

Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno matematički fakultet
Fizički odsjek

TOMISLAV ŠEVA

EKSPERIMENTALNO ISTRAŽIVANJE ELEKTROPRODUKCIJE HIPERJEZGRI
SPEKTRIMA VISOKE REZOLUCIJE

Doktorska disertacija
predložena Fizičkom odsjeku
Prirodoslovno-matematičkoga fakulteta Sveučilišta u Zagrebu
radi stjecanja akademskog stupnja
doktora prirodnih znanosti fizike

Prošireni sažetak

Zagreb, 2009.

TEMELJNA DOKUMENTACIJSKA KARTICA

Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno-matematički fakultet
Fizički odsjek

Doktorska disertacija

Eksperimentalno istraživanje elektroprodukcije hiperjezgri spektrima visoke rezolucije

TOMISLAV ŠEVA

Sveučilište u Zagrebu

Prirodoslovno-matematički fakultet, Fizički odsjek

Bijenička 32, 10000 Zagreb, Hrvatska

Sažetak

Hiperjezgra se dobije zamjenom jednog ili više nukleona u jezgri s hiperonom, npr. s Λ , Σ ili Ξ . Budući da hiperon osim u i d kvarka ima i s kvark, Λ u nuklearni medij uvodi novi stupanj slobode - stranost. Zbog novog stupnja slobode Λ se razlikuje od nukleona zbog čega nema Paulijevog blokiranja što omogućuje proučavanje duboko vezanih stanja. Na Thomas Jefferson National Accelerator Facility postoji više godina široka međunarodna kolaboracija koja je po prvi put u svijetu demonstrirala mogućnosti tvorbe hiperjezgri elektroprodukcijom. Korištenje procesa elektroprodukcije dobro definiranih jednočestičnih stanja hiperona u jezgri, a koja su do sada proučavana kroz (K^-, π^-) i (π^+, K^+) reakcije na BNL-u i KEK-PS, novi je

smjer u izučavanju hiperjezgri. Predstavljeni će biti hipernuklearna spektroskopija ($e,e'K^+$) reakcijom, eksperimentalni postav i analiza podataka eksperimenta E01-011. Prikazani će biti preliminarni rezultati visokorezolucijskih spektara ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ te po prvi put ikad spektar ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ hiperjezgri dobiveni elektroprodukcijom.

Rad sadrži: 224 stranice, 151 slika, 40 tablica i 104 literaturnih navoda
Izvorni jezik: engleski
Rad pohranjen u: Central Library for Physics, Bijenička 32,
10000 Zagreb, Croatia
Ključne riječi: stranost, hiperjezgra, spektroskopija,
visoka rezolucija, elektroprodukcija
PACS: 21.80.+a
Mentor: Doc. dr. sc. Darko Androić (PMF)
Ocjenjivači: Dr. sc. Krešo Kadija (IRB)
Doc. dr. sc. Darko Androić (PMF)
Prof. dr. sc. Ivica Picek (PMF)
Prof. dr. sc. Miroslav Furić (PMF)
Prof. dr. sc. Liguang Tang
(Sveučilište u Hamptonu/TJNAF)
Rad prihvaćen: 1. prosinca 2009.

Sadržaj

TEMELJNA DOKUMENTACIJSKA KARTICA	i
SADRŽAJ	iii
1 UVOD	1
1.1 Fizikalna motivacija	1
1.2 Hiperon-nukleon interakcija	2
1.3 Produkcijski mehanizmi Λ Hiperjezgri	4
1.3.1 Elektroprodukcija	5
2 EKSPERIMENTALNI POSTAV	7
2.1 Kinematički uvjeti	7
2.2 Spektrometarski sustav	9
2.3 Detektorski paket E01-011 eksperimenta	13
2.3.1 Enge detektorski paket	13
2.3.2 HKS detektorski paket	14
3 DETEKTORI	19
3.1 Kalibracija detektora	19
3.1.1 HKS driftne komore	19

3.1.2	Enge driftne komore	20
4	ANALIZA PODATAKA	23
4.1	Koincidencija elektronske i kaonske grane	23
4.2	Identifikacija čestica	24
4.2.1	Alati za čestičnu identifikaciju	25
4.2.2	Analiza identifikacije čestica	29
4.3	Maseni spektar	30
4.3.1	Analiza pozadine od slučajnih koincidencija	35
4.4	Rezolucija driftnih komora	36
5	REZULTATI I DISKUSIJA	41
5.1	E01-011 pregled	41
5.2	Spektroskopija ${}_{\Lambda}^{12}B$ hiperjezgre	43
5.3	Spektroskopija ${}_{\Lambda}^{28}Al$ hiperjezgre	50
	ZAKLJUČAK	55
	POPIS SLIKA	57
	POPIS TABLICA	61
	BIBLIOGRAFIJA	63

Poglavlje 1

UVOD

1.1 Fizikalna motivacija

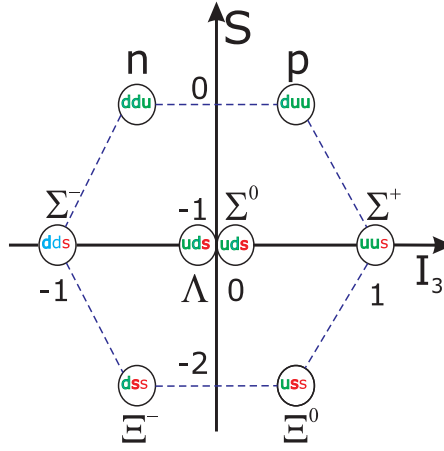
Hiperjezgra je stabilan nuklearni sistem tvoren kada se jedan ili više nukleona u jezgri zamjeni stranim barionom - hiperonom.

Hiperoni, kao npr. Λ , Σ and Ξ , $SU(3)_f$ klasifikaciji kvarkovskog modela su barioni sa spinom $J = 1/2$ pri čemu je barem jedan od kvarkova u qqq strukturi strani kvark. Barionski oktet s hiperonima koji nose kvantni broj stranosti $S = -1$ prikazan je na slici 1.1.

Zakoni očuvanja dozvoljavaju težim hiperonima raspad u nuklearnom mediju jakom silom u Λ hiperone koji se zatim raspadaju slabim kanalom. Tipično vrijeme života Λ hiperona od 263 ps dozvoljava vezanje na nuklearni medij i tvorbu stabilnog sustava, Λ hiperjezgre [4] [10].

S tim novim stupnjom slobode, stranošću, hiperon se razlikuje od nukleona i zbog toga ne podliježe Paulijevom blokiranju nukleona u jezgri. Zbog tog svojstva hiperon može biti i u duboko vezanim stanjima i na taj način omogućuju nam istraživanje strukture unutrašnjosti jezgre koja nije dostupna pobuđivanjima normalnih jezgri.

Bez Paulijevog blokiranja Λ hipernuklearna struktura nivoa postaje uža u usporedbi sa strukturom normalnih jezgri. Ovaj efekt je diskutiran u Ref.[2]



SLIKA 1.1: OKTET LAKIH $J^{\Pi}=1/2^{+}$ BARIONA. PRIKAZ OVISNOSTI O TREĆOJ KOMPONENTI IZOSPINA I_3 I STRANOSTI.

gdje se pokazuje da dok duboko vezana nukleonska stanja imaju širine reda veličine 10MeV, širine Λ vezanih stanja su na skali nekoliko 100 keV-a jer je ΛN interakcija slabija od NN interakcije.

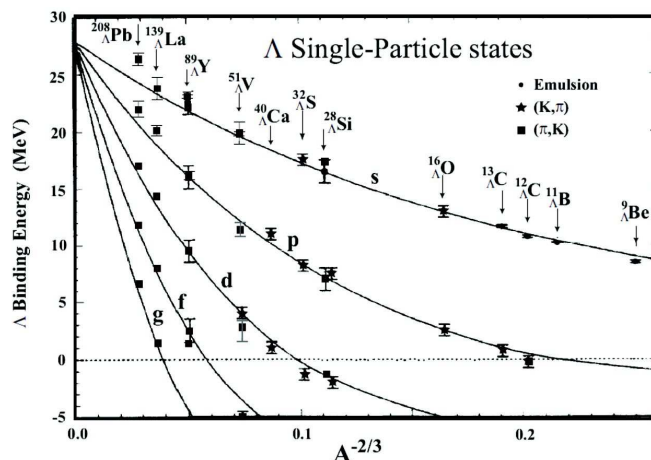
1.2 Hiperon-nukleon interakcija

Postoji nekoliko specijalnih svojstava ΛN interakcije koja imaju važnu ulogu u hipernuklearnoj fizici. Budući da Λ nema isospin ($T=0$) dok nukleon ima ($T=1/2$), nije moguća izmjena jednog piona ($T=1$) između njih. Stoga nema dominantne izmjene jednog piona (OPE) kao u NN interakciji. Odsustvo ΛN OPE sile osigurava važnost kratkodosežnog dijela barion-barion interakcije u Λ hiperjezgrama.

Uz pretpostavku da se Λ hipernuklearna valna funkcija može rastaviti na valne funkcije nuklearne sredice i Λ hiperona, hamiltonijan se može zapisati [6] [29]:

$$H = H_N + H_\Lambda + V_{\Lambda N} + V_{\Lambda NN}, \quad (1.1)$$

gdje H_N i H_Λ predstavljaju nuklearnu sredicu i Λ jednočestični potencijal. $V_{\Lambda N}$ opisuje efektivnu ΛN interakciju koja se koristi OBE modele, kao npr.



SLIKA 1.2: OVISNOST ENERGIJE VEZANJA Λ JEDNOČESTIČNOG STANJA O MASENOM BROJU (A) NUKLEARNE SREDICE. KRIVULJE PREDSTAVLJAJU REZULTATE FITANJA PODATAKA S OBZIROM NA FENOMENOLOŠKI Λ POTENCIJAL BAZIRAN NA SFERNI SKYRME-HATREE-FOCK PRISTUP [8] [32].

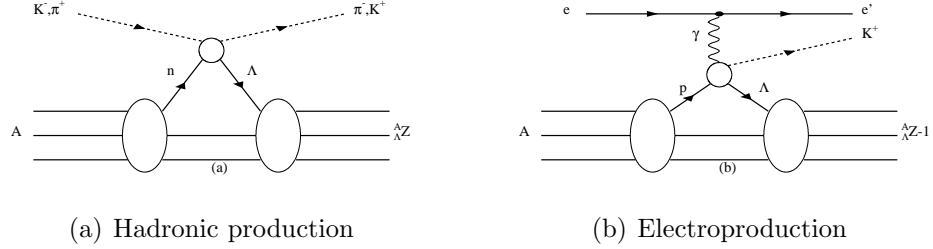
Nijmegen, može konstruirati sa G-matričnim računom. Efektivni potencijal može biti simuliran kombinacijom više gausijana s različitim dosezima. Analitički, to se može zapisati preko kvadratične forme u Fermi momentu, k_F :

$$V_{\Lambda N}(r) = \sum_i (a_i + b_i k_F) \exp(-r^2/\beta_i^2). \quad (1.2)$$

Potencijal se može zapisati preko efektivne dvo-čestične ΛN interakcije [9,11]:

$$V_{\Lambda N}^{eff}(r) = V_0(r) + V_\sigma(r) \vec{\sigma}_\Lambda \cdot \vec{\sigma}_N + V_\Lambda(r) \vec{l}_{\Lambda N} \cdot \vec{\sigma}_\Lambda + V_N(r) \vec{l}_{\Lambda N} \cdot \vec{\sigma}_N + V_T(r) \widehat{S}_{12}, \quad (1.3)$$

$V_0(r)$ je centralni dio; $V_\sigma(r)$ je spin-spin interakcija; $V_\Lambda(r)$ je Λ -spin-orbit interakcija; $V_N(r)$ je N-spin-orbit interakcija; $V_T(r)$ je tenzorska interakcija. U hiperjezgri, nakon vezanja Λ na nuklearnu sredicu sa spinom $J \neq 0$ od svakog nivoa nuklearne sredice nastane dublet stanja ($J = J^{A-1} \pm \frac{1}{2}$). Ti spinski dubleti predstavljaju 'hipernuklearnu finu strukturu' i reda su veličine 10-100 keV. Na slici 1.2 prikazana je ovisnost energije vezanja Λ hiperona o masenom broju (A) nuklearne sredice s Λ -om u različitim stanjima ljuske.



SLIKA 1.3: HIPERNUKLEARNI PRODUKCIJSKI MEHANIZMI

1.3 Produkcijski mehanizmi Λ Hiperjezgri

Postoje dva načina za produkciju hiperjezgri. Jedan je tkz. izmjena stranosti, a drugi vezana produkcija. Slika 1.3 shematski prikazuje reakcije produkcijskih mehanizama hiperona na kvarkovskom nivou. U oba slučaja nukleon, proton ili neutron, je pretvoren u hiperon. Λ hiperjezgra se može producirati na različite načine u hadronskim interakcijama preko mezon, proton, teških iona ili elektrona. Svaki od tih mehanizama na specifičan način komplementira i nadopunjuje informacije u studiji hiperjezgri.

Reakcije koje koriste sekundarnu mezonsku zraku su:

$$K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda \quad (1.4)$$

$$\pi^+ + n \rightarrow K^+ + \Lambda \quad (1.5)$$

Elektroprodukcija i fotoprodukcija koristi elektronsku zraku, a reakcija je:

$$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda \quad (1.6)$$

pri čemu foton, γ može biti realan (fotoprodukcija) ili virtualan (elektroprodukcija).

Hiperjezgra može biti producirana sa svim reakcijama koje produciraju hiperone u jezgri [7], ali eksperimentalno značajne [25] su samo one interakcije koje imaju značajan udarni presjek [2] i produkte interakcije koji se mogu detektirati eksperimentalnim uređajima. Osnovne karakteristike različitih reakcija za produkciju hiperjezgri [2] navedene su u tablici 1.1.

Reakcija	$P_{granicno}$ [GeV/c]	$P_{projektil}$ [GeV/c]	Q_Y [GeV/c]	σ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	Komentar
(K^-, π^\pm)	0	0.4-0.8	<0.1	10^3	Zamjenska Λ, Σ ($\Delta L = 0$)
K^- stopped		0	0.3 (Λ)	10^2	Zamjenska+ne-zamj. Λ, Σ
(π, K^+)	0.6-0.8	1.0-1.5	>0.3	10	Veliki J, duboke Y orbite, polarizacija
(γ, K^+)	0.65-0.9 (Λ) 0.73-1.05 (Σ)	1.0-1.4	>0.2	0.1	neprirodan paritet jaki spinflip
$(e, e'K^+)$				10^{-3}	visoka rezolucija, mag. momentum
(K^-, K^+)	0.73-1.05	1.1-2.0	≈ 0.5	10	$\Delta S = -2$
(p, K^+)	1.6	2.0-5.0	>1.0	$\ll 10^{-3}$	

TABLICA 1.1: KARAKTERISTIKE RAZLIČITIH REAKCIJA ZA PRODUKCIJU HIPERJEZGRI [2]. MOMENTI: $P_{granicno}$ -GRANIČNI, $P_{projektil}$ -ULAZNE ČESTICE, Q_Y -PRENEŠENI

1.3.1 Elektroprodukcija

Jedna od značajki elektroprodukcije hiperjezgri, jer virtualno foton nosi spin, je produciranje Λ u spin-flip stanjima koja imaju ne-prirodni paritet i ukupni angularni moment $J = J_{max} = l_n + l_\Lambda + 1$. Produkcija tih stanja u (K^-, π^-) reakciji je potisnuta pa je produkcija hiperjezgri $(e, e'K^+)$ reakcijom komplementarna hadronskim reakcijama.

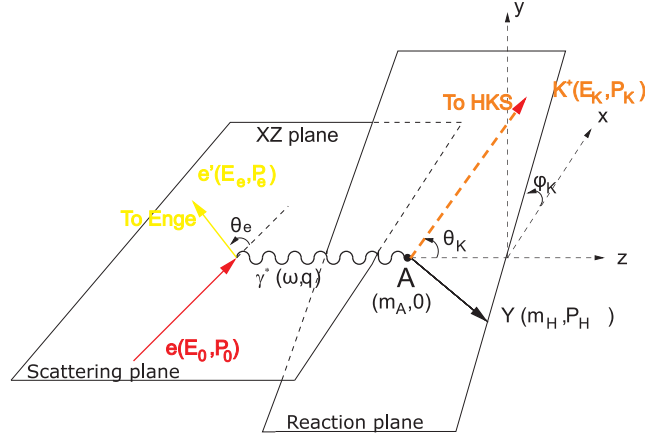
Eksperimentalno, glavna značajka (e, e', K^+) reakcije je mogućnost mnogo bolje energetske rezolucije elektronske zrake, naspram sekundarnim mezonskim zrakama. Mali udarni presjek u elektroprodukciji se kompenzira s elektronskim zrakama visokog intenziteta i kvalitete što omogućuje energetsku rezoluciju od nekoliko 100 keV.

Reakcija elektroprodukcije na protonu i kinematičke varijable prikazane su na slici 1.4. Moment i energija virtualnog fotona definirani su kao $q = p_e - p_{e'}$ i $\omega = E_e - E_{e'}$.

Formula za diferencijalni udarni presjek elementarnog procesa se može zapisati izdvajanjem dijelova ovisnih o Φ_{K^+} odnosno o Γ^* [3] [14] kao:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_e, d\Omega_e, d\Omega_{K^+}} = \Gamma \left\{ \frac{d\sigma_T}{d\Omega_{K^+}} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega_{K^+}} + \epsilon \frac{\sigma_P}{d\Omega_{K^+}} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \frac{d\sigma_I}{d\Omega_{K^+}} \cos 2\Phi_{K^+} \right\} \quad (1.7)$$

pri čemu su σ_T , σ_L , σ_P i σ_I tkz. transverzalni, longitudinalni, polarizacijski



SLIKA 1.4: KINEMATIKA ELEKTROPRODUKCIJE HIPERJEZGRI. RAVNINA RASPRŠENJA xz DEFINIRANA JE ULAZNIM (p_e) I IZLAZNIM ($p_{e'}$) ELEKTRONSKIM MOMENTIMA. PRENEŠENI MOMENT $q = p_e - p_{e'}$, USMJEREN U SMJERU Z-OSI, I MOMENT PRODUCIRANOG KAONA $p_K +$ DEFINIRAJU RAVNINU INTERAKCIJE.

i interferencijski udarni presjek. Γ predstavlja tok virtualnih fotona.

Tok virtualnih fotona Γ je definiran sljedećim izrazom:

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{1}{1 - \epsilon} \frac{E_{e'} m_p}{(p_e \cdot p_p)} E_\gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_\gamma}{1 - \epsilon} \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (1.8)$$

$$E_\gamma = \omega - \frac{q^2}{2m_p} \quad (1.9)$$

gdje E_γ predstavlja efektivnu fotonsku energiju.

Poglavlje 2

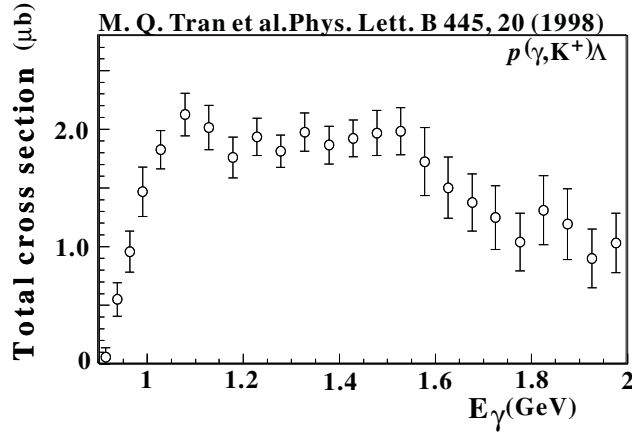
EKSPERIMENTALNI POSTAV

Eksperiment E01-011 primjer je eksperimenta koincidencije jer se raspršeni elektron i kaon, producirani kada ulazni elektron (elektronski snop) interagira s metom pri čemu nastaju Λ hiperjezgra i K^+ , detektiraju istovremeno, tj. u koincidenciji, pomoću dva Hall C spektrometra, visokorezolucijskog kaonskog spektrometra (HKS) i Enge spektrometra (Enge).

