

Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovni matematički fakultet

Reakcije izazvane snopom ${}^9\text{Li}$ na metama ${}^7\text{Li}$ i ${}^{19}\text{F}$

Luka Palada
20. siječnja 2019.

Mentor: dr. sc. Neven Soić
Zavod za eksperimentalnu fiziku
Institut Ruđer Bošković

Sažetak

U ovom se radu proučavaju dvočestične reakcije izazvane radioaktivnim snopom ${}^9\text{Li}$ na meti LiF s ciljem proučavanja neutronske bogatih lakih jezgara, klusterske strukture jezgara te evolucije efekata klasteriranja s povećanjem broja neutrona.

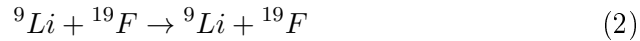
Produkti reakcija bilježeni su sustavom visoko segmentiranih silicijskih detektora, tzv. detektorskih teleskopa. Svaki teleskop se sastoji od $\approx 65\mu\text{m}$ debelog ΔE i $\approx 1500\mu\text{m}$ debelog E detektora koji zaustavljaju sve produkte reakcija. Iz prikupljenih podataka rekonstruirani su energijski spektri jezgara ${}^7\text{Li}$ i ${}^{19}\text{F}$.

Sadržaj

1	Teorijski uvod	1
1.1	Struktura jezgre	1
1.1.1	Model ljusaka	1
1.1.2	Klusterski modeli	3
1.2	Kinematika dvočestičnih nuklearnih reakcija	4
1.2.1	Energija pobuđenja nedetektirane čestice	7
1.3	Bethe-ova formula	7
2	Eksperimentalni postav i mjerenja	8
3	Rezultati i analiza mjerenja	10
3.1	Kalibracija detektora	10
3.2	Identifikacija čestica	11
3.3	Računanje energije pobuđenja	12
4	Zaključak	15
6	Literatura	17

1 Teorijski uvod

Cilj ovog rada je proučavanje nuklearnih procesa



Većina produkata i sami reaktanti su lake jezgre bogate neutronima. Na bliskim energijama pobuđenja pojavljuju se razne strukture tih jezgara. Stoga, većinu jezgara nije lako opisati unutar jednog modela. U ovom poglavlju ukratko su opisana teorijska i eksperimentalna razmatranja potrebna za analizu podataka.

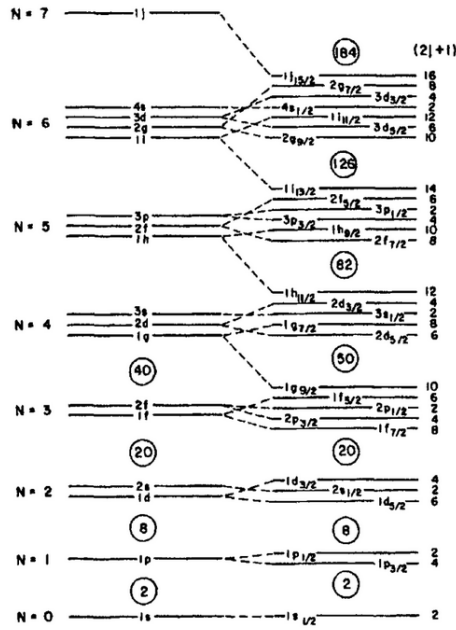
1.1 Struktura jezgre

Egzaktan teorijski opis kojim bi se mogle objasniti, ali i predvidjeti karakteristike raznovrsnih jezgri, još uvijek nije moguć. Razlog tome je da je račun svojstvenih stanja i energija prezahtjevan već za sustave nekoliko nukleona, a broj nukleona u jezgrama poznatih atoma je ujedno i premalen za isključivu upotrebu metoda statističke fizike. Preostaje jedino opisivati strukture jezgara koristeći razne modele. U ovom poglavlju ćemo se usredotočiti na opis dva najpoznatija modela. Model ljusaka koji pretpostavlja neovisno gibanje nukleona u srednjem/efektivnom potencijalu te klusterski model koji pretpostavlja grupiranje nukleona i veliku deformaciju jezgre. Važno je napomenuti da se u novije vrijeme različiti *Ab initio* modeli postali mogući te da za jezgre $A \leq 20$, dobro opisuju opažene eksperimentalne rezultate.

1.1.1 Model ljusaka

Osnovna je pretpostavka ovog modela neovisno gibanje nukleona u srednjem nuklearnom potencijalu koji dolazi od NN interakcije među svim parovima nukleona, a i u modernim računima, tročestičnih interakcija. Potporu ovoj pretpostavci daje kratkodosežna odbojna interakcija među nukleonima, kao i Paulijev princip isključenja, zbog kojih neće doći do interakcije nukleona ako ne postoji jako blisko nepopunjeno energetska stanje. Dakle, jezgre u kojima nukleoni popunjavaju stanja do Fermijeve razine nakon koje slijedi procjep, odnosno popunjavaju određenu ljusku, morale bi biti dobro opisane ovim modelom.

Eksperimentalno je takvo ponašanje uočeno kod jezgara koje sadrže “magični” broj protona i neutrona, odnosno 2,8,20,28,50,82,126 nukleona obje vrste. Slika (1). Takve se jezgre nazivaju dvostruko magičnima. Naime, njihove energije pobuđenja i energije potrebne za separaciju nukleona značajno su više nego kod susjednih jezgara, dok je oblik jezgre potpuno sferičan na što ukazuje iščezavanje kvadrupolnih momenata. Postoji analitički ansatz koji



Slika 1: Prikaz jednočestičnih stanja nukleona u sferičnom modelu ljsaka. Preuzeto iz [1]

relativno dobro opisuje efektivni nuklearni potencijal, poznat kao Woods-Saxon potencijal

$$V(r) = -V_0 \left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}} \right)^{-1} \quad (3)$$

gdje je $V_0 \approx 50 \text{ MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $a \approx 0.5 \text{ fm}$. U strukturi ljsaka dobivenoj koristeći W-S potencijal mogu se prepoznati niži eksperimentalno određeni magični brojevi 2,8,20, dok za više magične brojeve ne postoji suglasnost s očekivanjem. Potrebno je dodatno proširenje modela. Potrebno je dodati član koji opisuje vezanje spina i orbite koje lomi degeneraciju energijskih nivoa,

$$V(r) = V_{W-S}(r) + V_{so}(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (4)$$

gdje su \vec{l} i \vec{s} orbitalni i intrinzični momenti impulsa nukleona u razmatranju.

