dover. *Few Body Systems*, 2, 1989.
- [51] J. R. Sanford and C. L. Wang. *Empirical Formulas for Particle Production in P-Be Collision Between 10 and 35 MeV/c.* Accelerator Department AGS Internal Report, BNL 11299, 1967.
- [52] M.W. Ahmed. Study of the  ${}_{\Lambda}^{12}b$  hypernuclear system with the  ${}^{12}c(k_{stop}^{-}, \pi^0)_{\Lambda}^{12}b$  reaction. Technical report, University of Houston, 1999. Doctoral Dissertation.
- [53] Linh Phuong Nguyen.  $\pi^{-}p \rightarrow \pi^0n$  cross section in the region of the  $\delta(1232)$  resonance. Technical report, University of Maryland, 1995. Doctoral Dissertation.
- [54] F. James D. E. Groom and R. Cousins. Probability: in review of particle physics (rpp 2000). *Eur. Phys. J.*, C15:191–194, 2000.
- [55] H.G.Juengst. Energy calibraton of the sci crystals of the nms using monoenergetic  $\pi^0$  from the decay of stopped  $k^+$ . A633:312, 2002.
- [56] M. W.Ahmed et al. Experimental study of the c-12 (k-stopped pi0) b-12 reaction. *Phys. Rev.*, C68:064004, 2003.
- [57] David Allen Whitehouse. Radiative kaon capture at rest on hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 63:1352–1355, 1989.
- [58] K. P. Gall et al. Radiative kaon capture on deuterium and the lambda n scattering lengths. *Phys. Rev.*, C42:475–478, 1990.
- [59] K.D.Larson et al. *Phys. Rev.*, D47:799–810, 1993.
- [60] H.Tamura et al. Formation of lambda h-4 hyperfragment from k- absorption at rest on light nuclei. *Phys. Rev.*, C40:479–482, 1989.
- [61] B. D. Anderson R.A.Cecil and R. Madey. Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1-mev to about 300-mev. *Nucl. Instrum. Meth.*, 161:439–447, 1979.

[62] G.Betti et al. *Nucl.Instrum.Meth.*, 135:319, 1976.