2.1 Kinematički uvjeti

U reakciji elektroprodukcije ($e, e' K^+$) u E01-011 eksperimentu, ulazni elektron, s energijom $E_e = 1.854$ GeV, izmjenom virtualnog fotona, energije $E_\gamma \approx 1.5$ GeV, interagira s protonom u jezgi pri čemu nastaje strani par kvark-antikvark te je proton konvertiran u Λ -u (uds) i kaon K^+ ($u\bar{s}$). Λ u interakciji s jezgrinom sredicom stvara hiperjezgru, dok je K^+ emitiran s centralnim momentom od 1.2GeV/c.

Navedeni kinematički uvjeti detektiranih raspršenih elektrona i kaona pažljivo su odabrani s ciljem maksimizacije produkcije hiperjezgri. Produkcija hiperjezgri ovisi o udarnom presjeku elementarne reakcije fotoprodukcije $p(\gamma, K^+) \Lambda$ i toku virtualnih fotona.



SLIKA 2.1: TOTALNI UDARNI PRESJEK REAKCIJE FOTOPRODUKCIJE $p(\gamma, K^+)\Lambda$ [5].

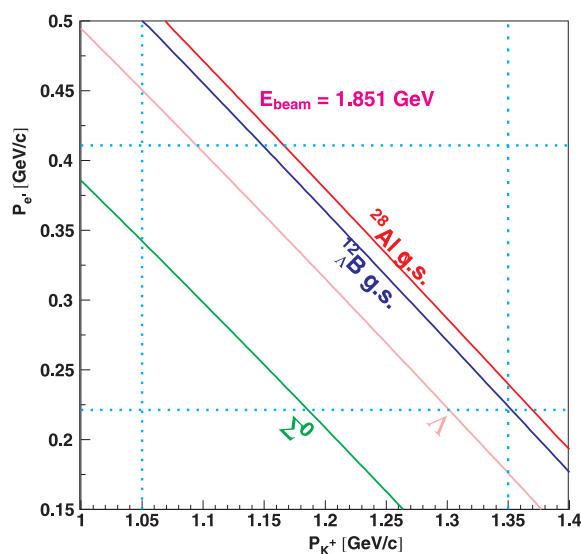
Totalni udarni presjek Λ fotoprodukcije kao funkcija energije fotona, izmjeren od strane SAPHIR grupe [5], prikazan je na slici 2.1.

Sa slike 2.1 vidljivo je da je totalni udarni presjek za fotoprodukciju kaona $p(\gamma, K^+)\Lambda$ maksimalan u području fotonskih energija od 1.1 GeV-a do 1.5 GeV-a. Odabir energije elektronskog snopa od $E_e = 1.8\text{GeV}$ posljedica je energije virtualnog fotona od $E_\gamma \approx 1.5\text{ GeV}$ i činjenice da je Enge spektrometar projektiran s centralnim momentom od $p_{e'}$ 0.3GeV. Odabirom energije elektronskog snopa i centralnog momenta raspršenog elektrona fiksiran je i centralni moment izlaznog kaona na $p_{K^+} = 1.2\text{GeV}$. Korelacija momenta detektiranih raspršenih elektrona i kaona, posljedica sačuvanja impulsa i energije, prikazna je na slici 2.2.

Ovisnost toka virtualnih fotona o kutu raspršenja izlaznih elektrona prikazana je na slici 2.3. Zbog proporcionalnosti udarnog presjeka elektroprodukcije o toku virtualnih fotona, elektroprodukcija hiperona najveća je za male kuteve raspršenja elektrona. Vrijednost kuta raspršenja za koju je tok virtualnih fotona maksimalan je:

$$\theta_{e'} = \sin^{-1}\left(\frac{m_e\omega}{4E_e E_{e'}}\right) \quad (2.1)$$

Limitirajući faktor je da je i produkcija pozadinskih događaja, prije svega Möller raspršeni elektroni i elektroni producirani zakočnim zračenjem, mak-



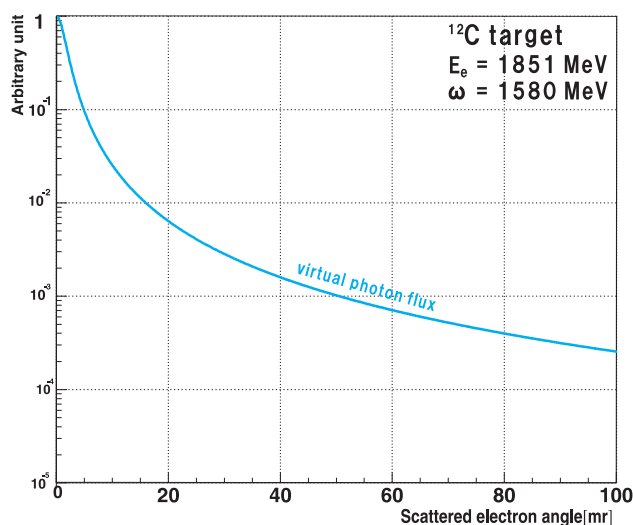
SLIKA 2.2: KORELACIJA MOMENATA DETEKTIRANIH RASPRŠENIH ELEKTRONA I KAONA. RAČUN JE NAPRAVLJEN SA: $E_e = 1.851$ GeV, PRETPOSTAVLJENIM ENERGIJAMA VEZANJA ${}_{\Lambda}^{12}B$ OSNOVNOG STANJA OD -11.37 MeV [27] I ${}_{\Lambda}^{28}Al$ STANJA OD -16.92 MeV [19] .)

simalna pri malim kutevima raspršenja. Stoga je kod malih kuteva raspršenja izražen doprinos pozadine u vidu lošeg omjera signala i pozadine.

2.2 Spektrometarski sustav

Spektrometarski sustav E01-011 eksperimenta sastojao se od razdijelnog magneta (Splitter magnet) i dvije spektrometarske grane, Enge spektrometra (Enge) i visokorezolucijskog kaonskog spektrometra (HKS-High Resolution Kaon Spectrometer), za detekciju raspršenih elektrona i produciranih kaona. Konfiguracija eksperimentalnog postava prikazana je na slici 2.4. Da bi se minimizirao broj višestrukih raspršenja cijeli je sustav, do izlaza is spektrometara, bio u vakuumu.

Splitter magnet omogućuje detekciju raspršenih elektrona (i kaona) na malim kutevima raspršenja, ali i separaciju čestica različitih naboja. Raspršeni

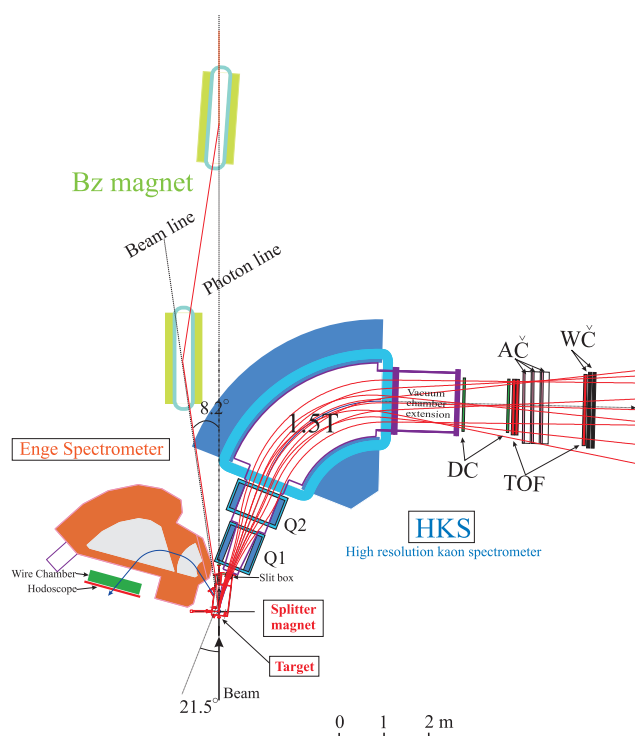


SLIKA 2.3: OVISNOST TOKA VIRTUALNIH FOTONA O KUTU RASPRŠENJA ELEKTRONA ZA METU ^{12}C .

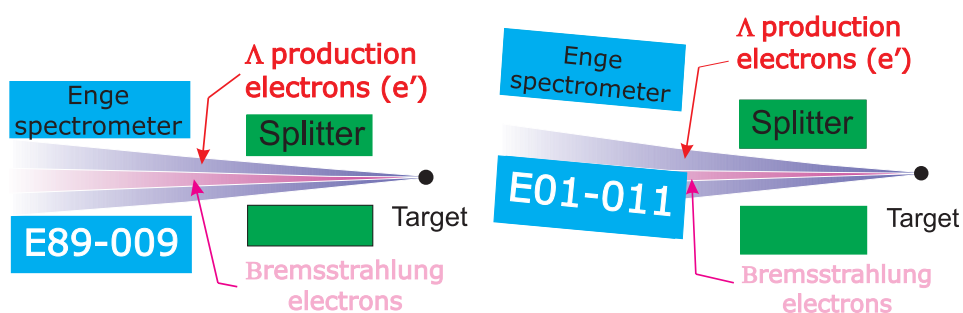
su elektroni pomoću Splitter magneta usmjereni prema Enge spektrometru dok se kaoni usmjeravaju prema HKS spektrometru. Na taj je način omogućena detekcija kaona u horizontalnoj ravnini čiji su kutevi raspršenja u rasponu od 0° do 14° .

Enge spektrometar je normalno vodljivi tzv. split pole dipolni magnet [9] [26] već korišten u prvom eksperimentu (HNSS) elektroprodukcije hiperjezgri. Glavno poboljšanje je nova geometrijska konfiguracija spektrometra, tkz. nagibna metoda (Tilt method), kao što je prikazano na slici 2.5. Tilt metoda je naziv za istovremeno korištenje vertikalnog pomaka i kutnog nagiba Enge spektrometra s obzirom na disperzijsku ravninu Splitter magneta, a s ciljem smanjenja pozadinskih događaja, Moller raspršenih elektrona i elektrona produciranih zakočnim zračenjem.

Uz navedenu prednost korištenja Tilt metode, postoji i jedan nedostatak, a to je da s povećanjem kuta otklona Enge spektrometra povećava se i kut elektrona koje mogu biti detektirani od strane Enge detektora, a time se smanjuje tok virtualnih fotona koji opada s povećanjem kuta raspršenih elektrona. Vertikalni pomak i nagib Enge spektrometra odabrani su tako da su uravnoteženi tok virtualnih fotona i broj pozadinskih događaja. Na slici 2.6

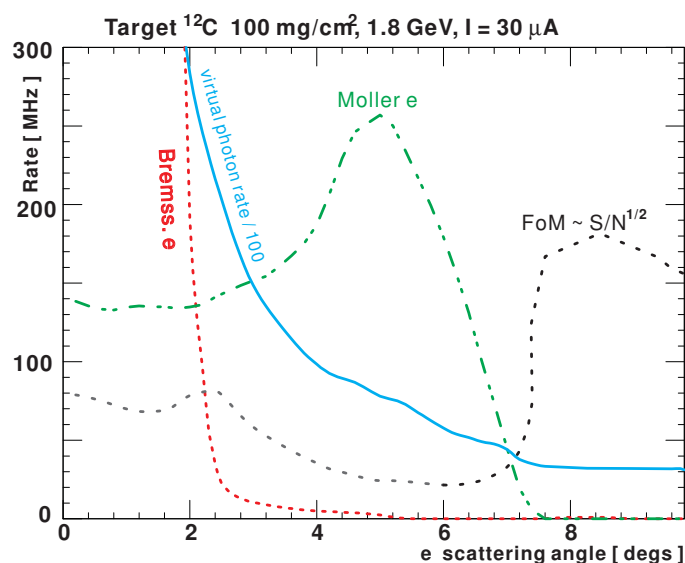


SLIKA 2.4: DVODIMENZIONALNI PRIKAZ EKSPERIMENTALNE POSTAVE: E01-011 SPEKTROMETARSKOG SISTEMA (SPLITTER MAGNETA, ENGE AND HKS SPEKTROMETARA) I DETEKTORSKOG PAKETA.



(a) Engge konfiguracija u eksperimentu E89-009 (b) Engge konfiguracija u eksperimentu E01-001.

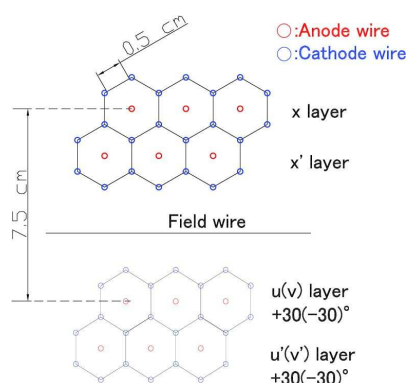
SLIKA 2.5: ENGE KONFIGURACIJA U EKSPERIMENTU (A) E89-009: ENGE SE NALAZI U RAVNINI SPLITTER MAGNETA (B) E01-001: ENGE IMA VERTIKALNI POMAK I NAGIB PREMA RAVNINI SPLITTER MAGNETA.



SLIKA 2.6: KUTNA OVISNOST PRODUKCIJE ELEKTRONA ZAKOČNIM ZRAČENJEM, MOLLER RASPRŠENIH ELEKTRONA I TOKA VIRTUALNIH FOTONA ZA ^{12}C METU GUSTOĆE 100 MG/CM 2 I STRUJE ELEKTRONSKOG SNOPA OD I=30 μA . FIGURE OF MERIT (FoM) DEFINIRAN JE KAO $\text{FoM} = S/N^{1/2}$, S- TOK VIRTUALNIH FOTONA; N - SUMA ELEKTRONA PRODUCIRANIH ZAKOČNIM ZRAČENJEM I MOLLER RASPRČENIH ELEKTRONA. TOK VIRTUALNIH FOTONA I FoM SU SKALIRANI RADI GRAFIČKOG PRIKAZA. [13].

Figure of Merritt ($\text{FoM} \propto \text{Signal}/\sqrt{\text{Pozadina}}$) pokazuje da je najoptimalniji odabir nagiba Enge spektrometra u području kuteva od 7° do 8°.

Visokorezolucijski kaonski spektrometar, tj. High resolution kaon spectrometer ili HKS, specijalno je dizajniran za detekciju kaona u E01-011 eksperimentu. Spektrometar se sastoji od dva kvadrupola, jedan za vertikalno (Q2) i jedan za horizontalno (Q1) fokusiranje, nakon kojih slijedi dipol koji zakreće pozitivno nabijene čestice u horizontalnoj ravnini. Cijeli HKS spektrometar zarotiran je u horizontalnoj ravnini za 7° te prihvaća kaone emitirane s kutevima u području 1°-13°. Time je izbjegnuta veliki broj pozitrona s kutem raspršenja od 0°.



SLIKA 2.7: STRUKTURA ĆELIJE ENGE DRIFTNE KOMORE.

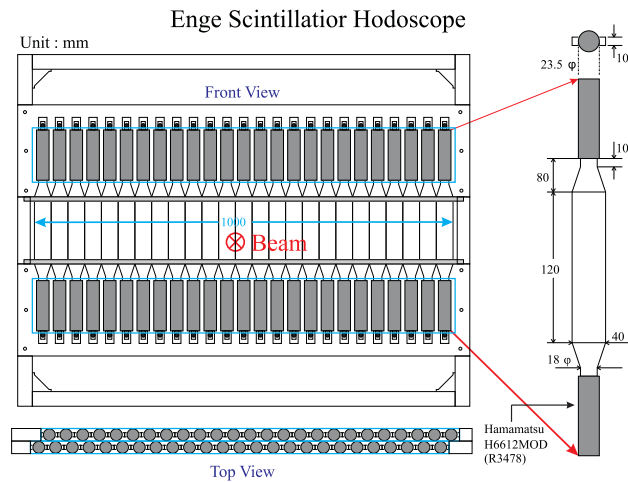
2.3 Detektorski paket E01-011 eksperimenta

2.3.1 Enge detektorski paket

Enge detektorski paket sastoji se od honeycomb driftne komore (EDC) i tri Enge hodoskopa, tj. ravnine scintilacijskih detektora, (EHODO1, EHODO2 i EHODO3). Detektorski paket smješten je neposredno nakon izlaza Enge spektrometra. Driftna komora koristi se za određivanje trajektorije raspršenog elektrona. Scintilacijski detektori, raspoređeni u tri hodoskop ravnine, koriste se za određivanje vremena.

Honeycomb driftna komora koristi se za određivanje trajektorije raspršenog elektrona. Dobivena trajektorija raspršenog elektrona opisuje se setom fokalnih koordinata X_f, X_{fp}, Y_f, Y_{fp} koje predstavljaju smjer i kuteve pod kojima trajektorija siječe definiranu fokalnu ravninu. Iz fokalnih koordinata rekonstruiraju se moment i kutevi raspršenog elektrona. EDC se sastoji od deset ravnina žica za signal pri čemu je svaka signalna žica okružena žicama za stvaranje električnog polja u heksagonalnoj strukturi kao što je prikazano na slici 2.7. S odabranom strukturom mogu se kvalitetno odrediti i trajektorije s velikim upadnim kutem s rezolucijom momenta od 4×10^{-4} (FWHM).

Enge hodoskop, tj. ravnina scintilacijskih detektora koristi se u formiranju triggera i za određivanje vremena prolaska elektrona kroz Enge de-



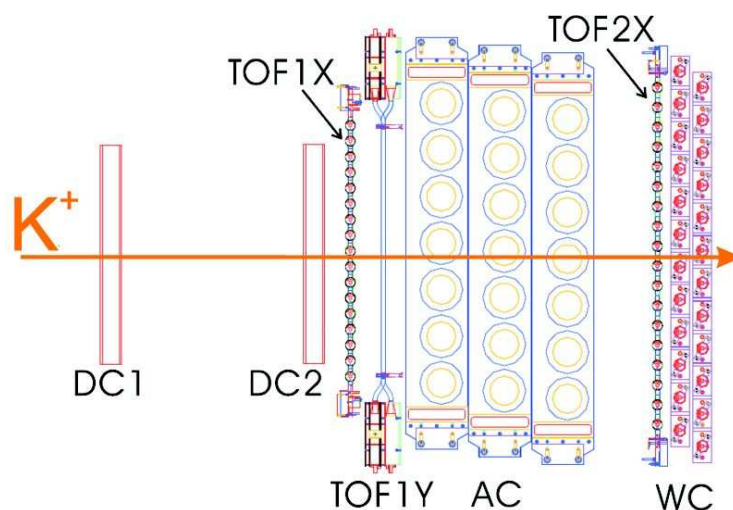
SLIKA 2.8: SHEMATSKI PRIKAZ ENGE HODOSKOPA.

tektorski paket. Hodoskopi EHODO1 i EHODO2 imaju po dvadeset i pet scintilacijskih detektora s kojih se pomoću fotomultiplikatora detektira signal koji producira nabijeni elektron. EHODO3 se sastoji od samo jednog scintilatora, a koristi se za kalibraciju EHODO1 i EHODO2. Shematski prikaz Enge hodoskopa nalazi se na slici 2.8.