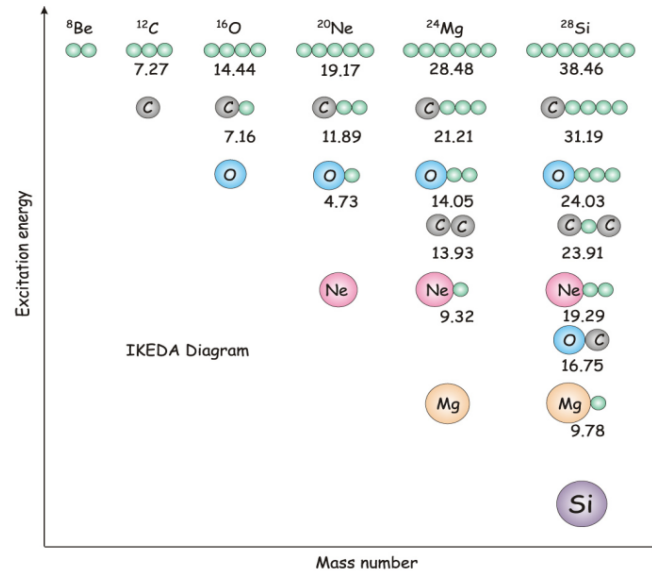
Ovakvo promatranje strukture je opravdano i za one jezgre koje odstupaju od magičnog broja za nekoliko nukleona, međutim oblik većine preostalih jezgara značajno odstupaju od sfernosimetričnog i njihova se jednočestična stanja ne uklapaju u prethodno razmatranje. Za takve jezgre koristi se deformirani model ljsaka, tzv. Nilssonov model. U ovom modelu koristimo aksijalno simetrične efektivne potencijale, tj deformirani oblik potencijala (4), gdje sada parametri ovise o kutovima. Ovim modelom se posebno dobro opisuju jezgre u području $150 \leq A \leq 190$ i $A > 230$.

Iako se stanja mnogih jezgara mogu izračunati koristeći ovaj model, eksperimentalno su otkrivena i mnoga stanja koja se teško objašnjavaju na ovaj način. Jedan od najpoznatijih modela kojim se takva stanja mogu opisivati je klusterski model, kojeg ćemo diskutirati u sljedećem poglavlju.

1.1.2 Klusterski modeli

U skladu s Paulijevim principom isključenja fermiona, nukleoni iste vrste grupiraju se u parove čiji članovi imaju spinove suprotnih orijentacija. Konfiguracija jednog para protona i neutrona ($2p + 2n$), poznatija pod nazivom α čestica koja ujedno čini jezgru ${}^4\text{He}$, ima najveću energiju vezanja po nukleonu među lakim jezgrama. Visoka energija prvog pobuđenog stanja α čestice ($\approx 20\text{MeV}$), uz visoku energiju vezanja, omogućuje gotovo nesmetano gibanje takve strukture unutar teže jezgre.

Mjerenja energije vezanja u lakim jezgrama pokazala su izraženu stabilnost jezgri parnih, tzv. α -konjugiranih ($A = C\alpha$) struktura, poput ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, itd. Klusterska struktura α konjugiranih jezgri pojavljuje se samo kada je to energijski moguće tj. u onim pobuđenim stanjima koja su blizu energije praga za α raspad. Najzorniji prikaz klusterskog fenomena je Ikedin dijagram (slika (2)) gdje je ilustrirana postepena pojava raznih klastera u jezgri s povećanjem energije pobuđenja.



Slika 2: Prikaz klusterizacije jezgri u ovisnosti o energiji pobuđenja. Ikedin dijagram. Preuzeto iz [2]

Proučavanjem lakih jezgri bogatih neutronima, točnije jezgri izvan područja stabilnosti, koje su slabo vezane, uočena je izražena klusterizacija

koja može rezultirati nuklearnom strukturom s dva ili više centara. Upravo se zbog klusterskih struktura javljaju velike varijacije u karakteristikama izotopa pri čemu se uz osnovno grupiranje nukleona u α čestice javljaju molekulske strukture¹ (neutron viška ima ulogu analognu valentnom elektronu u modelu atoma), neutronske halo (neutroni nisu ni slobodni ni čvrsto zarobljeni u blizini nekog od centra) te neutronska koža (pojava tankog vanjskog sloja neutrona u jezgrama daleko od doline β -stabilnosti).

Za modeliranje prethodno navedenih svojstava klusterske strukture, najčešće se uzima jedan od tri mikroskopska modela:

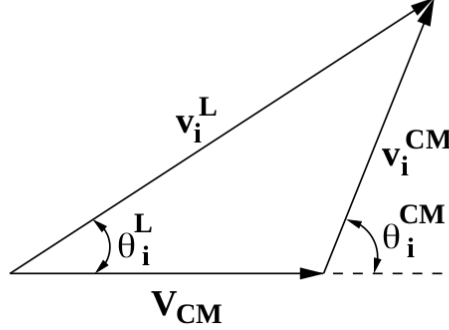
- *Model rezonantnih grupa (RGM)* - uključuje pretpostavku a priori formiranja klastera u jezgrama. Nukleoni u tom modelu su unutar jezgre separirani u dobro definirane klustere među kojima je dozvoljeno tzv. rezonantno osciliranje nukleona tj. prijelaz pojedinačnog nukleona iz jednog klastera u drugi.
- *Model uvjeta ortogonalnosti (OCM)* - proširenje RGM modela koje razmatra utjecaj Paulijevog principa isključenja na relativno gibanje klastera. Pretpostavlja se ortogonalnost stanja relativnog gibanja na unutarnja stanja klastera zabranjena Paulijevim principom.
- *Model generirajućih koordinata (GCM)* - opisuju se kolektivna gibanja u jezgri pri čemu su klasteri fiksirani u pojedinim točkama prostora što omogućava mikroskopski izračun za sustave većih masa i one s mnogo klastera. Specijalni slučaj GCM-a u kojem su svi klasteri α čestice naziva se i Bloch-Brinkov alfa klusterski model koji je ujedno poslužio za prvi modelski opis Hoyleovog stanja u jezgri ^{12}C .

1.2 Kinematika dvočestičnih nuklearnih reakcija

Dvočestične nuklearne reakcije su reakcije oblika $p + t \rightarrow 1 + 2$. S E_i^L i p_i^L obično se označuju kinetička energija, odnosno, impuls i -te čestice u reakciji, a s θ_i^L kut otklona te čestice od smjera upada projektila p , gdje L označava da je riječ o laboratorijskom sustavu. Definiranje smjera čestica nastalih u reakciji moguće je samo jednim kutom jer se dvočestične reakcije odigravaju unutar ravnine. Na niskim energijama ($< 100A \cdot \text{MeV}$) dovoljno je zadržati se na nerelativističkoj aproksimaciji. Moraju vrijediti zakoni očuvanja fizikalnih veličina poput energije, impulsa, naboja, nukleonskog broja itd.

U nuklearnim reakcijama postoji više izlaznih kanala, odnosno mogućih produkata reakcije koji se mogu razlikovati po vrstama čestica, energijama i momentima impulsa, koji se svaki pojavljuje s određenom vjerojatnošću koja velikim dijelom ovisi o Q -vrijednosti reakcije i raste s porastom Q -vrijednosti.

¹ proučavanje ^{12}Be , koji pokazuje strukturu nuklearne molekule, je cilj eksperimenta, čiji mali dio podataka je analiziran u ovom seminaru.



Slika 3: Trokut brzina za i-tu česticu. Preuzeto iz [3]

U laboratorijskom sustavu ($\vec{p}_T = 0$) zakon sačuvanja energije daje:

$$E_p^L + Q = E_1^L + E_2^L. \quad (5)$$

Q-vrijednost reakcije definirana je kao razlika ukupnih energija ulaznog i izlaznog kanala:

$$Q = (m_p + m_t - m_1 - m_2) \cdot c^2. \quad (6)$$

Zakon sačuvanja impulsa vodi na sistem jednadžbi:

$$p_1^L \cos \theta_1^L + p_2^L \cos \theta_2^L = p_p^L \quad (7)$$

$$p_1^L \sin \theta_1^L - p_2^L \sin \theta_2^L = 0. \quad (8)$$

Nešto jednostavnije je promotriti ovaj sustav u sustavu centra mase koji je definiran kao

$$\vec{r} = \frac{\sum_i m_i \vec{r}_i}{\sum_i m_i}. \quad (9)$$

Sustav centra mase (CM) je sustav u kojem centar mase miruje pa za impulse ulaznog i izlaznog kanala vrijedi:

$$p_p^{CM} + p_t^{CM} = p_1^{CM} + p_2^{CM} = 0. \quad (10)$$

Brzina centra mase u laboratorijskom sustavu (dakle, relativna brzina dva sustava) dana je s:

$$V_{CM} = \frac{m_p}{m_p + m_t} v_p^L \quad (11)$$

Na slici (3) prikazan je trokut brzina za i-tu česticu. Pomoću njega moguće je izvesti relacije između kutova i energija u laboratorijskom sustavu, te sustavu centra mase. U smjeru gibanja snopa vrijedi:

$$v_i^L \cos \theta_i^L = v_i^{CM} \cos \theta_i^{CM} + V_{CM}, \quad (12)$$

a u smjeru okomitom na snop:

$$v_i^L \sin \theta_i^L = v_i^{CM} \sin \theta_i^{CM}. \quad (13)$$

Sređivanjem se dobiva:

$$v_i^{CM} = \frac{v_i^L \sin \theta_i^L}{\sin \theta_i^{CM}}, \quad (14)$$

$$\tan \theta_i^{CM} = \frac{v_i^L \sin \theta_i^L}{v_i^L \cos \theta_i^L - V_{CM}} \quad (15)$$

Primjenom klasičnog izraza za impuls i -te čestice

$$p_i = \sqrt{2m_i E_i} \quad (16)$$

te korištenjem izraza (10) za brzinu centra mase:

$$V_{CM} = \frac{\sqrt{2m_p E_p^L}}{m_p + m_t} \quad (17)$$

i uz definiciju:

$$a_i = \sqrt{\frac{m_i}{2}} V_{CM} = \frac{\sqrt{m_i m_p E_p^L}}{m_p + m_t}, \quad (18)$$

možemo izvesti relacije koje povezuju energiju i kut izlazne čestice i u sistemu centra mase s odgovarajućim veličinama u laboratorijskom sustavu:

$$E_i^{CM} = E_i^L - 2a_i \sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L + a_i^2 \quad (19)$$

$$\cos \theta_i^{CM} = \frac{\sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L - a_i}{\sqrt{E_i^L - 2a_i \sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L + a_i^2}} \quad (20)$$