2.3.2 HKS detektorski paket

HKS detektorski paket, tj. detektorski sustav za detekciju kaona, sastoji se od dvije ravnine driftnih komora (HDC1 i HDC2), tri HKS hodoskopa (HTOF1X, HTOF2X i HTOF1Y) (ravnine scintilacijskih detektora), tri ravnine aerogel Čerenkov (AČ) detektora i dvije ravnine voda Čerenkov (WČ) detektora. HKS detektorski paket prikazan je na slici 2.9.

HKS driftne komore koriste se, isto kao i Enge driftna komora, za određivanje trajektorije kaona koja se opisuje setom fokalnih koordinata X_f, X_{fp}, Y_f, Y_{fp} iz kojih se zatim rekonstruiraju moment i kutevi emitiranog kaona. Shematski prikaz HKS driftnih komora nalazi se na slici 2.10. HKS driftne komore (HDC) međusobno su udaljene 1m, a obje se sastoje od šest ravnina žica u konfiguraciji UU'XX'VV'. Ravnine su okomite na smjer centralne trajektorije (z-os) HKS spektrometra. Svaka od ravnina nalazi

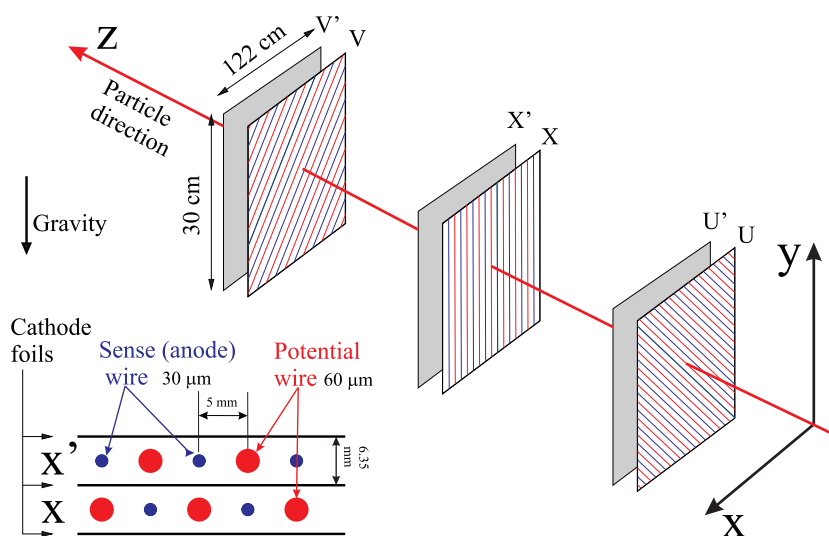


SLIKA 2.9: HKS DETEKTORSKI PAKET: DRIFTNE KOMORE (DC), HKS HODOSKOPI (TOF), AEROGEL (AČ) I VODA (VČ) ČERENKOV DETEKTORI.

se između dvije katodne folije. U svakoj ravnini naizmjenice se izmjenjuju signalna (anoda) i žica za stvaranje električnog polja (katoda) pri čemu je razmak između dvije signalne žice 1 cm. U odnosu na smjer žica u X i X' ravninama, U i U' ravnine su zarotirane za 60° , a V i V' za -60° oko z-osi (pozitivan smjer je u smjeru kazaljke na satu). Ravnine U', X', V' su pomaknute u smjeru okomito na smjer žica za pola veličine ćelije (1cm) u odnosu na UXV ravnine zbog određivanja s koje je strane signalne žice prošla čestica.

HKS hodokopi, HTOF1X, HTOF1Y i HTOF2X, osim što se koriste u formiranju triggera i za određivanje vremena prolaska elektrona kroz HKS detektorski paket, koriste se i za određivanje brzine čestica, a koja je važan alat u identifikaciji čestica. Brzina čestica određuje se iz razlike vremena proleta čestice kroz dva različita hodokopa i duljine putanje izračunate iz HDC rekonstruiranih trajektorija. HKS hodokopi, tj. ravnine scintilacijskih detektora, HTOF1X i HTOF2X segmentirani su u smjeru X-osi dok je HTOF1Y segmentiran u smjeru Y-osi.

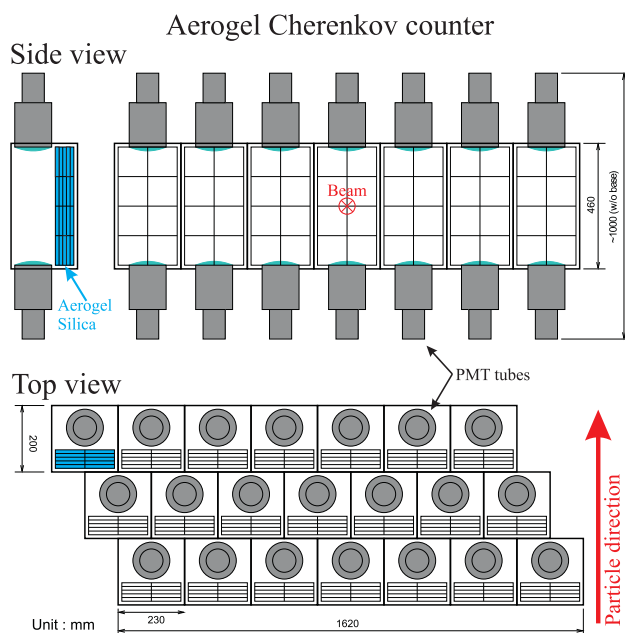
Aerogel Čerenkov detektori su prilikom izvođenja eksperimenta korišteni u formiranju triggera dok se u analizi podataka koriste za čestičnu identifi-



SLIKA 2.10: SHEMATSKI PRIKAZ HKS DRIFTNIH KOMORA

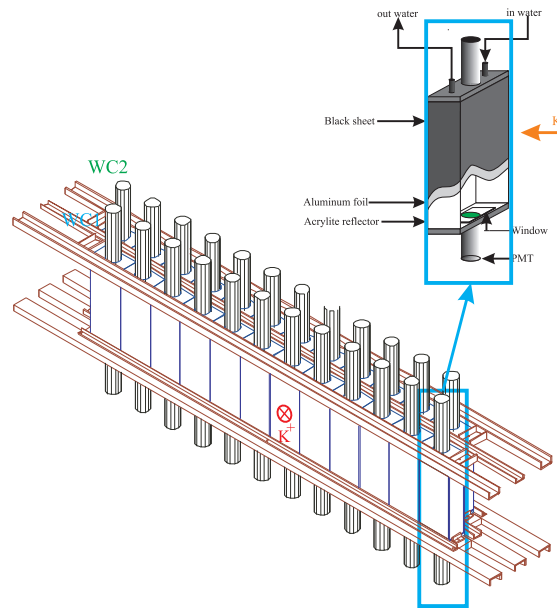
kaciju, preciznije za separaciju kaona od piona. Aerogel Čerenkov detektori postavljeni su u tri ravnine, pri čemu svaka ravnina ima sedam detektora. Shematski prikaz HKS aerogel Čerenkov detektora nalazi se na slici 2.11. Materijal korišten kao radijator je hidrofobni silicon aerogel $n(SiO_2) + 2n(H_2O)$ s indeksom loma $n=1.055$ u kojem samo čestice s brzinom $\beta > 0.948$ produciraju Čerenkov zračenje. Odabrani radijator omogućava separaciju kaona i piona u području momenata $1.2GeV \pm 12.5\%$ jer kaoni, za razliku od piona, uglavnom ne produciraju Čerenkov zračenje. Producirano Čerenkovog zračenje detektira se fotomultiplikatorima koji se nalaze na svakom kraju pojedinog detektora. Da bi se potisnuo broj pionskih događaja, signal dobiven u Aerogel Čerenkov detektorima u triggeru koristi se u veto modu.

Voda Čerenkov detektori su također korišteni u formiranju triggera i čestičnu identifikaciju u analizi podataka s razlikom da služe za separaciju kaona od protona. Voda Čerenkov detektori postavljeni su u dvije ravnine, pri čemu svaka ravnina ima dvanaest detektora. Shematski prikaz HKS voda Čerenkov detektora nalazi se na slici 2.12. Materijal korišten kao radijator je čista (deionizirana) voda kojoj je dodan transformator valnih duljina, tj. wavelength shifter, (amino-G-sol: 2-amino-6, 8-naphthalene-disulfonic kiselina) s indeksom loma $n=1.33$. Odabrani radijator omogućava separaciju ka-

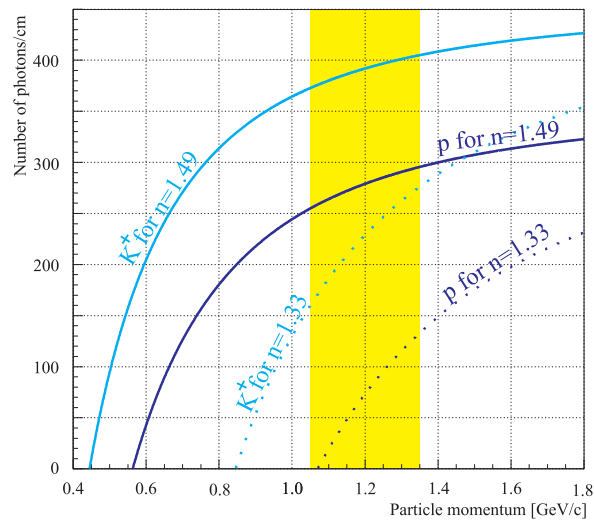


SLIKA 2.11: SHEMATSKI PRIKAZ HKS AEROGEL ČERENKOV DETEKTORA

ona i protona u području impulsa $1.2\text{GeV} \pm 12.5\%$ pošto kaoni produciraju više Čerenkovog zračenja nego protoni. Producirano Čerenkovog zračenje detektira se fotomultiplikatorima koji se nalaze na svakom kraju pojedinog detektora. Voda Čerenkov signal se u triggeru koristi u AND modu jer kaoni u zadanom impulsnom području produciraju Čerenkovo zračenje. Budući da protoni produciraju manje svjetla od kaona, potiskivanje protonskih događaja vrši se diskriminiranjem signala i odabirom graničnog napona. Na slici 2.13 prikazana je ovisnost produciranih fotoelektrona, tj. signala, o impulsu protona i kaona.



SLIKA 2.12: SHEMATSKI PRIKAZ HKS VODA ČERENKOV DETEKTORA.



SLIKA 2.13: OVISNOST BROJA PRODUCIRANIH FOTOELEKTRONA U ČERENKOVLJEVIM DETEKTORIMA O IMPULSU KAONA I PROTONA ZA DVA RAZLIČITA RADIJATORA: VODA ($n=1.33$) I AKRILNI RADIJATOR ($n=1.49$). OBOJANO PODRUČJE REPREZENTIRA IMPULSNU AKCEPTANCIJU HKS-A.

Poglavlje 3

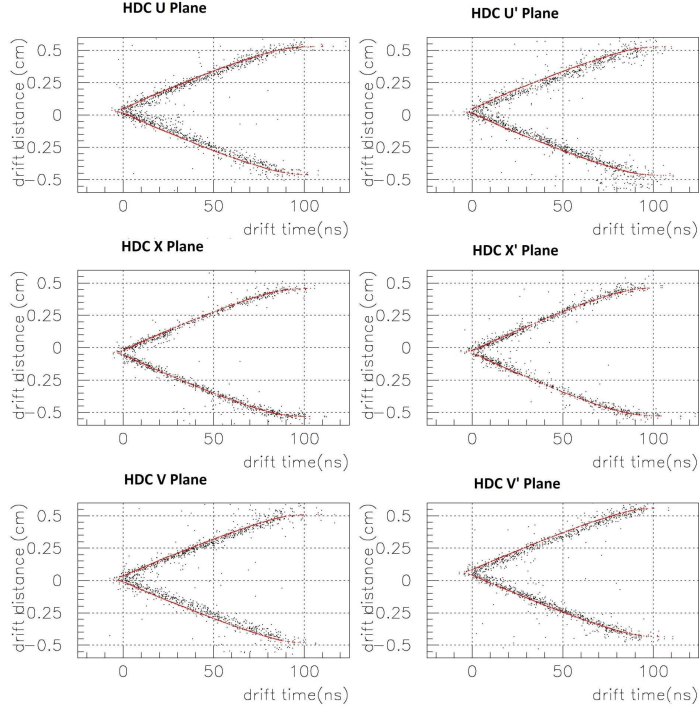
DETEKTORI

3.1 Kalibracija detektora

3.1.1 HKS driftne komore

Driftne komore se koriste za određivanje trajektorija čestica. Veličine koje se određuju su pozicija i smjer čestice koja prolazi kroz detektorski paket: (x_f, x'_f, y_f, y'_f) , a definirane na fokalnoj ravnini. S dobrim razumijevanjem HKS spektrometarskog sustava iz fokalnih veličina rekonstruiraju se moment i kut raspršenja čestice (dp, x'_t, y'_t) .

Informacija ekstrahirana iz TDC vrijednosti je driftno vrijeme, vrijeme potrebno da elektron stvoren u interakciji nabijene čestice i plina u driftnoj komori stigne do signalnih žica komore od mjesta ionizacije. Iz driftnog vremena moguće je odrediti točnu poziciju prolaska čestice pomoću driftno vrijeme-pozicija mape. Da bi se odredila driftno vrijeme-pozicija mapa korištena je pretpostavka da je distribucija driftnog vremena uniformna u svakoj driftnoj ćeliji. Navedena pretpostavka posljedica je činjenica da je tok čestica uniforman preko driftne ćelije i da je driftna brzina konstantna. Obje činjenice vrijede za planarni tip driftnih komora u kojima je električno polje uniformno i simetrično. Iz navedenog slijedi da se mapa driftno vrijeme-pozicija može odrediti iz distribucije driftnog vremena pomoću



SLIKA 3.1: TIPIČNA KORELACIJA DRIFTNOG VREMENA I UDALJENOSTI ZA HKS DRIFTNE KOMORE

sljedeće formule:

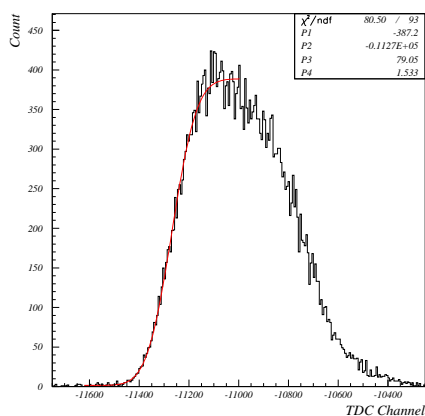
$$D(T) = D_{max} \frac{\int_{t_{min}}^T F(\tau) d\tau}{\int_{t_{min}}^{t_{max}} F(\tau) d\tau}, \quad (3.1)$$

D je driftna udaljenost, D_{max} je maksimalni drift.

Tipična korelacija driftnog vremena i udaljenosti je prikazana na slici 3.1.

3.1.2 Enge driftne komore

Kao i u slučaju HKS driftnih komora, za Enge driftne komore (EDC) potrebno je odrediti mapu driftno vrijeme-pozicija. Budući da je EDC tip

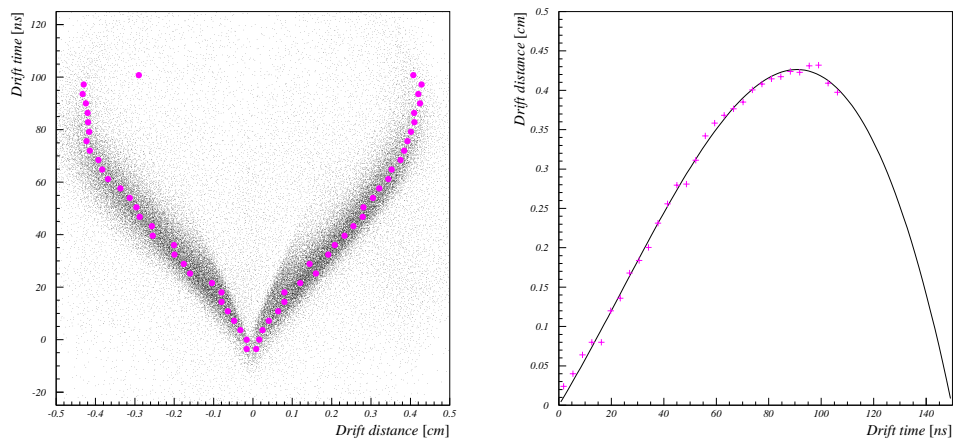


SLIKA 3.2: TIPIČNA DISTRIBUCIJA DRIFTNOG VREMENA ENGE DRIFTNE KOMORE

driftne komore sa heksagonalnom strukturom žica za stvaranje električnog polja, u obliku pčelinjeg saća pa otuda i naziv honeycomb (vidi sliku 2.7), zbog čega je električno polje unutar EDC-a simetrično i neuniformno. Zbog neuniformnosti polja pretpostavka uniformnosti distribucije driftnog polja u driftnoj ćeliji je nevažuća te je stoga procedura za određivanje mape driftno vrijeme-pozicija drugačija od one korištene za HDC.

Tipična distribucija driftnog vremena EDC-a prikazana je na slici 3.2.

U početnom koraku kalibracije mape driftno vrijeme-pozicija EDC-a koristi se kalibracijska procedura HKS komora. Slijedi iterativni proces u kojem se koristi EDC algoritam za rekonstrukciju trajektorija za određivanje driftne udaljenosti, a koja je dobivena projiciranjem rekonstruirane trajektorije na svaku od EDC ravnina. Nova mapa određuje se prilagodbom ovisnosti driftne udaljenosti o driftnom vremenu polinomom trećeg stupnja. Tipična ovisnost prikazana je na slici 3.3.



SLIKA 3.3: TIPAČNA OVISNOST DRIFTNE UDALJENOSTI O DRIFTNOM VREMENU RAVNINA ENGE DRIFTNE KOMORE. *Lijevo* ODREĐIVANJE TOČAKA ZA KALIBRACIJU. *Desno* ODREĐIVANJE MAPE DRIFTNO VRIJEME-POZICIJA PRILAGODBOM OVISNOSTI DRIFTNE UDALJENOSTI O DRIFTNOM VREMENU POLINOMOM TREĆEG STUPNJA.