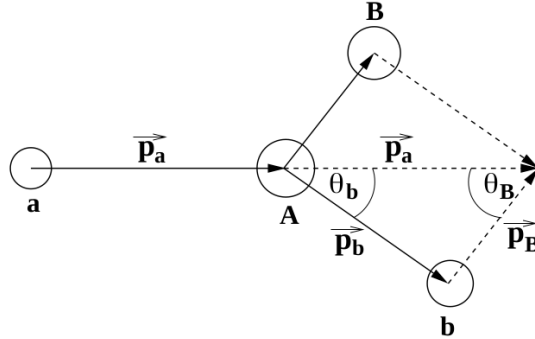
$$\Phi_i^{CM} = \Phi_i^L. \quad (21)$$

Inverzne relacije su:

$$E_i^L = E_i^{CM} + 2a_i \sqrt{E_i^{CM}} \cos \theta_i^{CM} + a_i^2 \quad (22)$$

$$\cos \theta_i^L = \frac{\sqrt{E_i^{CM}} \cos \theta_i^{CM} + a_i}{\sqrt{E_i^{CM} + 2a_i \sqrt{E_i^{CM}} \cos \theta_i^{CM} + a_i^2}} \quad (23)$$

$$\Phi_i^L = \Phi_i^{CM}. \quad (24)$$



Slika 4: Shema dvočestične nuklearne reakcije. Preuzeto iz [3]

1.2.1 Energija pobuđenja nedetektirane čestice

Dvočestična nuklearna reakcija najčešće se zapisuje kao $A(a,b)B$, gdje A označava jezgru mete, a projektil te b i B produkte reakcije od kojih se malim slovom b obično označava detektirana čestica. Slika (4). Za ove reakcije energija pobuđenja dana je s:

$$\begin{aligned} E_x &= E_a + Q_0 - E_b - E_B = \\ &= Q_0 + \frac{M_B - M_a}{M_B} E_a - \frac{M_B + M_b}{M_B} E_b + \frac{2}{M_B} \sqrt{M_a M_b} \sqrt{E_a E_b} \cos \theta_b, \end{aligned} \quad (25)$$

gdje je E_a energija snopa, M_i mase jezgara, a θ_b i E_b kut i energija detektirane čestice pomoću koje računamo energiju pobuđenja. Q_0 je Q -vrijednost reakcije u kojoj sve izlazne čestice ostaju u osnovnom stanju. Ovaj dio energije nije u kinetičkoj energiji produkata reakcije. Prethodna relacija se koristi pri analizi podataka za rekonstrukciju spektra energije pobuđenja nedetektirane čestice preko energije (E_b) i kuta (θ_b) detektirane. Posebni slučaj kada je $E_x = 0$ označava elastični kanal reakcije.

1.3 Bethe-ova formula

Bethe-ova formula opisuje gubitak energije nabijene čestice pri prolasku kroz materijal. Nabijena čestica gubi energiju u interakciji s elektronima i jezgrama atoma u materijalu. U nerelativističkom slučaju formula se svodi na

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \right], \quad (26)$$

gdje je ϵ_0 permitivnost vakuumu, e jedinični naboj, m_e masa elektrona, v brzina čestice, z protonski broj čestice, a n elektronska koncentracija u ma-

terijalu za koju vrijedi

$$n = \frac{N_A Z \rho}{A M_u} \quad (27)$$

gdje je N_A Avogadrov broj, $M_u = 1g/mol$, ρ gustoća materijala, a Z i A pripadni protonski broj i relativna atomska masa upadne čestice.

Gubitak energije u detektorima, dakle ovisi o energiji i protonskom broju dolazne čestice, što omogućuje razdvajanje i identifikaciju detektiranih čestica.

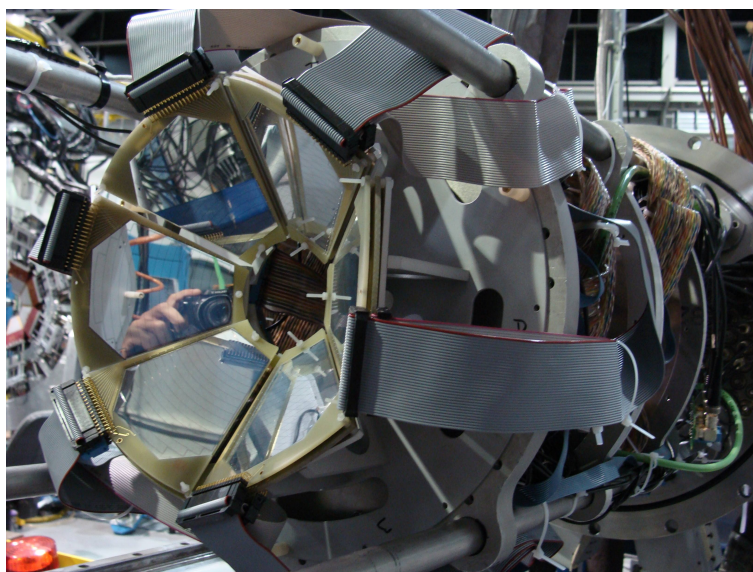
2 Eksperimentalni postav i mjerenja

Eksperiment² je izveden na akceleratorском postrojenju za radioaktivne snopove *ISAAC 2* na nacionalnom institutu za nuklearnu i čestičnu fiziku *TRIUMF* u Vancouveru u Kanadi. Postrojenje *ISAAC-2* koristi *ISOL*³ metodu proizvodnje radioaktivnih snopova. *ISOL* metoda podrazumijeva odvajanje željenih produkata reakcija nastalih bombardiranjem teških meta (npr. ²³⁸U) prethodno ubrzanim visokoenergijskim protonima. Te reakcije rezultiraju mnoštvom kanala različitih udarnih presjeka i energija. Sustavom magneta i elektronskih uređaja odabiremo željeni produkt reakcije (snop), koji se po odabiru dodatno akcelerira u posebnom akceleratoru i vodi do eksperimentalne komore, gdje se odvijaju željene reakcije [4]. Konkretno reakcije proučavane u ovom radu nastale su prethodno opisanom metodom u kojoj je konačni snop bio ⁹Li energije $E = 74.79 MeV$.