Poglavlje 4

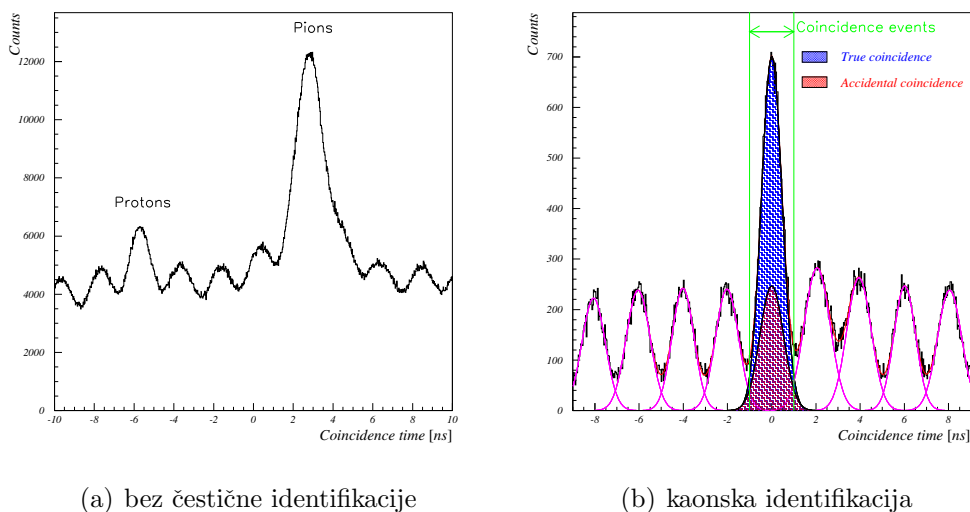
ANALIZA PODATAKA

4.1 Koincidencija elektronske i kaonske grane

Za određivanje masenog (Missing mass - MM) spektra, potrebno je povezati detektirane elektrone i kaone koji pripadaju istom događaju. Utvrđivanje da li oni pripadaju istom događaju radi se s tzv. vremenom koincidencije, koje predstavlja vrijeme ($e, e'K^+$) reakcije na meti. U idealnom slučaju pravoj koincidenciji kaona i elektrona odgovara vrijeme koincidencije $t_{coin} = 0$ ns. Vrijeme koincidencije se određuje iz izmjerenih vremena kaona i elektrona projiciranih na HKS odnosno Enge fokalnu ravninu i korekcije zbog potrebnog vremena preleta od meta do fokalnih ravnina:

$$t_{coin} = t_{HKS}(fokalna\ ravnina) - \delta t_{HKS\ putanja} - t_{Enge}(fokalna\ ravnina) + \delta t_{Enge\ putanja} \quad (4.1)$$

Tipična distribucija vremena koincidencije bez korištene čestične identifikacije prikazana je na slici 4.1(a). Tipična distribucija vremena koincidencije s korištenom kaonskom identifikacijom prikazana je na slici 4.1(b). Slika 4.1(a) očekivano pokazuje dominaciju protonskih i pionskih događaja u podacima pri čemu je njihov broj bio kontroliran graničnim naponom na AČ i WČ signalima. Curenje koincidencija elektrona i piona u područje koinciden-



SLIKA 4.1: DISTRIBUCIJA VREMENA KOINCIDENCIJE (A) BEZ KORIŠTENE ČESTIČNE IDENTIFIKACIJE (B) S KORIŠTENOM ČESTIČNOM IDENTIFIKACIJOM

cija elektrona i kaona je više nego očito. Bez kvalitetne čestične identifikacije dobivanje čistih koincidencija kaona i elektrona nije moguće.

Na slici 4.1(b) prikazana je distribucija vremena koincidencije za K^+ pri čemu su prave (e', K^+) koincidencije centrirane oko $t_{coin} = 0 \text{ ns}$. Lokalni minimumi/maksimumi su međusobno udaljeni 2 ns, što je posljedica 2ns strukture elektronskog snopa, a predstavljaju slučajne koincidencije kaona i elektrona.

Selekcija pravih K^+ koincidencija radi se korištenjem uvjeta na vrijeme koincidencije u obliku:

$$|\text{Vrijeme koincidencije}| \leq 1 \text{ ns} \quad (4.2)$$

4.2 Identifikacija čestica

Analiza podataka počinje s identifikacijom kaona produciranih u elementarnom procesu $p(e, e'K^+)\Lambda$ i detektiranih detektorskom sustavu eksperimenta. Kaonski događaji producirani u procesu elektroprodukcije zbog ma-

log udarnog presjeka bili su zagušeni velikim brojem proton, piona i pozitrona. Korištenjem hodoskopa za određivanje vremena preleta čestica, voda i aerogel Čerenkov detektora pozadinski događaji se mogu separirati.

4.2.1 Alati za čestičnu identifikaciju

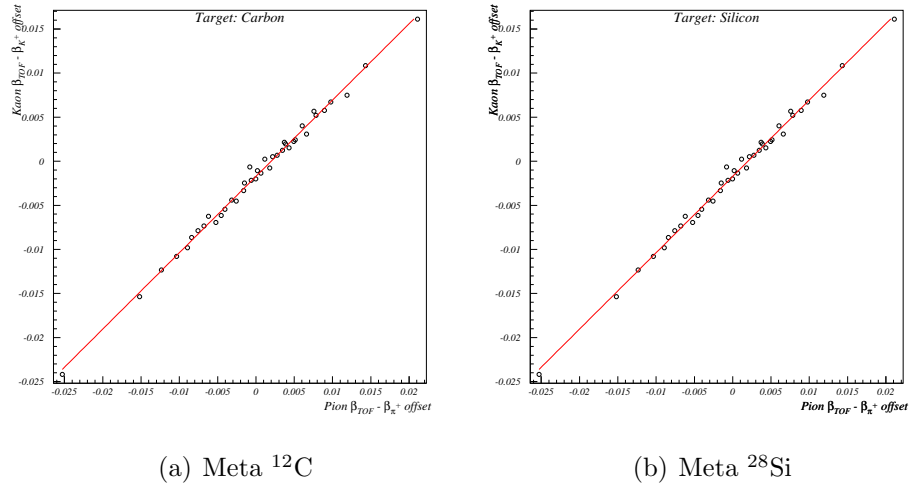
$\beta_{TOF} - \beta_{K^+}$ spektar

Za kvalitetnu identifikaciju čestica (PID) potrebna je konzistentna $\beta_{TOF} - \beta_{K^+}$ distribucija sa što boljom rezolucijom. β_{TOF} je brzina čestice dobivena iz vremena proleta. β_{K^+} je brzina kaona dobivena iz momenta čestice. U analizi podataka primjećeni su pomaci $\beta_{TOF} - \beta_{\pi}$ spektra na skali jednog seta mjerenja, što znači i da se javljaju u $\Delta\beta_K = \beta_{TOF} - \beta_{K^+}$ spektru. Zbog male statistike kaona u pojedinom setu podataka nije moguće napraviti korekciju jednostavnom translacijom $\Delta\beta_K$ distribucije. Određivanjem korelacije između $\Delta\beta_{\pi}$ i $\Delta\beta_K$ pomaka i vrijednosti $\Delta\beta_K$ pomaka može se odrediti $\Delta\beta_{\pi}$ pomak te konačno i korekcija istog. Dovoljna kaonska statistika i određivanje tražene korelacije dobiva se grupiranjem seta podataka sa sličnim $\Delta\beta_{\pi}$ pomakom. Korelacija između $\Delta\beta_K$ i $\Delta\beta_{\pi}$ pomaka, za ^{12}C i ^{28}Si mete, prikazana je na slici 4.2. Korelacija je linearna.

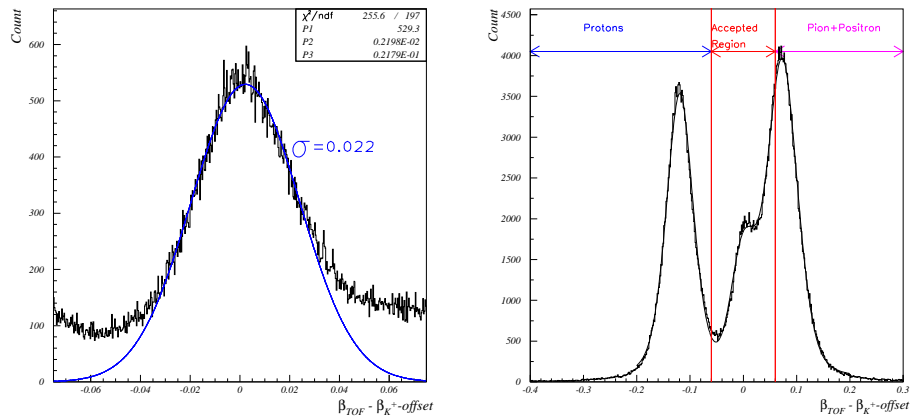
Korištenjem dobivene korelacije, u svrhu korekcija pomaka na svakom setu podataka, omogućuje se bolja separacija čestica, prije svega kaona od piona, što rezultira u čistijem MM spektru i boljem omjeru signala prema pozadini (S/A). Tipični koregirani spektar prikazan je na slici 4.3 pri čemu su kaoni centrirani oko nule. Tipična β_{TOF} rezolucija je bolja od 0.025 (sigma).

Aerogel Čerenkov

U eksperimentalnim uvjetima primijećeno je da se performanse AČ segmenta mijenjaju od segmenta do segmenta. Za korištenje istog PID uvjeta za separaciju K^+/π na svim segmentima potrebno je renormalizirati eksperimentalno dobivenu distribuciju na način da svaki segment jednako doprinosi. S uniformnijom distribucijom dobiva se bolja identifikacija čestica, S/A omjer



SLIKA 4.2: OVISNOST POMAKA KAONSKE O POMAKU PIONSKE DISTRIBUCIJE. DOBIVENA OVISNOST JE KORIŠTENA ZA KOREKCIJU KAONSKOG POMAKA, T.J. BOLJU SEPARACIJU ČESTICA.



SLIKA 4.3: REZOLUCIJA BRZINE KAONA β_{TOF} (Lijevo) I TIPIČNA $\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset$ DISTRIBUCIJA (Desno) S DEFINIRANIM PID PODRUČJIMA.

i manji broj pozadinskih događaja zbog curenja π u prave kaonske koincidencije.

Normalizacija je napravljena korištenjem pionskih događaja iz podatkovnog toka u kojem Čerenkovi detektori nisu sudjelovali u formiranju triggera. Dobivene distribucije broja fotoelektrona (NPE) pojedinih AC segmenata prvo su usklađene unutar pojedinog polja AC1(2,3) segmenata na način da su usklađene pozicije maksimuma NPE distribucije:

$$NPE_N(AC : i - k) = \frac{NPE_{peak}(AC : i - m)}{NPE_{peak}(AC : i - k)} NPE(AC : i - k) \quad (4.3)$$

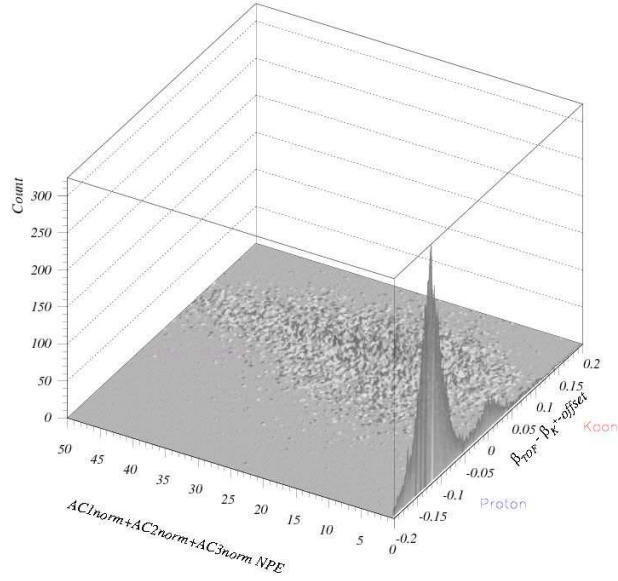
NPE_N - normaliziran broj fotoelektrona; i-broj polja; k-broj segmenta u polju; m- segment koji se koristi kao referenca.

Dobiven je uniformniji odgovor segmenata unutar pojedinog polja AC1(2,3). Budući da kroz sva tri polja prolazi jednak broj piona očekivano bi bilo da su NPE distribucije slične (jednake). To nije slučaj, a da bi bio potrebno je da su NPE_N distribucije polja AC1 i AC3 normalizirane prema AC2 NPE_N distribuciji. Normalizacija polja izvedena je na način da je iznosu X NPE_N AC1 (AC3) polja pridodana ista težina (vrijednost) kao iznosu Y NPE_N AC2 polja ukoliko je broj piona koji imaju $NPE_N < X(Y)$ jednak. Rezultat druge normalizacije su jednake distribucije na sva tri AČ sloja.

Na slici 4.4 prikazana je distribucija čestica u ovisnosti o normaliziranom broju fotoelektrona i $\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset$. Separacija piona od kaona i protona je očita, pošto protoni i većina kaona ne produciraju signal u aerogel Čerenkovu detektoru.

Voda Čerenkov

U eksperimentalnim uvjetima primijećeno je da se broj fotoelektrona produciranih u WČ segmentima, osim što je bio različit od segmenta do segmenta, smanjivao tijekom vremena. Korištenje uniformnog PID uvjeta na broj fotoelektrona u WČ zahtjeva normalizaciju NPE distribucije. Za razliku od AČ detektora, WČ detektor je dizajniran tako da kaoni u njemu produciraju



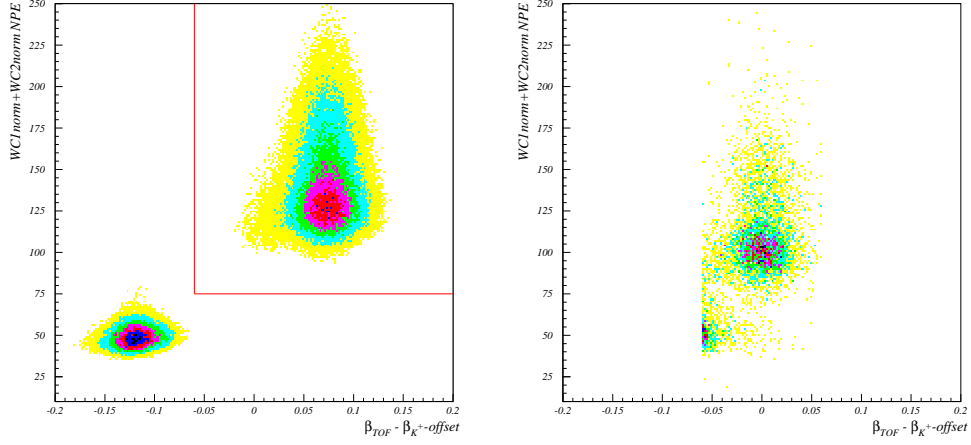
SLIKA 4.4: DISTRIBUCIJA ČESTICA U OVISNOSTI O NORAMALIZIRANOM BROJU FOTOLEKTRONA I $\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset$

signal. Normalizacija je radena koristeći signal produciran od strane kaona koji su identificirani korištenjem PID uvjeta na AČ i $\delta\beta(K^+)$. Grupiranjem nekoliko setova podataka iz istog vremenskog perioda dobivena je dovoljna statistika kaona. Dobivena kaonska distribucija u svakom od WČ segmenata je prilagođena gausijanom, a dobivena pozicija vrha gausijana korištena je za normalizaciju:

$$NPE_N(WC : i - k) = 50 \frac{NPE(WC : i - k)}{NPE_{K^+peak}(WC : i - k)} \quad (4.4)$$

NPE_N - normaliziran broj fotoelektrona ; i-broj polja ; k-broj segmenta u polju.

Rezultati normalizacije i tipična normalizirana WČ distribucija, sa i bez korištenja PID uvjeta na AČ i $\delta\beta(K^+)$, prikazani su na slici 4.5(a). Pozicije vrhova NPE distribucija protona, kaona i piona su jasno vidljive. Na slici 4.5 prikazana je korelacija broja normaliziranih NPE na WČ i $\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset$. Separacija protona i kaona/piona korištenjem PID uvjeta na WČ i $\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset$ distribucijama je očita.



SLIKA 4.5: *Lijevo* SUMA WČ NORMALIZIRANIH NPE DISTRIBUCIJA SA I BEZ KORIŠTENIH K^+ UVJETA NA AČ I β_{TOF} . *Desno* KORELACIJA BROJA NORMALIZIRANIH NPE NA WČ I $\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset$.

4.2.2 Analiza identifikacije čestica

Identifikacija čestica, tj. kaona, radi se simultanim korištenjem kriterija na broju normaliziranih fotona aerogel i voda Čerenkova i brzini čestica, tj. $\beta_{TOF} - \beta_{K^+}$ distribuciji. Korišteni kriteriji se mogu zapisati u obliku:

$$AC1norm + AC2norm + AC3norm < X_{AC} \quad (4.5)$$

$$WC1norm + WC2norm > X_{WC} \quad (4.6)$$

$$|\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset| < X_{\beta} \quad (4.7)$$

U finalnom odabiru navedenih PID kriterija X_{AC} , X_{WC} i X_{β} istovremeno se pokušavaju zadovoljiti sljedeća dva uvjeta:

- maksimiziranje broja K^+ radi veće statistike u hipernuklearnim stajanjima
- minimiziranje broja protona/piona radi boljeg omjera signala prema pozadini

Na slici 4.6 prikazan je $\beta_{ToF} - \beta_{K^+ - offset}$ spektar dobiven kada se koriste odabrani kaonski X_{AC} i/ili X_{WC} PID kriteriji. Kaonska distribucija postaje jasno uočljiva kada se koriste i X_{AC} i X_{WC} u identifikaciji, međutim za potpunu separaciju potrebno je koristiti i X_β uvjet.

Efikasnost PID kriterija X_{AC} , X_{WC} i X_β definirana je kao omjer broja kaona koji zadovoljavaju navedeni uvjet i ukupnog broja kaona. Broj kaona je dobiven fitanjem $\beta_{ToF} - \beta_{K^+ - offset}$ distribucije s funkcijom koja je kombinacija dvije pseudo-Voigt funkcije i gausijana. Pseudo-Voigt funkcije predstavljaju protone i pione, a gausijan kaone u $\beta_{ToF} - \beta_{K^+ - offset}$ distribuciji. Efikasnosti X_{AC} i X_{WC} uvjeta prikazane su na slikama 4.7 i 4.8.

4.3 Maseni spektar

Maseni spektar Λ hiperjezgre ($M_{X\Lambda}$) može se odrediti iz zakona očuvanja energije i momenta ako su poznate vrijednosti sljedećih veličina:

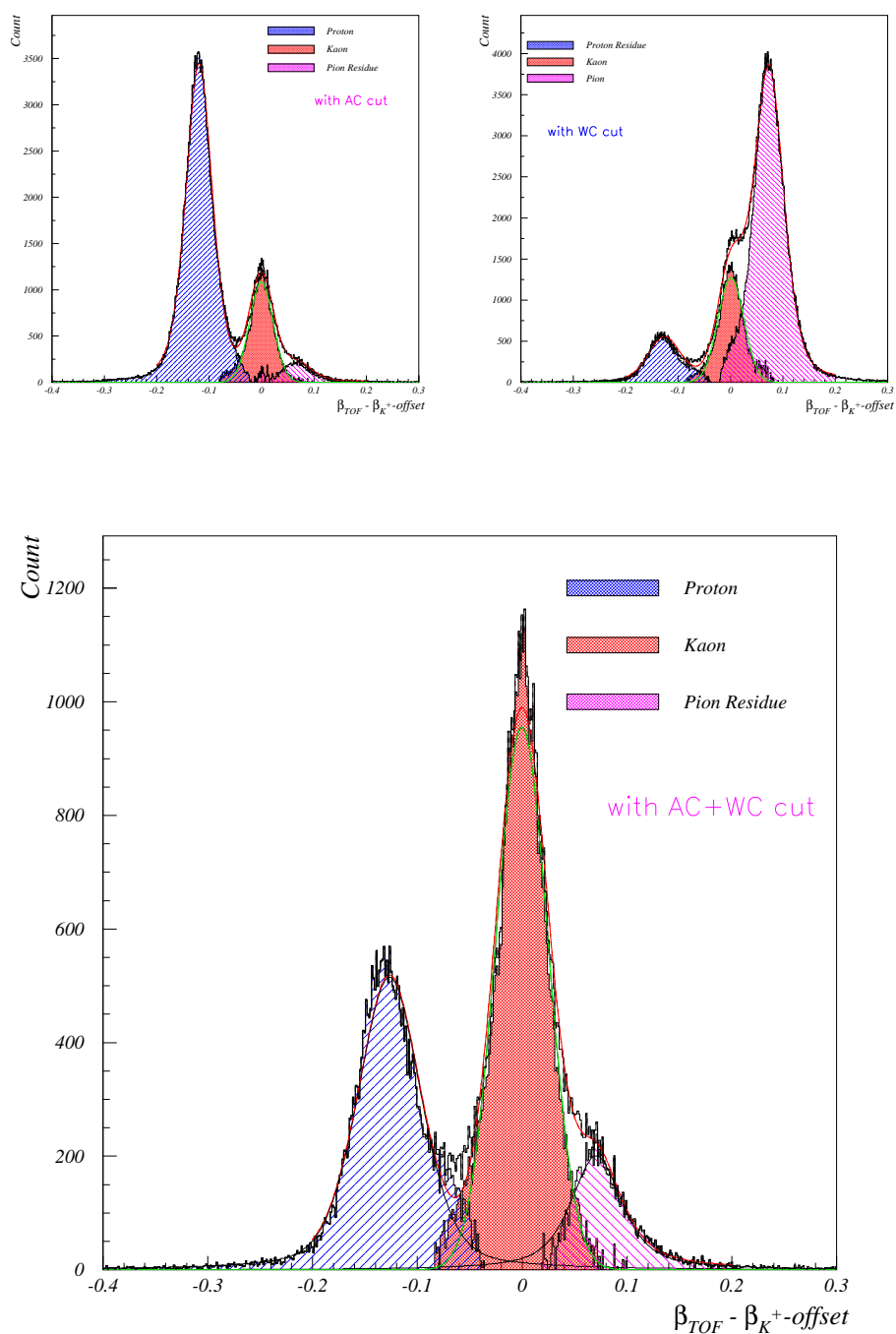
- moment incidentnog elektrona p_e
- nuklearna masa mete M_A
- kutevi θ_{K^+} , ϕ_{K^+} i moment p_{K^+} produciranog K^+
- kutevi $\theta_{e'}$, $\phi_{e'}$ i moment $p_{e'}$ raspršenog elektrona

Energija, tj. moment incidentnog elektrona dobro su poznati. Kutevi i momenti raspršenog elektrona i produciranog kaona rekonstruirani su iz mjerenih pozicija i kuteva trajektorija na fokalnoj ravnini. Definicija koordinatnog sustava i kuteva raspršenih čestica prikazana je na slici 4.9.