Detektorski sustav. Rad poluvodičkog detektora temelji se na procesu stvaranja elektron-šupljina parova pri prolasku nabijene čestice ili fotona, koji se prikupljaju električnim poljem u području osiromašenja. U čistim poluvodičkim kristalima broj termički pobuđenih elektrona i nastalih šupljina je isti, a uvođenjem malog broja nečistoća taj omjer se može promijeniti pri čemu se razlikuju n i p vrste poluvodiča, ovisno o vrsti većinskih nosioca naboja. Poluvodički detektori koriste materijale u kojima su spojeni n i p poluvodiči čime se stvara posebno područje oko samog spoja, tzv. područje osiromašenja. Postavljanjem negativnog polariteta na p poluvodič, a pozitivnog na n, efektivno se proširuje područje osiromašenja. Nabijena čestica svojim zaustavljanjem, odnosno gubitkom ukupnog iznosa svoje energije, proizvede parove elektron-šupljina. Proizvedeni elektroni povučeni su inverznim naponom te formiraju negativan puls dok šupljine idu u suprotnome smjeru te formiraju pozitivan puls. Pulsevi se elektronički očitavaju te

²Examining the helium cluster decays of the ¹²Be excited states by triton transfer to the ⁹Li beam, predlažaći eksperimenta Neven Soić, IRB, i M.Freer, University of Birmingham UK

³Isotope Separation On-Line



Slika 5: Detektorski sustav. Prikaz 6 teleskopa s 16 vidljivih stripova postavljenih u konfiguraciji korištenoj u eksperimentu.

se dobiva signal proporcionalan energiji koju čestice ostave prolaskom kroz detektor.

Produkti reakcija detektirani su visoko segmentiranim silicijskim detektorima. Šest teleskopa postavljeno je u konfiguraciju oblika prikazanog na slici (5). Detektori pokrivaju azimutalni kut od $\Delta\Phi \approx 360^\circ$. Svaki teleskop se sastoji od ΔE detektora debljine $70\mu\text{m}$ i $1500\mu\text{m}$ debelog E detektora koji zaustavljaju produkte reakcija (1) i (2). Ovakva konfiguracija detektora u teleskope ($\Delta E - E$) omogućava identifikaciju čestica te njihovo potpuno zaustavljanje i rekonstrukciju energije, a iz položaja stripa u kojem je detektor i kutove Θ, Φ detekcije. Svaki detektor ima 16 "stripova" (vrpci) širokih 4.5mm . Udaljenost mete od baze detektora iznosi $\approx 170\text{mm}$, a do rubova detektora $\approx 120\text{mm}$. Ovakav postav odgovara sustavu koji pokriva polarni kut $\Delta\Theta \approx 16^\circ - 48^\circ$, tj. $\Delta\Theta/\text{strip} \approx 2^\circ$.

Elektronički sustav. Uz produkte reakcija, detektori će zabilježiti veliku količinu šuma. Pozadinsko zračenje te sam elektronički sustav proizvode signale malih amplituda koje je potrebno otkloniti.

Akceleratorski sustav proizvodi snop u nakupinama, tzv. "bunches", koji stižu na metu frekvencijom $\sim \text{MHz}$. Čestice koje se promatraju proći će tanje detektore, no sigurno se zaustave u debljim detektorima. Jedna od metoda otklanjanja šuma, tj postavljanja okidača, "triggera", detektora je postavljanje uvjeta da detektori prikupljaju podatke samo onda kada se u određenom vremenskom intervalu ispune oba uvjeta, tj. da je bunch čestica stigao na metu te da je događaj očitao na jednom od debelih detektor. U

tom trenutku prikupljaju se podaci sa svih detektora.

Elektronički signali iz 16 stripova svakog detektora vođeni su kroz sustav višekanalnih pretpojačala i pojačala do analogno-digitalnih pretvarača (ADC jedinica) te vremensko-digitalnih (TDC jedinica) pretvarača. Svaki strip je povezan s jednim kanalom ADC-a, koji ukupno ima 16 kanala. Rezolucija ADC-a iznosi 12 bita, što znači da svaki kanal poprima vrijednosti amplitude u rasponu od 0 do 4096. Na taj način u konačnici ADC daje informaciju o energiji čestice (4096 mogućih vrijednosti/kanala), a iz poznatog kanala, tj. stripa poznat je i kut upada čestice (16 stripova · (6 tankih detektora + 6 debelih detektora) = 192 moguće vrijednosti).

3 Rezultati i analiza mjerenja

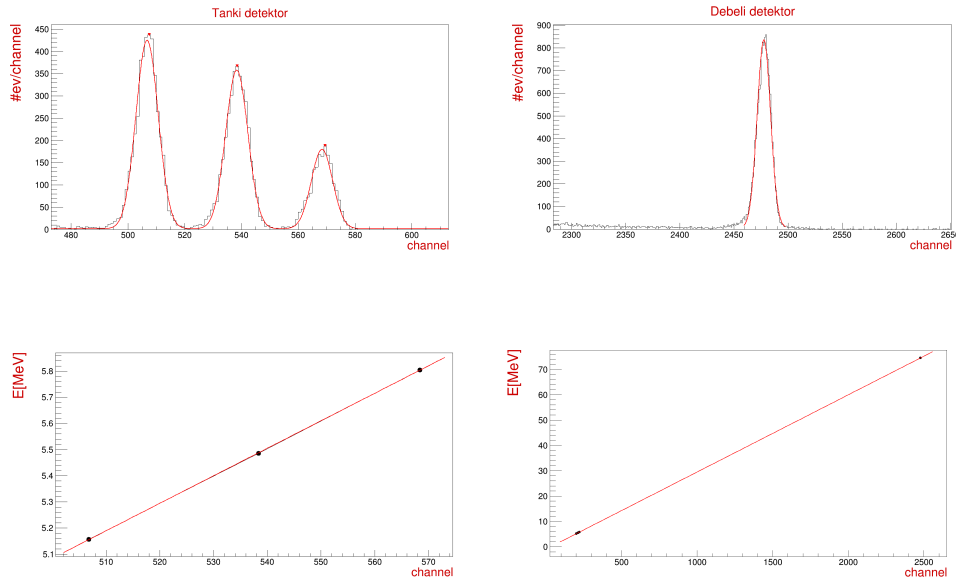
Čestica od interesa prolazi kroz tanki detektor ostavljajući dio energije, te se zaustavlja u debelom. Ukupna energija detektirane čestice dobiva se zbrojem vrijednosti očitanih u debelom te u tankom detektoru. Uz informaciju o energiji, broj stripa i detektora daju točnu poziciju, odnosno kut upada čestice što u konačnici daje informacije potrebne za analizu željenih reakcija.

Čestica na putu do tankog i debelog detektora prolazi kroz dijelove detektora i mete u kojima dodatno gubi energiju, a koja nije zabilježena elektroničkim putem. Iz tog razloga bit će potrebno korigirati konačnu energiju čestice s obzirom na dodatne gubitke u “mrtvim” slojevima detektora te zbog prolaska kroz metu snopa i samih produkata reakcije. Unutar kutnog zauzeća jednog stripa ($\approx 2^\circ$) u određenoj mjeri se mijenja kinematika, tj. kut upadne čestice, duljina prolaska i sl. što dodatno utječe na rezoluciju konačnih rezultata.

3.1 Kalibracija detektora

Kalibracija za tanke detektore izvršena je koristeći izvor α čestica nastalih α raspadom teških izotopa. Energije α čestica su dovoljno niskih energija da se sve čestice mogu zaustaviti u tankom detektoru. Za debeli detektor koristimo još dodatno elastično raspršenje ${}^9\text{Li}$ na jezgri zlata (Au). Dodatni izvor za kalibraciju debelih detektora je bitan jer nagib kalibracijskog pravca dobiven samo od α čestica ne predstavlja dovoljno dobar pravac za kalibraciju debelih detektora. Na slici (6) se vidi kako je pozicija kalibracijske točke na visokim energijama od velike važnosti za kalibraciju debelih detektora jer mala promjena pozicije te točke znatno bi utjecala na nagib kalibracijskog pravca.

Prilagodbom podataka na Gaussovu funkciju, vrhovima je pridijeljen broj kanala te konačno povezujući broj kanala s odgovarajućim energijama dobiveni su kalibracijski koeficijenti. Energije α čestica ($E_1^\alpha = 5.1566\text{MeV}$, $E_2^\alpha = 5.4856\text{MeV}$, $E_3^\alpha = 5.8048\text{MeV}$) su iste za sve detektore i za sve stripove,



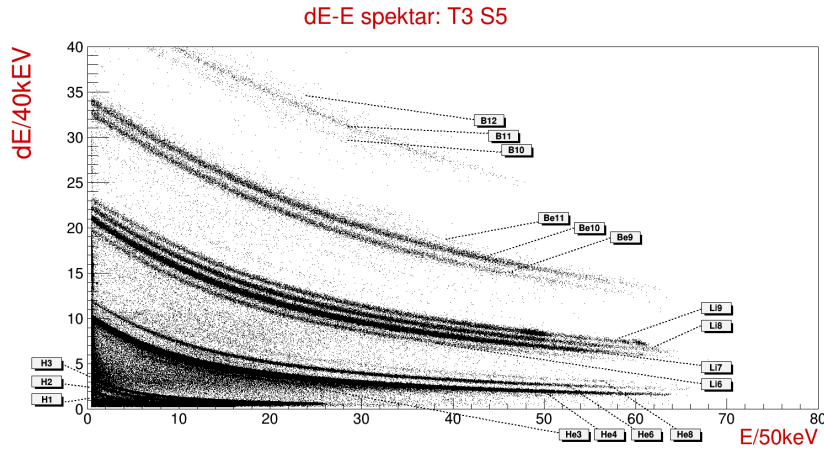
Slika 6: Izmjereni kalibracijski spektri (gore) i pravci (dolje) za tanke detektore (lijevo) i za debele detektore (desno)

tj. na svim kutevima. Energija elastičnog raspršenja na zlatu ovisi o kutu, stoga je potrebno u kalibraciji debelih detektora energiju točke koja ogovara raspršenju mijenjati ovisno o stripu, tj. o kutu. Ovaj postupak je napravljen za sve stripove svih detektora računom u programu.

3.2 Identifikacija čestica

Nuklearne reakcije ${}^9\text{Li} + {}^7\text{Li}$ i ${}^9\text{Li} + {}^{19}\text{F}$ mogu rezultirati mnoštvom izlaznih kanala. Identifikacija čestica u izlaznom kanalu omogućava i raspoznavanje samog kanala reakcije.

Identifikacija čestica se provodi pomoću $\Delta E - E$ histograma, koji za svaku česticu prikazuju ovisnost gubitka energije u tankom detektoru ΔE o gubitku energije u debelom detektoru E . Ovisnost gubitka energije čestice u nekom materijalu o protonskom (Z) i nukleonskom (A) broju je dana Bethe formulom (26). Ova ovisnost omogućava raspoznavanje detektiranih čestica jer će svaka čestica ostaviti drugačiji iznos energije prolazeći kroz tanki detektor. U grafovima različite čestice su raspoznatljive po vidljivo odvojenim linijama tzv. “bananama”. Slika (7) prikazuje primjer takvog spektra u kojem se raspoznaju izotopi jezgara od He do B. Grafičkim uvjetom na 2D spektar energija $\Delta E - E$ možemo izuzeti događaje koji odgovaraju pojedinom izotopu za daljnju analizu.