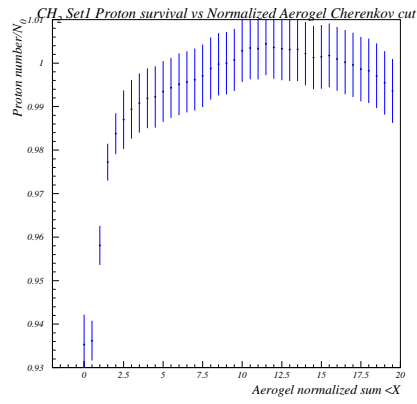
Poznavajući navedene parametre $M_{X\Lambda}$ se računa pomoću sljedeće formule:

$$M_{X\Lambda} = (E_e + M_A - E_{e'} - E_{K^+})^2 - p_e^2 - p_{e'}^2 - p_{K^+}^2 + 2p_e p_{e'} \cos\theta_{e'} + 2p_e p_{K^+} \cos\theta_{K^+} - 2p_{e'} p_{K^+} \cos\theta_{e'K^+} \quad (4.8)$$

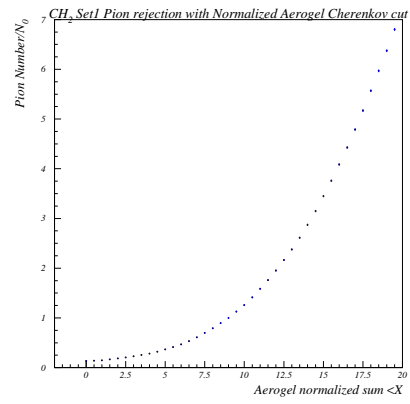
Osim rekonstruiranih momenata i kuteva čestica koje sudjeluju u reakciji te njihovih masa, potrebno je znati i nuklearne mase mete i nuklearne



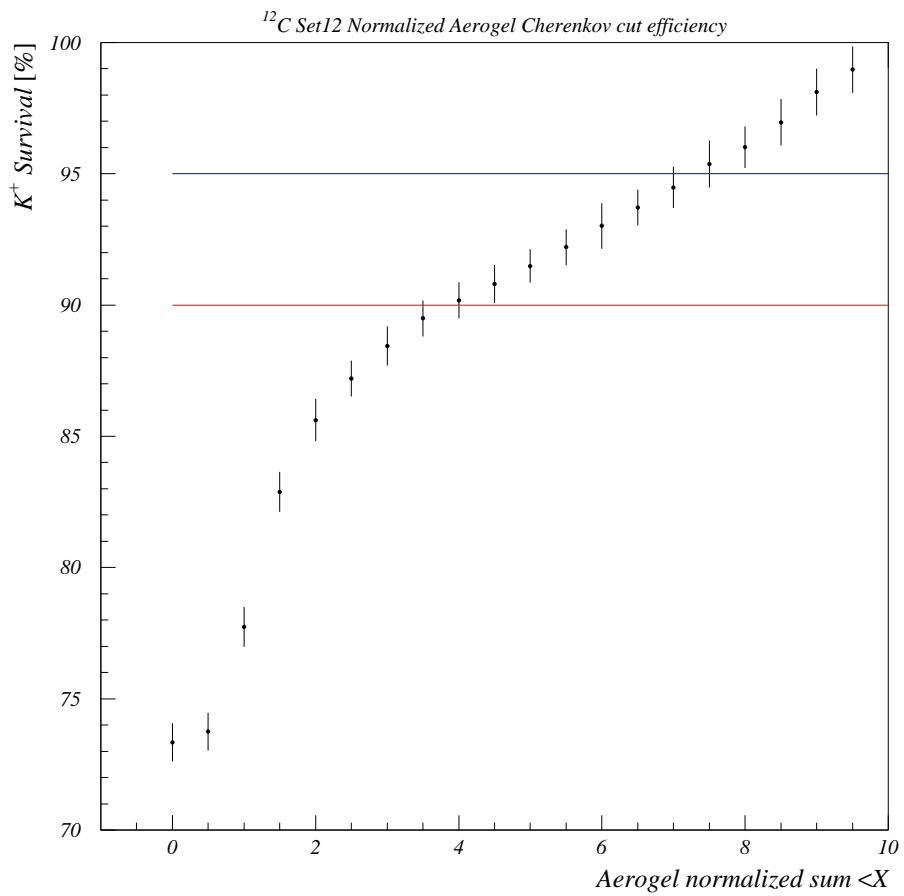
SLIKA 4.6: β_{TOF} SPEKTAR SA KORIŠTENIM AEROGEL I/ILI VODA ČERENKOV PID KRITERIJIMA. *Lijevo gore* KORIŠTEN JE AC UVJET $X_{AC} = 6$. *Desno gore* KORIŠTEN JE WČ UVJET $X_{AC} = 80$ *Dolje* KORIŠTENI SU I AČ I WČ UVJETI.



(a) Preživljavanje protona

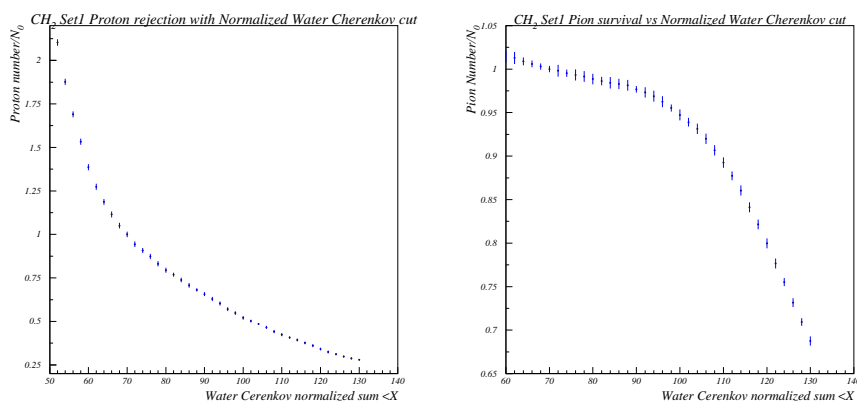


(b) Efikasnot isključivanja piona



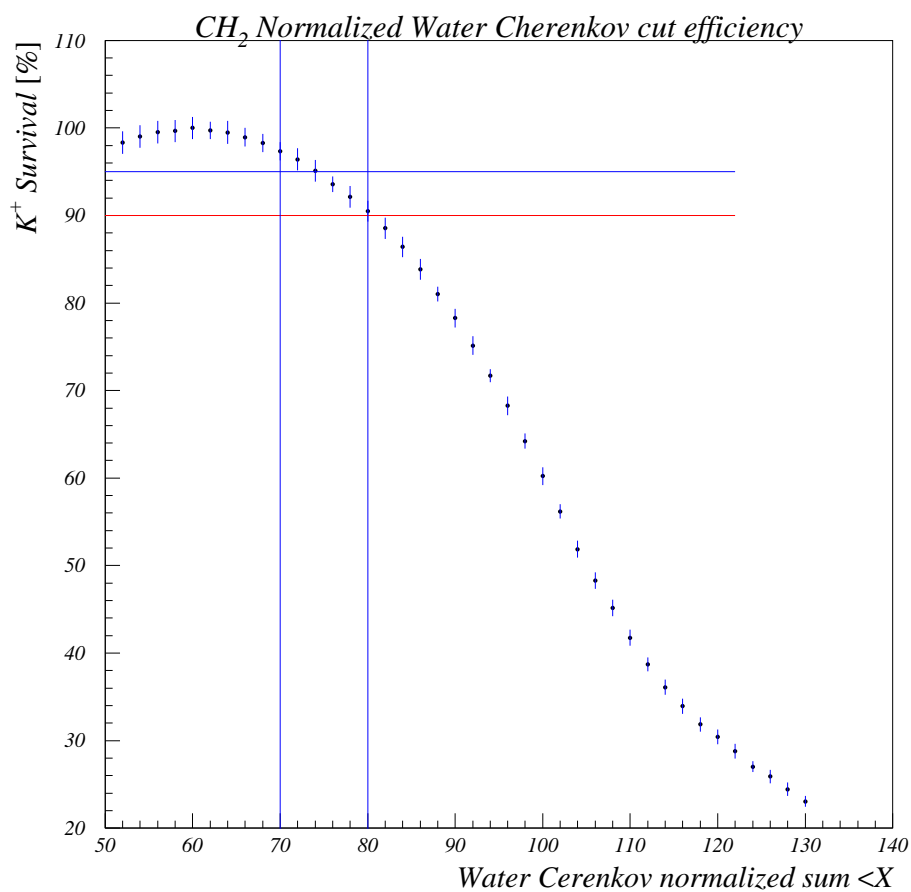
(c) Preživljavanje kaona

SLIKA 4.7: OVISNOST PREŽIVLJAVANJA PROTONA I KAONA TE EFIKASNOST ISKLJUČIVANJA PIONA O KORIŠTENOM PID UVJETU NA AČ. GREŠKA JE STATISTIČKA.



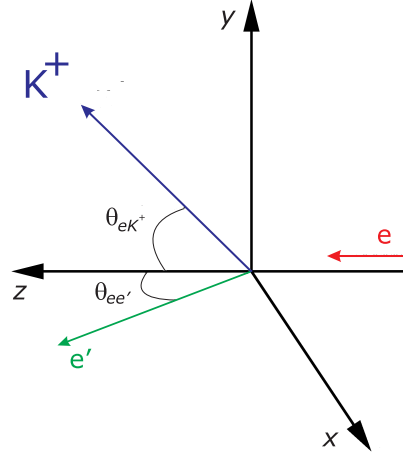
(a) Efikasnot isključivanja protona

(b) Preživljavanje piona



(c) Preživljavanje kaona

SLIKA 4.8: OVISNOST PREŽIVLJAVANJA PIONA I KAONA TE EFIKASNOST ISKLJUČIVANJA PROTONA O KORIŠTENOM PID UVJETU NA WČ. GREŠKA JE STATISTIČKA.



SLIKA 4.9: DEFINICIJA KOORDINATNOG SUSTAVA

sredice producirane hiperjezgre. U tablici tablica:masses navedene su vrijednosti nuklearnih masa korištenih u računu masenog spektra kao i granična vrijednost energije za produkciju navedene hiperjezgre. Navedene vrijednosti dobivene su pomoću G.Audi et al. [1] i jednadžbe nuklearne mase 4.9:

$$M_{Nuclear} = M_{Atom} - m_{electron}Z + B_{electron}$$

$$B_{electron} = 14.4381Z^{2.39} + 1.55468Z^{5.35}10^{-6}[eV] \quad (4.9)$$

$B_{electron}$ -energija vezanja elektrona, Z -atomski broj, $m_{electron}$ -masa elektrona.

Meta	Masa [MeV/c ²]	Nuklearna sredica	Masa [MeV/c ²]	Hipernuklearno stanje	Granična energija [MeV/c ²]
CH ₂	938.272	-	-	Λ	1115.683
(proton)	938.272	-	-	Σ	1192.642
⁶ Li	5601.518	⁵ He	4667.831	$\Lambda^6 He$	5783.514
⁷ Li	6533.834	⁶ He	5605.537	$\Lambda^7 He$	6721.220
⁹ Be	8392.751	⁸ Li	7471.366	$\Lambda^9 Li$	8587.049
¹⁰ B	9324.437	⁹ Be	8392.750	$\Lambda^{10} Be$	6721.220
¹² C	11174.864	¹¹ B	10252.548	$\Lambda^{12} B$	11368.231
²⁸ Si	26053.195	²⁷ Al	25126.506	$\Lambda^{12} Al$	26242.189

TABLICA 4.1: NUKLEARNE MASE [1] META KORIŠTENIH U E01-011 EKSPERIMENTU.

Na slici 4.11 prikazan je maseni spektar i pozadina od slučajnih koincidencija prisutnih u stvarnim kaonskim koincidencijama dobivenim elektroprodukcijom na CH_2 meti. Na spektru se jasno vide Λ i Σ vrhovi. Pozadina od slučajnih koincidencija predstavlja uprosječenu distribuciju masenog spektra od ukupno osam slučajno koincidentnih vrhova iz distribucije vremena koincidencije, kao što je prikazano na slici 4.1, odabranih sljedećim uvjetom:

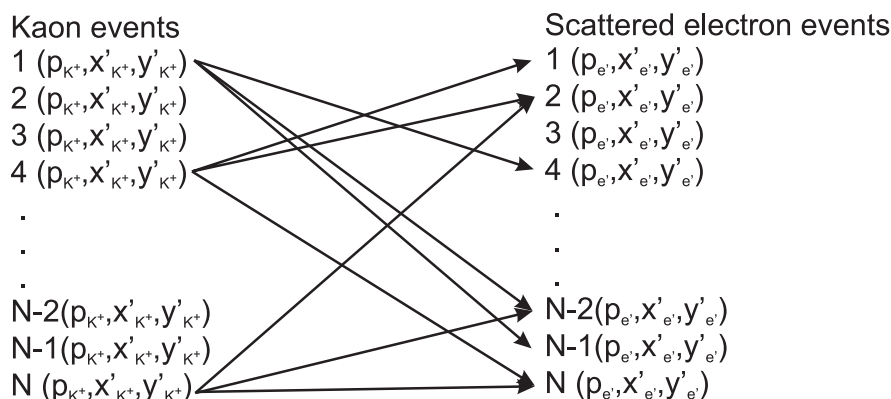
$$1[ns] < |\text{Vrijeme koincidencije}| \leq 9[ns] \quad (4.10)$$

4.3.1 Analiza pozadine od slučajnih koincidencija

Poznavanje doprinosa pozadine od slučajnih koincidencija masenom spektru je važno kod određivanja udarnih presjeka. Da bi se odredio udarni presjek doprinos pozadine od slučajnih koincidencija mora se ukloniti iz masenog spektra koji, iako je korišten uvjet $|\text{Vrijeme koincidencije}| \leq 1[ns]$, osim doprinosa od pravih koincidencija sadrži i doprinos od slučajnih, kao što je prikazano na slici 4.1.

Budući da se doprinos pozadine od slučajnih koincidencija mora ukloniti, tj. oduzeti, masenom spektru, statističke fluktuacije pozadine javljaju se i u određenom udarnom presjeku te se stoga moraju smanjiti na najmanju moguću mjeru. U tu svrhu korištena je tzv. metoda miješanih događaja (mixed event analysis) pomoću koje se praktično proizvoljno može povećati statistika pozadine od slučajnih koincidencija, odnosno smanjiti fluktuacije i pogreška pozadine.

Princip analize miješanih događaja prikazan je na slici 4.10. U analizi se koriste događaji koji su identificirani pomoću oruda za identifikaciju čestica kao kaoni, a da pritom prema vremenu koincidencije kaona i elektrona pripadaju slučajnim koincidencijama (slika 4.1(b) i jednadžba 4.10). Svaki takav događaj sadrži informacije o momentu i kutevima (p, x', y') raspršenih elektrona i kaona. Iz skupa tih događaja, u analizi mješanih događaja svakom se kaonskom momentu i kutevima $(p_{K+}, x'_{K+}, y'_{K+})$ slučajnim odabirom pridjeljuje do N (ukupan broj događaja u pozadini od slučajnih koincidencija) elektronskih momenata i kuteva $(p_{e'}, x'_{e'}, y'_{e'})$.



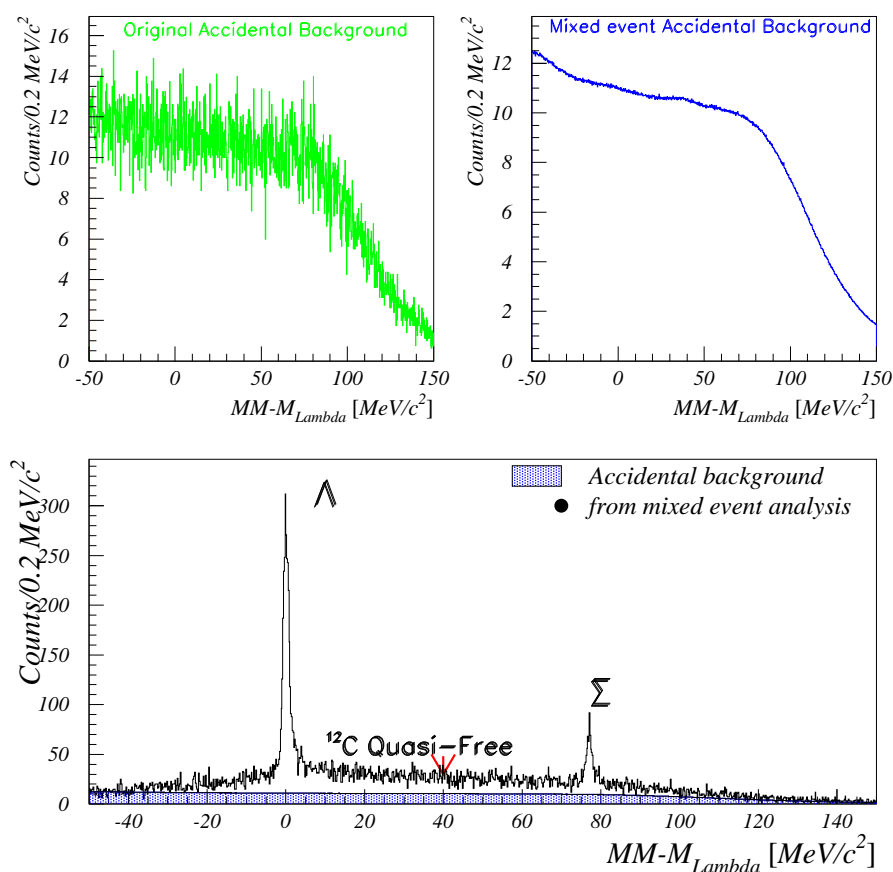
SLIKA 4.10: PRINCIP ANALIZE MJEŠANIH DOGAĐAJA ZA ODREĐIVANJE POZADINE OD SLUČAJNIH KOINCIDENCIJA.

Na taj se način značajno povećala statistika slučajnih koincidencija sa N događaja u eksperimentalnim podacima do N^2 događaja u analizi miješanih događaja. Rezultat analize miješanih događaja je glatka pozadina i manja statistička greška. Rezultat analize miješanih događaja i usporedba s eksperimentalno dobivenom pozadinom od slučajnih koincidencija prikazani su na slici 4.11.

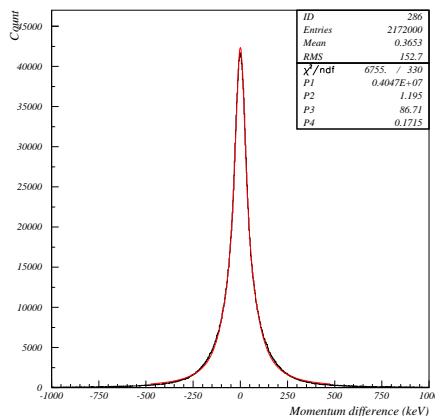
4.4 Rezolucija driftnih komora

Rezolucija HKS driftnih komora (HDC) odgovara rezoluciji kaonskih momenata koji se određuju iz trajektorija dobivenih iz informacija s driftnih komora i poznatih optičkih i kinematskih svojstava spektrometarskog sustava. Iz eksperimentalno određenih, distribucije reziduala i Chi2 distribucije rekonstruiranih trajektorija može se Monte Carlo metodom odrediti rezolucija fokalnih veličina i rezolucija rekonstruiranih momenata.

Rezolucija rekonstruiranih momenata dobivena je korištenjem eksperimentalno određenih kaonskih momenata i trajektorija (tj. fokalnih veličina $X_{if}, X_{ifp}, Y_{if}, Y_{ifp}$) iz kojih su, projiciranjem na HDC ravnine, dobiveni broj HDC signalne žice, koja je proizvela signal, i driftna udaljenost. Na svaku



SLIKA 4.11: ANALIZA MIJEŠANIH DOGAĐAJA ZA ODREĐIVANJE POZADINE OD SLUČAJNIH KOINCIDENCIJA NA Λ MASENOM SPEKTRU. *Gore lijevo* EKSPERIMENTALNO UTVRĐENA POZADINA OD SLUČAJNIH KOINCIDENCIJA. *Gore desno* POZADINA OD SLUČAJNIH KOINCIDENCIJA DOBIVENA ANALIZOM MIJEŠANIH DOGAĐAJA. *DOLJE* MM SPEKTAR S POZADINOM OD SLUČAJNIH KOINCIDENCIJA DOBIVENOM ANALIZOM MIJEŠANIH DOGAĐAJA.



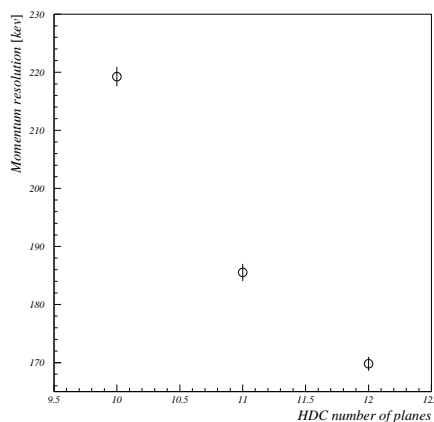
SLIKA 4.12: TIPIČNA DISTRIBUCIJA POMAKA KAONSKOG MOMENTA ZBOG GREŠKE U ODREĐIVANJU PUTANJE USLJED SIMULIRANOG REZIDUALA. DISTRIBUCIJA JE FITANA PSEUDO-VOIGT FUNKCIJOM.

driftnu udaljenost pridodani su Monte Carlo simulirani pomaci (reziduali) pri čemu su korištene eksperimentalno određene distribucije reziduala. Tako simuliran HDC događaj analiziran je kodom driftnih komora te je dobiven novi set fokalnih veličina X_f, X_{fp}, Y_f, Y_{fp} i moment kaona. Za svaki simulirani događaj računa se razlika $\delta X_f, \delta X_{fp}, \delta Y_f, \delta Y_{fp}, \delta p$ između eksperimentalno određenih fokalnih veličina, tj. kaonskog momenta, i fokalnih veličina, tj. kaonskog momenta, dobivenih iz simulacije.

Rezolucija kaonskog momenta dobivena je prilagodbom distribucije razlika eksperimentalnog i simuliranog kaonskog momenta δp pseudo-Voigt funkcijom pri čemu je rezolucija definirana parametrom C_3 (Voigt sigma) fitane funkcije. Na sličan način studirana je i ovisnost rezolucije kaonskog momenta o broju žičanih ravnina driftnih komora, ukupno ih ima dvanaest, koje sudjeluju u rekonstrukciji trajektorija.

Tipična distribucija δp veličine prikazana je na slici 4.12. Ne-gausijanski oblik je očit.

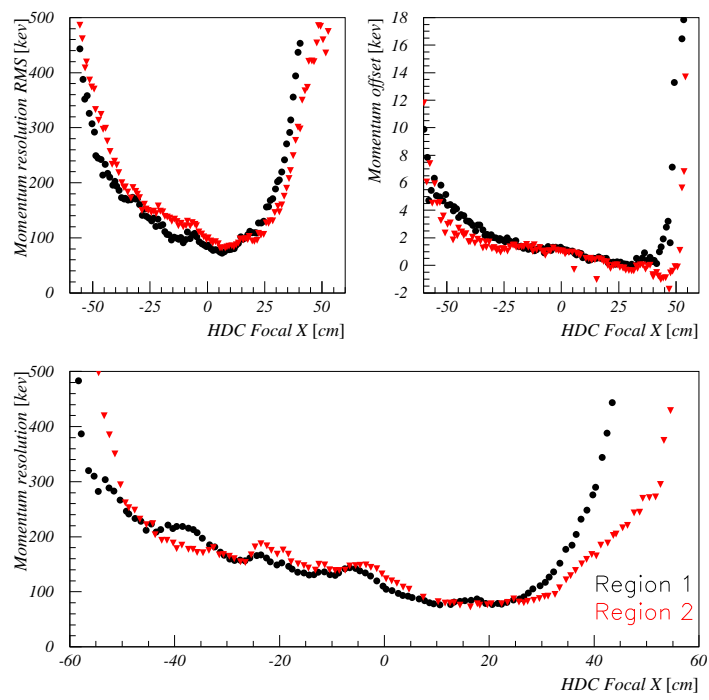
Algoritam za rekonstrukciju kaonskih trajektorija kreće s rekonstrukcijom u slučaju da potencijalna trajektorija koristi informacije s barem deset (od



SLIKA 4.13: OVISNOST PROSJEČNE REZOLUCIJE KAONSKOG MOMENTA O BROJU KORIŠTENIH HDC RAVNINA U REKONSTRUKCIJI TRAJEKTORIJA.

dvanaest) HDC ravnina. Na slici 4.13 prikazana je ovisnost rezolucije kaonskog momenta o broju korištenih HDC ravnina u rekonstrukciji trajektorija. Očekivano, bolja rezolucija dobivena je s većim brojem korištenih ravnina.

Ovisnost rezolucije momenta, dobivene fitanjem δp distribucije pseudo-Voigt funkcijom, o fokalnoj varijabli X_f prikazana je na slici 4.14. Najbolja rezolucija (Voigt sigma) od $90 \pm 5 \text{ keV}$ ($210 \pm 12 \text{ keV}$ FWHM) postignuta je u području $0 \text{ cm} < X_f < 35 \text{ cm}$. Dobivena vrijednost je blizu očekivane vrijednosti od 180 keV (FWHM). Ovaj oblik ovisnosti posljedica je korištenja eksperimentalnih podataka hipernuklearnih stanja Λ , Σ i ${}^{12}_{\Lambda}B$ u kalibraciji spektrometarskog sustava E01-011 eksperimenta. Ovisnost oslikava činjenicu da se vrijednost varijable X_f za najveći broj događaja, koji pripadaju navedenim stanjima, upravo nalazi u području najbolje rezolucije i najviše utječe na rekonstrukciju momenta (i kuteva raspršenja). Iz navedene slike (*Gore desno*) također slijedi da simulirani pomaci (reziduali) ne prouzrokuju globalne pomake kaonskog momenta jer je centar δp distribucije uglavnom oko 0 keV -a. Svi setovi podataka su podijeljeni, s obzirom na iznos Enge fokalne varijable $X f_{ENGE}$, na dvije grupe (regije): RegionI- $X f_{ENGE} \leq -12 \text{ cm}$ i RegionII- $X f_{ENGE} > -12 \text{ cm}$.



SLIKA 4.14: OVISNOST REZOLUCIJE KAONSKOG MOMENTA O FOKALNOJ VARIJABLI X_f .

Poglavlje 5

REZULTATI I DISKUSIJA

Eksperiment E01-011, druga generacija spektroskopije Λ hiperjezgre korištenjem ($e, e'K^+$) reakcije, uspješno je izveden 2005. godine na Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF, JLab).

Izmjereni su hipernuklearni spektri dobiveni elektroprodukcijom Λ čestice na ^{12}C i ^{28}Si metama pri čemu nastaju hiperjezgre $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ i $^{28}_{\Lambda}\text{Al}$. Eksperimentalni rezultati prikazani su u obliku izmjerenog broja događaja i/ili izračunatih udarnih presjeka uprosječenih preko kutne akceptancije HKS spektrometra.

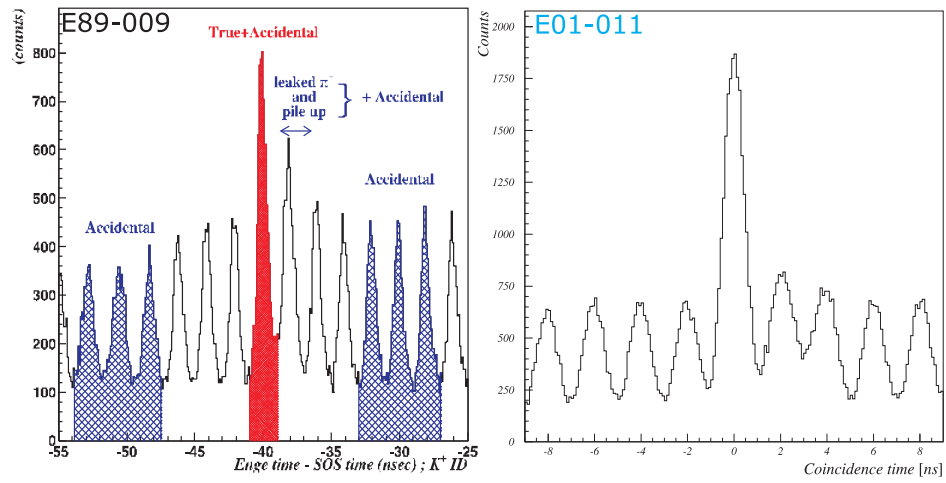
Korištene su dvije energetske skale u prikazivanju rezultata: energija veza-
nja (B_{λ}) i energija ekscitacije (E_x). Energija ekscitacije predstavlja energiju pobudjenja mjerenu s obzirom na osnovno stanje hiperjezgre:

$$B_{\Lambda} = M_{\Lambda} + M_A - M_{HY} \quad (5.1)$$

gdje je M_{Λ} masa Λ hiperona, M_A je masa nuklearne središnjice u osnovnom stanju, M_{HY} je masa hiperjezgre.

5.1 E01-011 pregled

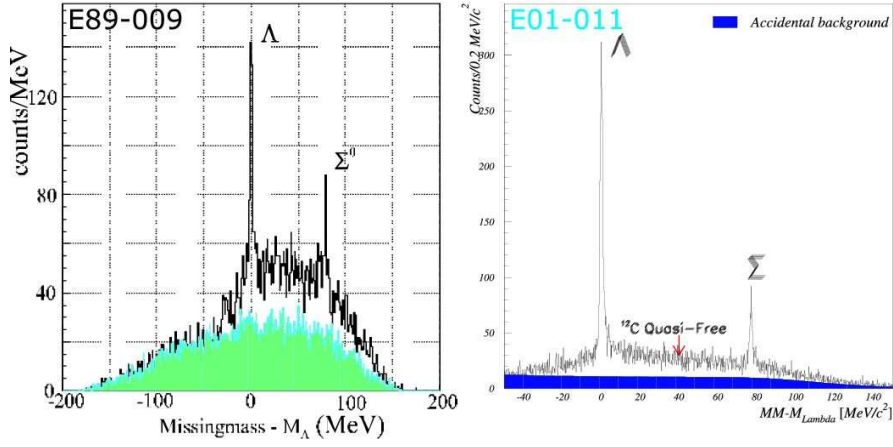
Produkcija hiperjezgre i omjera signala prema pozadini u prvoj generaciji eksperimenata elektroprodukcije [17] [34] [?] bili su limitirani velikim pozadin-



SLIKA 5.1: USPOREDBA DISTRIBUCIJA VREMENA KOINCIDENCIJA DOBIVENIH U E89-009 [17] [12] I U E01-011 EKSPERIMENTIMA. PODACI SA CH_2 METE.

skim zračenjem zakočnih (bremsstrahlung) elektrona. Eksperiment E01-011 je korištenjem drugačije konfiguracije elektronske grane spektrometarskog sustava, tzv. "Nagibne metode", smanjio količinu pozadinskog zračenja. Rezultat je bolji omjer signala prema pozadini (S/A) što je omogućilo korištenje težih meta i veće struje elektronskog snopa. Konačni rezultat nove konfiguracije je veća produkcija hiperjezgri. Upotrebljen je novi kaonski spektrometar (HKS), s većim prostornim kutom i boljom rezolucijom kaonskog momenta, dizajniran za potrebe E01-011 eksperiment.

Efekt konfiguracije upotrebjene u eksperimentu E01-011 vidljiv je iz usporedbe spektara dobivenih u eksperimentima E89-009 i E01-011. Slika 5.1 pokazuje distribucije vremena koncidence, očito je poboljšanje S/A omjera u E01-011 eksperimentu za faktor ≈ 2.5 . Na slici 5.2 prikazani su spektri dobiveni na CH_2 meti. Spektar dobiven u eksperimentu E01-011 ima veću statistiku i bolji S/A omjer.



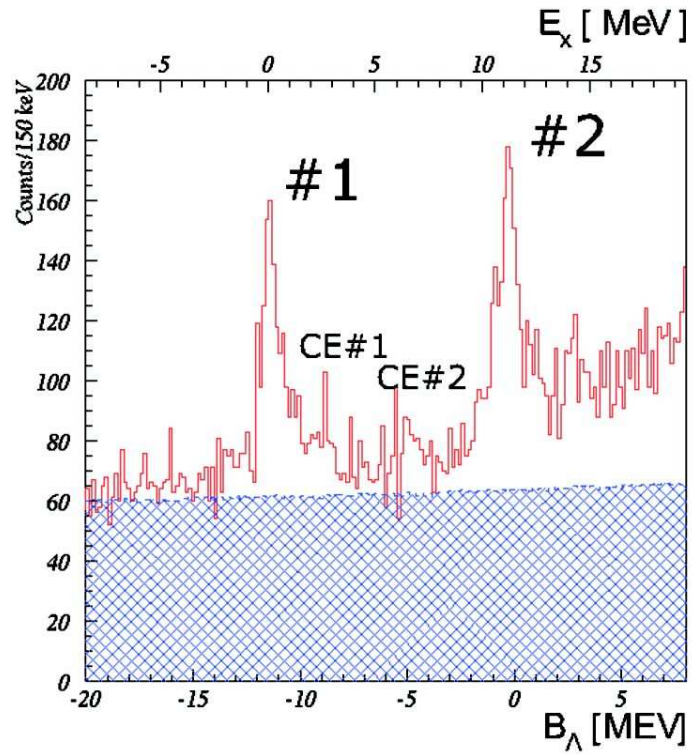
SLIKA 5.2: USPOREDBA MASENIH SPEKTARA DOBIVENIH U E89-009 [?] [12] I U E01-011 EKSPERIMENTIMA NA CH_2 METI.

5.2 Spektroskopija ${}^{12}_{\Lambda}B$ hiperjezgre

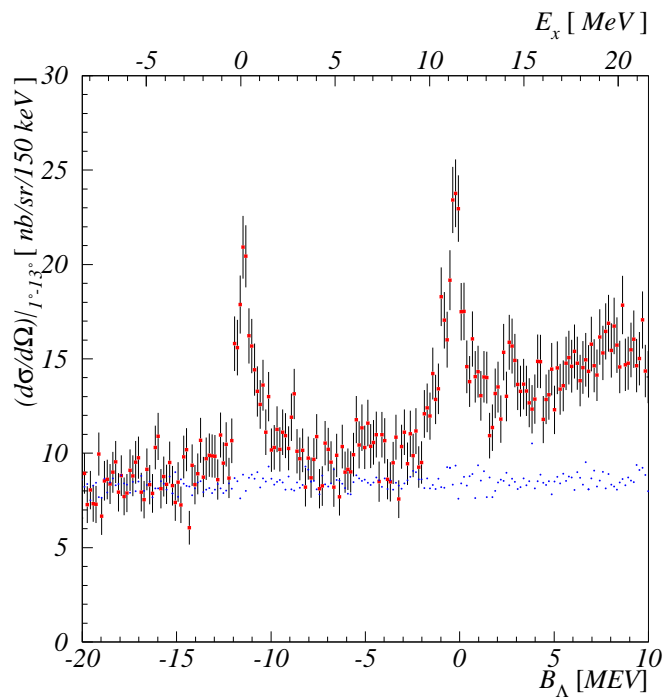
Eksperimentalni rezultati

Spektar ${}^{12}_{\Lambda}B$ hiperjezgre izmjeren u E01-011 eksperimentu prikazan je na slici 5.3 u obliku broja izmjerenih događaja te izračunatog udarnog presjeka. U oba slučaja prikazana je i kontribucija spektru od pozadinski događaja. Na slici 5.5 prikazani su udarni presjeci, nakon subtrakcije kontribucije od pozadinskih događaja, dobiveni u prezentiranoj studiji kao i u prijašnjim elektroprodukcijским eksperimentima, E89-009 (HNSS) [17] [12] [13] [?] i E94-107 [21] [11], također izvedenima na Jlab-u.

Na dobivenom spektru vidljive su dvije prominentne strukture, jedna na poziciji $B_{\Lambda} \approx -11.5 \text{ MeV}$, a druga blizu granice emisije Λ čestice na poziciji $B_{\Lambda} \approx 0 \text{ MeV}$. Navedene strukture odgovaraju konfiguracijama proton-šupljine i Λ -čestice, s_{Λ} osnovnom stanju ${}^{11}B(3/2^-) \otimes s_{\Lambda 1/2}$ odnosno zamjenjskom stanju ${}^{11}B(3/2^-) \otimes p_{\Lambda 1/2}$ te ${}^{11}B(3/2^-) \otimes p_{\Lambda 3/2}$. Između osnovnog stanja i stanja p-ljuske ${}^{12}_{\Lambda}B$ hiperjezgre postoje još dvije strukture koje su posljedica vezanja pobuđenih stanja nuklearne sredice ${}^{11}B$ i Λ hiperona. Očekuje se da energije tih stanja odgovaraju energijama pobuđenih stanja nuklearne



(a) Izmjereni broj događaja



(b) Udarni presjek

SLIKA 5.3: IZMJERENI SPEKTAR ${}^{12}_{\Lambda}B$ HIPERJEZGRE DOBIVEN ELEKTROPRODUKCIJOM NA ${}^{12}C$ METI. SPEKTAR OD SLUČAJNIH KOINCIDENCIJA TAKOĐER JE PRIKAZAN. GREŠE SU STATISTIČKE.

sredice ${}^{11}B$ jer se ${}^{12}_{\Lambda}B$ smatra kao slabo vezanje nuklearne sredice ${}^{11}B$ i Λ hiperona.