Slika 7: Primjer identifikacije čestica $\Delta E - E$ histogramom petog stripa trećeg teleskopa.

3.3 Računanje energije pobuđenja

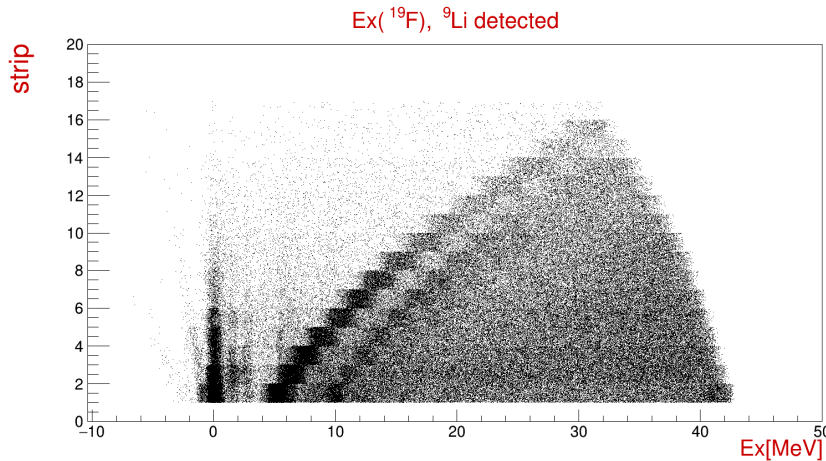
Detektirajući produkte reakcija (1) i (2), konkretno ${}^9\text{Li}$, koristeći izraz (25) izračunate su energije pobuđenja ${}^7\text{Li}$ i ${}^{19}\text{F}$. Detektirana jezgra ostavlja trag u tankom i debelom detektoru. Zbrajajući te dvije energije dobiva se energija čestice koja je ušla u detektor.

Zbrojena energija ne predstavlja točnu energiju ${}^9\text{Li}$ koji je produkt reakcija, tj. energiju koju je čestica imala u točki gdje se dogodila reakcija. Zbog raznih gubitaka energije do samog detektora i u slojevima detektora koji nisu spojeni elektroničkim putem konačna energija čestice je nešto manja od energije koju čestica ima kada napusti reakciju. Potrebno je izvršiti korekcije na detektiranu energiju. Pretpostavlja se da se reakcija dogodi u sredini mete, što znači da čestica koja napusti metu mora proći kroz sloj mete da izađe. Čestica već tu gubi energiju. Ovisno o stripu u kojem je detektirana čestica i dimenziji mete, može se izračunati točna udaljenost koju čestica prevali u meti te koristeći *SRIM software*⁴ izračunati koliko je energije izgubila u tom dijelu. Za kolekciju naboja induciranog u detektoru, na površini silicija, naparen je tanak sloj aluminijsa ($0.5 - 0.75\mu\text{m}$). Meta *LiF* je naparena na tankoj foliji ugljika. Ta folija je učvršćena na oknu od aluminijsa ali produkti reakcija u ovom slučaju ne prolaze kroz aluminijs. Čestica koja dolazi do tankog, zatim do debelog detektora također mora proći kroz to područje. Kao i u prethodnom slučaju poznavajući dimenzije tog sloja, tzv. "mrtvi" sloj detektora, koristeći *SRIM software*, računa se koliko je čestica izgubila energije. Konačno zbrajajući sve efekte gubitka energije čestice, korekcija iznosi $100 - 200\text{keV}$, ovisno o vrsti čestice i njenoj početnoj

⁴Stopping and Range of Ions in Matter software

energiji. Usporedbom s energijama čestice nakon reakcije od nekoliko MeV , korekcije su nezanemarive.

Prikupljeni podaci najzornije se mogu prikazati histogramom ovisnosti broja detektiranih događaja na nekoj energiji pobuđenja na određenom stripu (kutu). Slika (8) prikazuje jedan takav histogram. Upotrebom izraza (25) za pobuđenje nedetektirane čestice potrebno je pretpostaviti očekivanu reakciju te odgovarajuće mase čestica koje sudjeluju u reakciji. Svaka uočljiva skupina događaja na ovoj vrsti 2D grafičkog prikaza podataka ukazuje na detekciju čestica koje potječu iz različitih reakcija. Energija pobuđenja koja je posljedica onih događaja koji odgovaraju pretpostavljenoj reakciji će u grafičkom prikazu ostaviti vertikalne linije. Za preostale reakcije izraz (25), u obliku koji odgovara pretpostavljenoj reakciji, neće dati vertikalne linije, već zakrivljene.

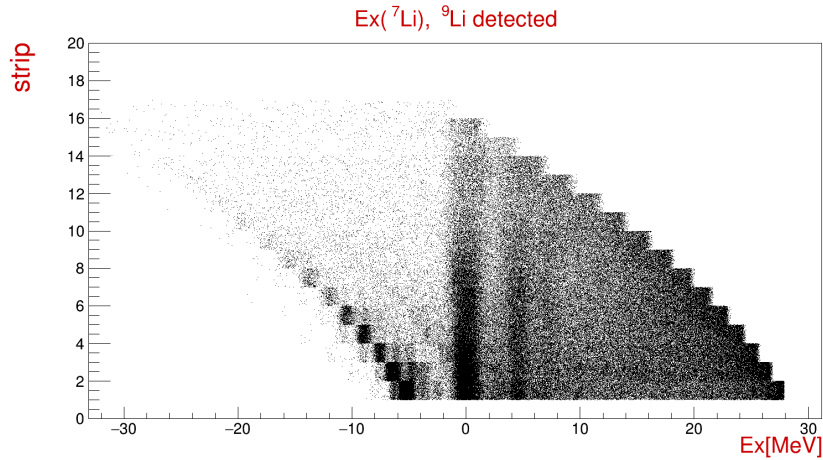


Slika 8: Kutna raspodjela energija pobuđenja ^{19}F izračunata pomoću detektiranih 9Li iz reakcije (2)