Energije vezanja i udarni presjeci dobiveni su iz eksperimentalno opaženog spektra ${}^{12}_{\Lambda}B$ jezgre prilagodbom spektra funkcijom koja je kombinacija gausijana za svako vezano stanje Λ hiperona i funkcije koja reprezentira kvazi-slobodan dio. Dobivene vrijednosti energija vezanja i udarnih presjeka pojedinog hipernuklearnog stanja navedene su u tablici 5.1.

Izmjerena rezolucija osnovnog stanja ${}^{12}_{\Lambda}B$ hiperjezgre od 470 keV (FWHM) predstavlja do sada najbolju rezoluciju dobivenu u spektroskopiji hiperjezgre.

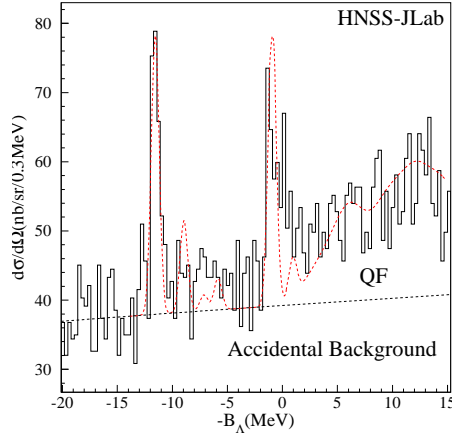
Stanje No.	E_x [MeV]	B_{Λ} [MeV]	Greška [MeV]	FWHM [MeV]	Udarni presjek [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
#1	0	-11.56	$\pm 0.01 \pm 0.15$	0.47 ± 0.07	$89 \pm 7 \pm 19$
CE#1	2.80	-8.76	$\pm 0.05 \pm 0.15$	0.45 ± 0.07	-
CE#2	6.32	-5.24	$\pm 0.07 \pm 0.15$	0.57 ± 0.07	-
#2	11.20	-0.36	$\pm 0.02 \pm 0.15$	0.52 ± 0.07	$98 \pm 7 \pm 22$

TABLICA 5.1: HIPERNUKLEARNA STANJA DOBIVENA U EKSPERIMENTU E01-011 FITANJEM ${}^{12}_{\Lambda}B$ SPEKTRA. B_{Λ} JE ENERGIJA VEZANJA, A E_x JE ENERGIJA EKSCITACIJE.

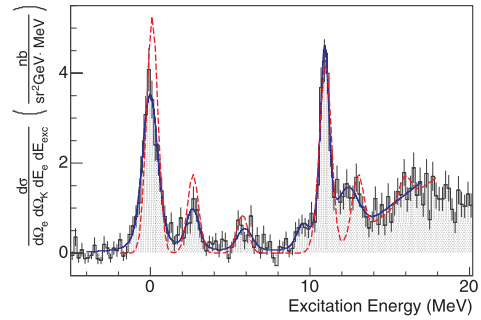
Energija vezanja dubleta osnovnog stanja ${}^{12}_{\Lambda}B$ hiperjezgre u prezentiranoj studiji iznosi -11.56 ± 0.01 (statistička) ± 0.15 (sistematska) MeV. Vrijednost je konzistentna s rezultatima dobivenim na eksperimentima s emulzijom - 11.37 ± 0.06 MeV [27]. Rezultat je isto tako konzistentan s HNSS vrijednošću od -11.52 ± 0.35 [12]. Energija vezanja dubleta stanja s Λ u p-ljusci iznosi $-0.36 \pm 0.02 \pm 0.15$ te je konzistentna s HNSS rezultatom -0.5 ± 0.2 MeV [34] i rezultatom eksperimenta E94-107 10.93 ± 0.03 MeV. Dodatna stanja su vidljiva na spektru dobivenom eksperimentom E94-107 koja nisu uočljiva u prezentiranoj studiji.

Usporedba s teorijskim predviđanjima

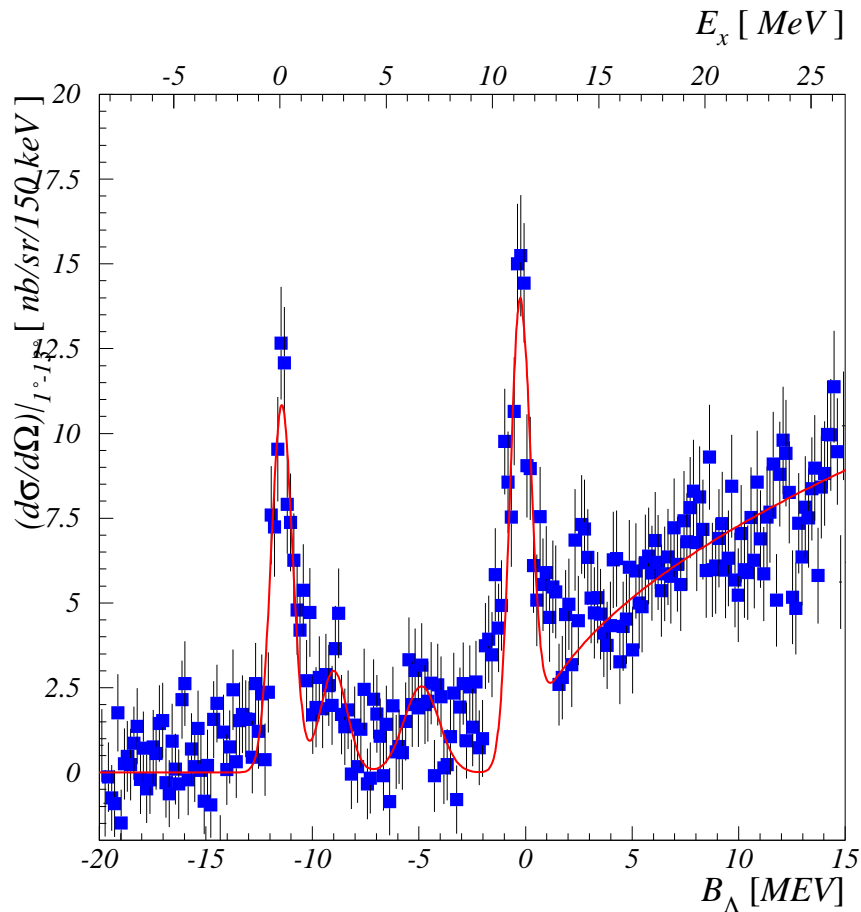
Usporedba dobivenih eksperimentalnih rezultata, udarnih presjeka, za stanja ${}^{12}_{\Lambda}B$ hiperjezgre uspoređena su s teorijskim predviđanjima baziranim na DWIA računu sa shell modelom koji uključuje konfiguracijsko miješanje i tri



(a) JLab Hall C : E89-009 [17]



(b) JLab Hall A : E94-107 [21] [11]



(c) Presentirana studija, JLab Hall C : E01-011

SLIKA 5.4: SPEKTRI ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ HIPERJEZGRE DOBIVENI U TRI EKSPERIMENTA NA JLAB-U: E89-009 [17], E94-107 [21] I E01-011 (PREZENTIRANO ISTRAŽIVANJE).

različita izobarna modela za opisivanje elementarnog procesa ($\gamma p \rightarrow \Lambda K^+$): Williams-Ji-Cotanch (C4) [20], Saclay-Lyon (SLA) model [18] and Kaon-Maid (KMAID) [16].

Sažetak i usporedba energija vezanja stanja ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ hiperjezgre dobivenih u E01-011 eksperimentu s teorijskim predviđanjima od strane M. Sotona et al [30] nalaze se u tablici 5.2. Može se izvući zaključak da je vrijednost ekscitacijske energije stanja u p-ljusci u skladu s predviđanjima. Eksperimentalno dobiveni udarni presjeci favoriziraju teorijski račun učinjen sa Saclay-Lyon (SLA) izobarnim modelom.

Stanje	Eksperimentalni rezultat		Struktura : J^{π}	Teorijska predviđanja			
	E_x [MeV]	$(d\sigma/d\Omega)_{1^{\circ}-13^{\circ}}$ [nb/sr]		E_x [MeV]	$(d\sigma/d\Omega)_{1^{\circ}-13^{\circ}}$ [nb/sr]		
				C4	SLA	KMAID	
# 1	$0.0 \pm 0.01 \pm 0.15$	$89 \pm 7 \pm 19$	${}^{11}B(\frac{3}{2}; g.s.) \otimes s_{\frac{1}{2}}\Lambda : 1^{-}$	0.0	22.8	19.7	20.7
			${}^{11}B(\frac{3}{2}; g.s.) \otimes s_{\frac{1}{2}}\Lambda : 2^{-}$	0.14	82.0	65.7	43.0
# 2	$11.20 \pm 0.02 \pm 0.15$	$98 \pm 7 \pm 22$	${}^{11}B(\frac{3}{2}; g.s.) \otimes p_{\frac{3}{2}}\Lambda : 3^{+}$	10.99	56.9	48.3	38.0
			${}^{11}B(\frac{3}{2}; g.s.) \otimes p_{\frac{1}{2}}\Lambda : 2^{+}$	11.06	107.3	75.3	68.5

TABLICA 5.2: USPOREDBA EKSPERIMENTALNO UTVRĐENIH ENERGIJA VEZANJA I UDARNIH PRESJEKA ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ HIPERJEZGRE S TEORIJSKIM PREDVIĐANJIMA.

Usporedba s zrcalnom jezgrom

Nabojno zrcalna jezgra ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ hiperjezgre je ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$. Oba spektra imaju sličnu strukturu s dva prominentna stanja. Usporedbom energetske nivoe istog spina-paritet stanja dobiva se informacija o potencijalnom lomljenju nabojne simetrije (CSB efekt).

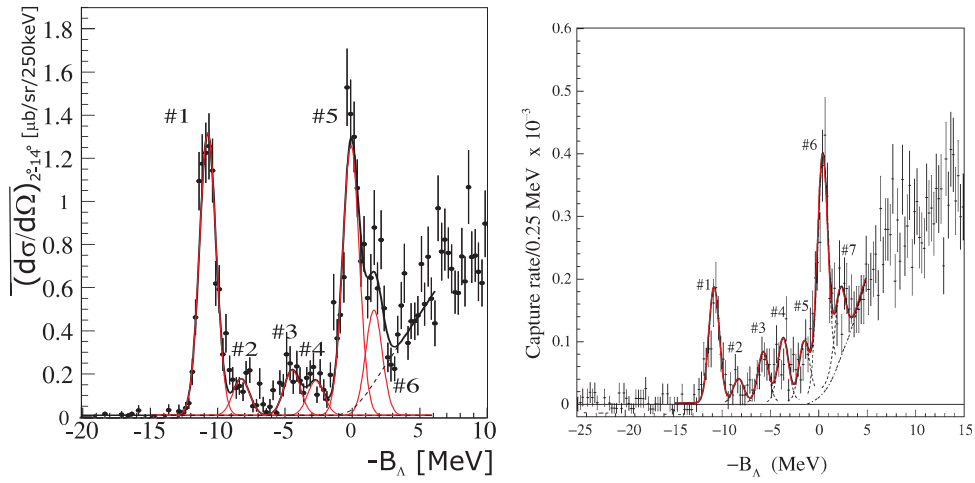
Na slici 5.5 prikazani su spektar ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ hiperjezgre dobiven u prezentiranoj studiji te spektri ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ hiperjezgre izmjereni na eksperimentima KEK-E369 [15] i FINUDA [22] [23] [24].

Energetski razmak između stanja s Λ u s-ljusci i stanja s Λ u p-ljusci dobiven u E01-011 eksperimentu je 11.2 ± 0.1 MeV. Razlika energetske razmaka ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ i ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ hiperjezgre navodi na efekt lomljenja nabojne simetrije. U tablici 5.3 prikazani su navedeni energetski razmaci između s i p-ljuske za ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ i ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ hiperjezgre te njihove eksperimentalno izmjerene i teorijski predviđene

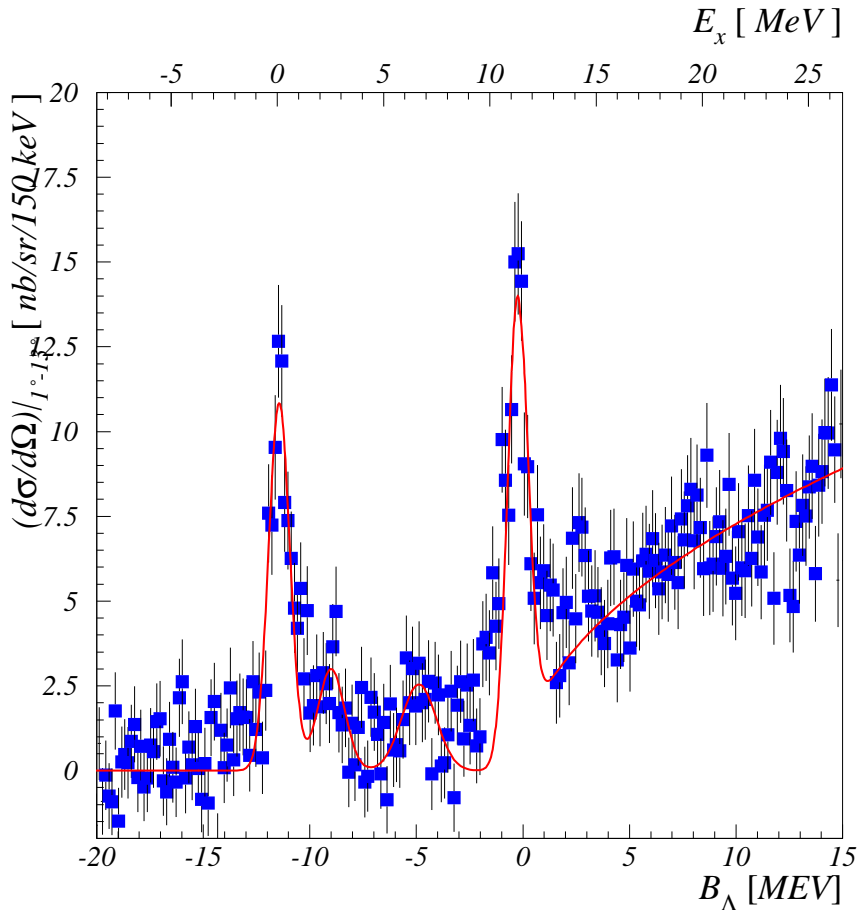
razlike. Rezultat dobiven korištenjem podataka E01-011 i KEK-E369 eksperimenta je konzistentan s teorijskim predviđanjima. Slično se ne može reći kada se koriste podaci FINUDA eksperimenta i predviđenih sedam hipernuklearnih stanja ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ hiperjezgre.

Reakcija	Eksperiment		Teorija	
	Δsp [MeV]	$\Delta\text{sp}({}_{\Lambda}^{12}\text{B})-\Delta\text{sp}({}_{\Lambda}^{12}\text{C})$ [MeV]	Δsp [MeV]	$\Delta\text{sp}({}_{\Lambda}^{12}\text{B})-\Delta\text{sp}({}_{\Lambda}^{12}\text{C})$ [MeV]
${}^{12}\text{C}(e, e'K^+)_{\Lambda}^{12}\text{B}$	$11.20 \pm 0.02 \pm 0.15$	-	11.06 [30]	-
${}^{12}\text{C}(\pi^+, K^+)_{\Lambda}^{12}\text{C}$	10.66 ± 0.04	0.54 ± 0.16	10.6 [28]	0.46
${}^{12}\text{C}(K^-, \pi^-)_{\Lambda}^{12}\text{C}$	11.2 ± 0.1	0.0 ± 0.18	10.6	0.46

TABLICA 5.3: IZMJERENI I TEORIJSKI PREDVIĐENI ENERGETSKI RAZMAK IZMEĐU STANJA S Λ U S-LJUSCI I STANJA S Λ U P-LJUSCI ZA ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ AND ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ HIPERJEZGRE [30] [28] .



(a) KEK-E369: (π^+, K^+) reakcija [15] (b) INFN-DAΦNE: (K^-, π^-) reakcija [22]



(c) Prezentirana studija JLab Hall C (E01-011): $(e, e'K^+)$ reakcija

SLIKA 5.5: SPEKTRI ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ HIPERJEZGRE DOBIVENI U (A) EKS. KEK-SKS E369: (π^+, K^+) REAKCIJA (B) EKS. DAΦNE-FINUDA: (K^-, π^-) REAKCIJA (C) SPEKTAR ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ HIPERJEZGRE IZ PREZENTIRANE STUDIJE JLAB HALL C EKS. E01-011: $(e, e'K^+)$ REAKCIJA

5.3 Spektroskopija ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ hiperjezgre

Eksperimentalni rezultat

Spektar ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ hiperjezgre izmjeren u E01-011 eksperimentu predstavlja prvu ikad učinjenu spektroskopiju hiperjezgri ($e, e'K^+$) reakcijom s Λ u stanju iznad p-ljuske. Također, u eksperimentu E01-011 je po prvi put izmjeren spektar ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ hiperjezgre.

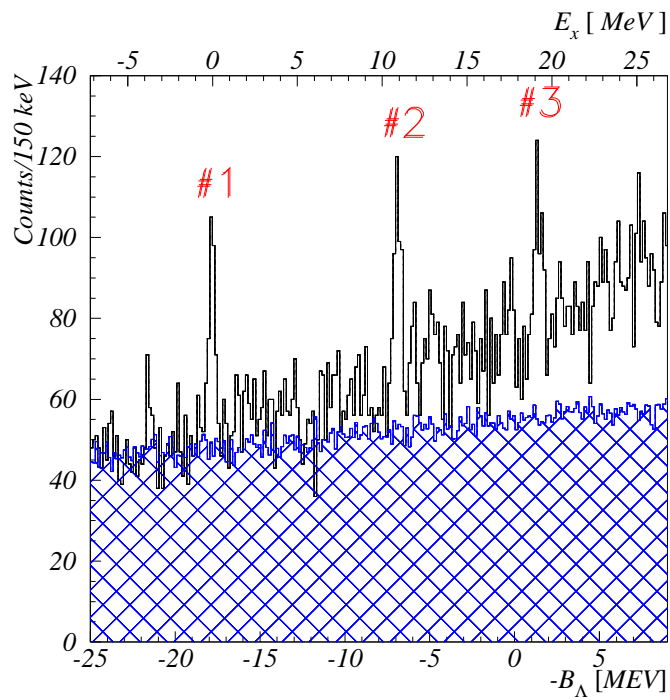
Izmjereni spektar prikazan je na slici 5.6 u obliku broja izmjerenih događaja i izradunatog udarnog presjeka sa substrahiranom kontribucijom pozadinskih događaja.

Spektar ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ hiperjezgre izmjeren u E01-011 eksperimentu prikazan je na slici 5.3 u obliku broja izmjerenih događaja te izračunatog udarnog presjeka. U oba slučaja prikazana je i kontribucija spektru od pozadinski događaja. Dobiveni spektar ima tri prominenta vrha, dva u području vezanja s energijom $B_{\Lambda} \approx -18\text{MeV}$ i $B_{\Lambda} \approx -7\text{MeV}$, a treći izvan područja vezanja s energijom $B_{\Lambda} \approx +2\text{MeV}$. Predstavljena stanja #1, #2, #3 odgovaraju konfiguraciji proton-šupljina s Λ hiperonom u $0d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes s_{\Lambda}$, $0d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes p_{\Lambda}$ i $0d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes d_{\Lambda}$.

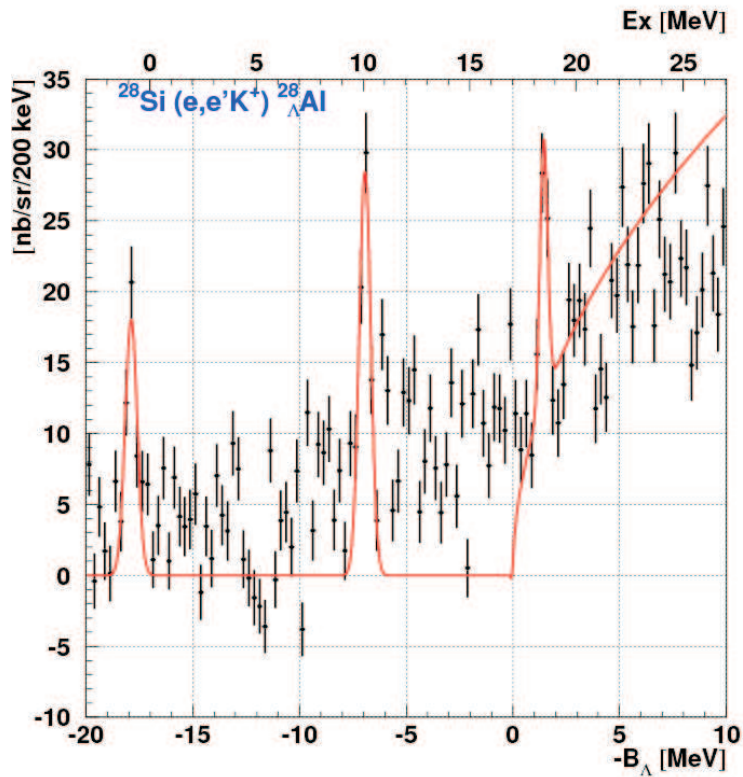
Izmjereni spektar fitan je s tri gausijana, po jedan za svako Λ vezano stanje, i polinomom drugog stupnja radi prezentacije kontinuuma. Rezultati fita, energija vezanja i ekstrahirani udarni presjek Λ vezanog stanja, navedeni su u tablici 5.4.

Stanje No.	E_x [MeV]	B_{Λ} [MeV]	Greška [MeV]	FWHM [MeV]	Udarni presjek [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
#1	0	-17.82	$\pm 0.03 \pm 0.18$	0.42 ± 0.07	$51 \pm 10 \pm 12$
#2	10.91	-6.91	$\pm 0.03 \pm 0.15$	0.48 ± 0.07	$78 \pm 13 \pm 18$
#3	19.18	1.36	$\pm 0.04 \pm 0.15$	0.58 ± 0.07	$33 \pm 7 \pm 8$

TABLICA 5.4: HIPERNUKLEARNA STANJA DOBIVENA FITANJEM SPEKTRA ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ HIPERJEZGRE DOBIVENOG U E01-011 EKSPERIMENTU.



(a) Izmjereni broj događaja



(b) Udarni presjek

SLIKA 5.6: SPEKTAR ${}^{28}_{\Lambda}Al$ HIPERJEZGRE. GREŠKE SU STATISTIČKE.

Usporedba s teorijskim predviđanjima

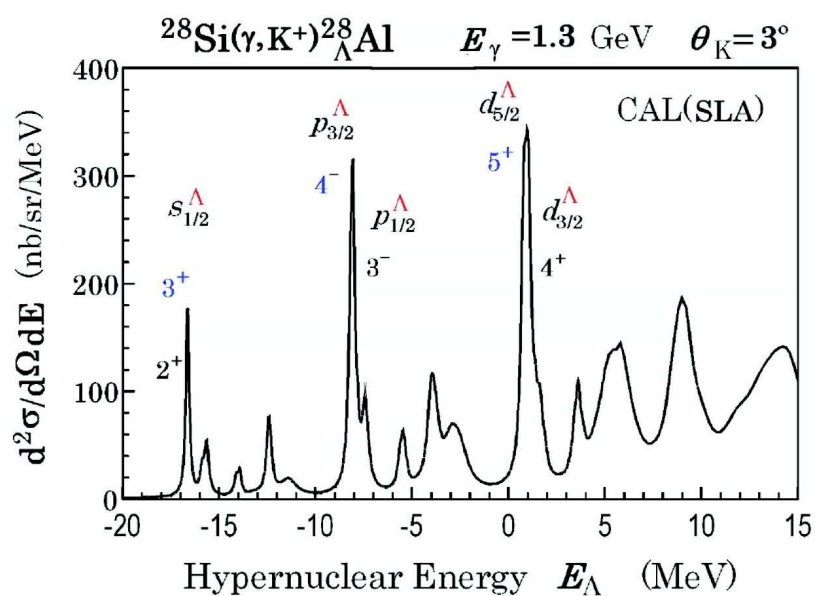
Teorijska predviđanja $^{28}Si(e, e'K^+)_{\Lambda}^{28}Al$ reakcije i ekstrakcija hipernuklearnih svojstava bazirana su na korištenju DWIA formalizma za tri različita izobarna modela za opis elementarne reakcije: Saclay-Lyon (SLA), Williams-Ji-Cotanch (C4) i Kaon-MAID (KMAID). Razlike među modelima proizlaze iz odabira uključenih nukleonskih i hiperonskih rezonancija, korištenja (ili ne-korištenja) hadronskog form faktora, korištenja (ili nekorisćenja) ograničenja iz SU(3) simetrije [31].

Na slici 5.7 prikazni su teorijski predviđeni spektar $^{28}_{\Lambda}Al$ hiperjezgre dobiven korištenjem SLA izobarnog modela. Iz prikazanog slijedi da je stanje s Λ hiperonom u s_{Λ} ljusci ustvari dublet stanja prirodnog pariteta $0d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes s_{\frac{1}{2}\Lambda} : J^{\pi} = 2^{+}$ i stanja neprirodnog pariteta $0d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes s_{\frac{1}{2}\Lambda} : J^{\pi} = 3^{+}$. Slična struktura se javlja i u stanju s Λ hiperonom u p_{Λ} ljusci ($0d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes p_{\frac{1}{2}\Lambda} : J^{\pi} = 3^{-}$, $0d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes p_{\frac{3}{2}\Lambda} : J^{\pi} = 4^{-}$ kao i u stanju s Λ hiperonom u d_{Λ} ljusci.

Rezultati teorijskog računa napravljeni od strane M. Sotona et al [30] za eksperimentalno opažena stanja $^{28}_{\Lambda}Al$ hiperjezgre navedeni su u tablici 5.5. Iako oblik spektra upućuje na konzistentnost teorijskih predviđanja i izmjenog spektra, numeričke vrijednosti navedene u tablici 5.5 upućuju na neusklađenost s teorijskim dobivenim energijama vezanja kao i u udarnim presjecima.

Stanje	Eksperimentalni rezultat		Struktura : J^{π}	Teorijska predviđanja			
	E_x [MeV]	$(d\sigma/d\Omega)_{1^{\circ}-13^{\circ}}$ [nb/sr]		E_x [MeV]	$(d\sigma/d\Omega)_{1^{\circ}-13^{\circ}}$ [nb/sr]	C4	SLA
# 1	$0.0 \pm 0.01 \pm 0.15$	$51 \pm 10 \pm 12$	$^{27}Al(\frac{5}{2}) \otimes s_{\frac{1}{2}\Lambda} : 2^{+}$ $^{27}Al(\frac{5}{2}) \otimes s_{\frac{1}{2}\Lambda} : 3^{+}$	0.0	112.7	92.1	71.8
# 2	$10.91 \pm 0.03 \pm 0.15$	$78 \pm 13 \pm 18$	$^{27}Al(\frac{5}{2}) \otimes p_{\frac{3}{2}\Lambda} : 4^{-}$ $^{27}Al(\frac{5}{2}) \otimes p_{\frac{1}{2}\Lambda} : 3^{-}$	9.42 9.67	167.7 109.1	134.9 91.3	117.5 58.5
# 3	$19.18 \pm 0.04 \pm 0.15$	$33 \pm 7 \pm 8$	$^{27}Al(\frac{5}{2}) \otimes d_{\frac{3}{2}\Lambda} : 4^{+}$ $^{27}Al(\frac{5}{2}) \otimes d_{\frac{5}{2}\Lambda} : 5^{+}$	17.6 17.9	184.7 167.1	148.4 139.1	135.1 89.9

TABLICA 5.5: USPOREDBA EKSPERIMENTALNO UTVRĐENIH ENERGIJA VEZANJA I UDARNIH PRESJEKA $^{28}_{\Lambda}AL$ HIPERJEZGRE S TEORIJSKIM PREDVIĐANJIMA.



SLIKA 5.7: TEORIJSKI PREDVIĐEN SPEKTAR ZA ${}^{28}\text{Si}(e, e'K^+){}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ REAKCIJU. RAČUN JE RAĐEN S $E_{\gamma} = 1.3 \text{ GeV}$ I $\theta_{K^+}^{LAB} = 3^{\circ}$ U SLA IZOBARNOM MODELU. [31] [33].

ZAKLJUČAK

Ova doktorska disertacija bazirana je na eksperimentalnim aktivnostima E01-011 HKS kolaboracije na Thomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News, Virginia, USA.

U poglavlju Uvod predstavljeno je područje hipernuklearne fizike: hiperon-nukleon interakcija, istraživanje unutrašnjosti jezgre, efekt medija na svojstva hiperona... Dan je kratki pregled dosadašnjih eksperimentalnih istraživanja i produkcijskih kanala, sa specijalnim osvrtom na elektroprodukcijski kanal, kojim se bavi ova disertacija, i njegove glavne karakteristike.

U drugom i trećem poglavlju opisan je eksperimentalni postav i metode kalibracije detektora E01-011 eksperimenta sa svim značajkama potrebnim da bi se ostvarilo visokorezolucijsko istraživanje hiperjezgre.

U poglavlju Analiza podataka opisane su korištene procedure i rezultati njihovih primjena u procesu dobivanja masenih spektara optimalne rezolucije.

U poglavlju Rezultati i diskusija prikazani su maseni spektri dobiveni na CH_2 , ^{12}C i ^{28}Si metama. Efektivnost eksperimentalne postave prikazana je usporedbom s rezultatima HNSS spektra. Spektar $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ hiperjezgre uspoređen je s prijašnjim rezultatima i teorijskim predviđanjima. Po prvi je put predstavljen spektar $^{28}_{\Lambda}\text{Al}$ hiperjezgre koji je usto i prvi hipernuklearni spektar dobiven ($e, e'K^+$) reakcijom s Λ u stanju iznad p-ljuske.

Popis slika

1.1	Oktet lakih $J^{\Pi}=1/2^+$ bariona. Prikaz ovisnosti o trećoj komponenti izospina I_3 i stranosti.	2
1.2	Ovisnot energije vezanja Λ jednočestičnog stanja o masenom broju nuklearne sredice	3
1.3	Hipernuklearni produkcijski mehanizmi	4
1.4	Kinematika elektroprodukcije hiperjezgri	6
2.1	Totalni udarni presjek reakcije fotoprodukcije $p(\gamma, K^+)\Lambda$. . .	8
2.2	Korelacija momenata detektiranih raspršenih elektrona i kaona	9
2.3	Ovisnost toka virtualnih fotona o kutu raspršenja elektrona za metu ^{12}C	10
2.4	Dvodimenzionalni prikaz eksperimentalne postave	11
2.5	Enge konfiguracija u eksperimentima E89-009 i E01-011	11
2.6	Kutna ovisnost produkcije elektrona zakočnim zračenjem, Moller raspršenih elektrona i toka virtualnih fotona	12
2.7	Struktura ćelije Enge driftne komore	13
2.8	Shematski prikaz Enge hodokopa	14
2.9	HKS detektorski paket	15
2.10	Shematski prikaz HKS driftnih komora	16
2.11	Shematski prikaz HKS aerogel Čerenkov detektora	17

2.12	Shematski prikaz HKS voda Čerenkov detektora	18
2.13	Ovisnost broja produciranih fotoelektrona u Čerenkovljevima o impulsu kaona	18
3.1	Tipična korelacija driftnog vremena i udaljenosti za HKS driftne komore	20
3.2	Tipična distribucija driftnog vremena Enge driftne komore	21
3.3	Tipična ovisnost driftne udaljenosti o driftnom	22
4.1	Distribucija vremena koincidencije	24
4.2	Ovisnost pomaka kaonske o pomaku pionske distribucije	26
4.3	Distribucija $\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset$	26
4.4	Distribucija čestica u ovisnosti o noramaliziranom broju fotoelektrona i $\beta_{TOF} - \beta_{K^+} - offset$	28
4.5	Identifikacija čestica voda Čerenkovim detektorom	29
4.6	β_{TOF} spektar s korištenim aerogel i/ili voda Čerenkov PID kriterijima	31
4.7	Ovisnost preživljavanja protona i kaona te efikasnost isključivanja piona o korištenom PID uvjetu na AČ	32
4.8	Ovisnost preživljavanja piona i kaona te efikasnost isključivanja protona o korištenom PID uvjetu na WČ	33
4.9	Definicija koordinatnog sustava	34
4.10	Princip analize mješanih događaja	36
4.11	Analiza mješanih događaja za određivanje pozadine od slučajnih koincidencija na Λ masenom spektru	37
4.12	Tipična distribucija pomaka kaonskog momenta zbog greške u određivanju putanje	38
4.13	Ovisnost prosječne rezolucije kaonskog momenta o broju korištenih HDC ravnina u rekonstrukciji trajektorija	39

4.14	Ovisnost rezolucije kaonskog momenta o fokalnoj varijabli X_f	40
5.1	Usporedba distribucija vremena koincidencija dobivenih u E89-099 and E01-011 eksperimentima	42
5.2	Usporedba masenih spektara dobivenih u E89-099 i E01-011 eksperimentima na CH_2 meti	43
5.3	Izmjereni spektar ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ hiperjezgre	44
5.4	Spektri ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ hiperjezgre	46
5.5	Spektri ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ i ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ hiperjezgri	49
5.6	Izmjereni spektar ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ hiperjezgre	51
5.7	Teorijski predviden spektar za ${}^{28}\text{Si}(e, e'K^+)_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ reakciju . . .	53

Popis tablica

1.1	Karakteristike različitih reakcija za produkciju hiperjezgri . . .	5
4.1	Nuklearne mase meta korištenih u E01-011 eksperimentu . . .	34
5.1	Hipernuklearna stanja dobivena u eksperimentu E01-011 fitan- njem ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ spektra	45
5.2	Usporedba eksperimentalno utvrđenih energija vezanja i udar- nih presjeka ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ hiperjezgre s teorijskim predviđanjima	47
5.3	Izmjereni i teorijski predviđeni energetski razmak između sta- nja s Λ u s-ljusci i stanja s Λ u p-ljusci za ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ and ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ hiperjezgre	48
5.4	Hipernuklearna stanja dobivena fitanjem spektra ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ hipe- rjezgre	50
5.5	Usporedba eksperimentalno utvrđenih energija vezanja i udar- nih presjeka ${}_{\Lambda}^{28}\text{Al}$ hiperjezgre s teorijskim predviđanjima . . .	52

Bibliografija

- [1] G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault. The 2003 atomic mass evaluation: (ii). tables, graphs and references. *Nuclear Physics A*, 729(1):337 – 676, 2003. The 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluations.
- [2] H. Band, T. Motoba, and Y. Yamamoto. Narrow widths of λ single particle states in hypernuclei. *Phys. Rev. C*, 31(1):265–267, Jan 1985.
- [3] C.B.Dover and D. J. Millener. In B. Frois and I. Sick, editors, *Modern Topics in Electron Scattering*, page 609, Singapore, 1991. World Scientific.
- [4] R. E. Chrien and C.B.Dover. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 39:113, 1989.
- [5] SAPHIR Collaboration. *Phys. Lett.*, B445:20–26, 1998.
- [6] R. H. Dalitz and A. Gal. *Ann. Phys*, 116:167, 1978.
- [7] D. H. Davis and J. Pniewski. *Contemp. Phys.*, 27:91, 1986.
- [8] C. B. Dover. In B. F. Gibson and W. R. Gibbs, editors, *LAMPF Workshop on (π, K) Physics*, page 3, Los Alamos, NM, 1990. AIP.
- [9] H. A. Enge. *Nucl. Instr. and Meth.*, 161:161–180, 1979.
- [10] H.C.Bhang et al. *Nucl. Phys.*, A639:269c, 1998.
- [11] J.J.LeRose et al. *Nucl. Phys.*, A804:116–124, 2008.
- [12] L. Yuan et al. *Phys. Rev. C*, 73:044607, 2006.

- [13] O. Hashimoto et al. Jlab proposal: Spectroscopic study of λ hypernuclei up to medium-heavy mass region through the $(e, e'k^+)$ reaction (unpublished).
- [14] S. Nozawa et al. *Nucl. Phys.*, A513:511, 1990.
- [15] T. Hotchi et al. Spectroscopy of medium-heavy λ hypernuclei via the (π^+, k^+) reaction. *Phys. Rev. C*, 64(4):044302, Sep 2001.
- [16] T. Mart et al. *Phys. Rev. C*, 61:012201, 1999.
- [17] T. Miyoshi et al. *Phys. Rev. Lett.*, 90:232502–1, 2003.
- [18] T. Mizutani et al. *Phys. Rev. C*, 58:72, 1998.
- [19] T. Motoba et al. Using kaon electromagnetic production to study hypernuclear t o study hypernuclear systems. In *Sendai 2003, Electrophotoproduction of strangeness on nucleons and nuclei*.
- [20] W.A. Williams et al. *Phys. Rev. C*, 46:1617, 1992.
- [21] M.Iodice et al. (JLab Hall A Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 99:052501, 2007.
- [22] M. Agnello et al. (The FINUDA Collaboration). *Phys. Lett.*, B622:35–44, 2005.
- [23] M. Agnello et al. (The FINUDA Collaboration). *Nucl.Phys.*, A754:399–409, 2005.
- [24] M. Agnello et al. (The FINUDA Collaboration). *Nucl.Phys.*, A752:139–144, 2005.
- [25] B. F. Gibson and E. V. Hungerford. *Physics Reports*, 257:349, 1995.
- [26] H. A. Enge J.E.Spencer. *Nucl. Instr. and Meth.*, 49:181–193, 1967.
- [27] M. Jurić and et.al. A new determination of the binding-energy values of the light hypernuclei (a 15). *Nuclear Physics B52*, 1972.

-
- [28] O. Richter K. Itonaga, T. Motoba and M. Sotona. Hypernuclear and λ -spin polarizations produced in the (π^+, k^+) reaction.
- [29] D. J. Millener, A. Gal, and C.B.Dover. *Phys. Rev.*, C31:499, 1985.
- [30] M.Sotona. Private communication, 2009.
- [31] T. Motoba K. Itonaga K. Ogawa P. Bydzovsky, M. Sotona and O. Hashimoto. Photo- and electro-production of medium mass lambda-hypernuclei. *arXiv:0706.3836v1 [nucl-th]*, 2007.
- [32] M. Rayet. *Nucl. Phys.*, A367:381, 1981.
- [33] M.Sotona K.Itonaga K.Ogawa O.Hashimoto T.Motoba, P.Bydzovsky. Spectroscopy of medium-mass hypernuclear production.
- [34] L. Yuan. *High precision hypernuclear spectroscopy study by the $(e, e'K^+)$ reaction*. PhD thesis, Hampton University (unpublished), 2002.