Slika (8) prikazuje energiju pobuđenja ^{19}F ovisno o kutu, za reakciju (2). Ravne linije odgovaraju osnovnom te prvih nekoliko pobuđenih stanja jezgre ^{19}F . Zakrivljene linije u desno odgovaraju stanjima jezgre 7Li iz reakcije (1), dok nekoliko događaja koji se vide kao linije zakrivljene u lijevu stranu odgovaraju reakcijama 9Li na Al.

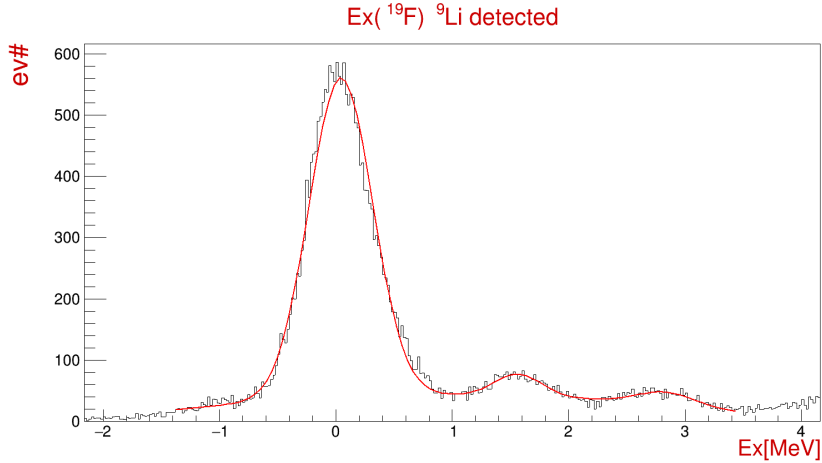
Na isti način slika (9) prikazuje energiju pobuđenja 7Li ovisno o kutu, za reakciju (1). U ovom slučaju ravne linije odgovaraju osnovnom te prvih nekoliko pobuđenih stanja 7Li . Zakrivljene linije s lijeve strane odgovaraju stanjima jezgre ^{19}F iz reakcije (2), te krajnje lijevo nekoliko događaja iz navedene reakcije na sloju aluminijska.

Projekcijom događaja prethodnih 2D grafova na x-os, dobiveni su 1D



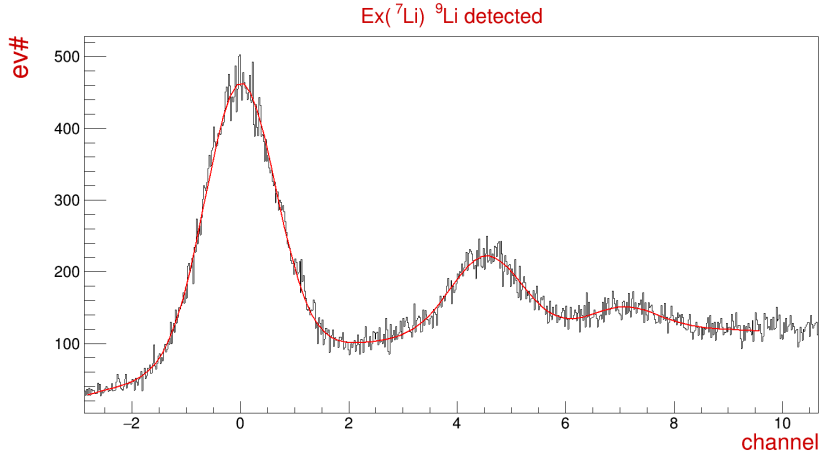
Slika 9: Kutna raspodjela energija pobuđenja ⁷Li izračunata pomoću detektiranih ⁹Li iz reakcije (1)

grafovi koji prikazuju ovisnost broja događaja o energiji pobuđenja nedetektiranih čestica. Slika (10) prikazuje takav spektar pobuđenja ¹⁹F. Jasno su vidljiva tri stanja, osnovno te dva pobuđena. Prilagodbom Gaussiana dobivamo energije tih stanja. Iznosi energija prikazani su u tablici (1) s odgovarajućim energijama iz TUNL baze podataka[5].



Slika 10: Spektar stanja jezgre ¹⁹F dobiven iz detekcije ⁹Li.

Slika (11) također prikazuje spektar pobuđenja, no u ovom slučaju jezgre ⁷Li. Također su vidljiva tri vrha, osnovno te dva pobuđena stanja. Na pobuđenim stanjima broj događaja je nešto manji, te rezolucija nešto lošija, no usporedbom energija dobivenih prilagodbom Gaussiana vidimo slaganje s energijama iz TUNL baze podataka [6]. Tablica (2).



Slika 11: Spektar stanja jezgre ${}^7\text{Li}$ dobiven iz detekcije ${}^9\text{Li}$.

Tablica 1: Energija pobuđenja ${}^{19}\text{F}$ i odgovarajuće vrijednosti iz TUNL baze podataka.

$E_{exp}(\text{MeV})$	(0.042 ± 0.003)	(1.56 ± 0.02)	(2.83 ± 0.03)
$E_{TUNL}(\text{MeV})$	0	1.5540	2.7798

Tablica 2: Energija pobuđenja ${}^7\text{Li}$ i odgovarajuće vrijednosti iz TUNL baze podataka.

$E_{exp}(\text{MeV})$	(-0.002 ± 0.005)	(4.530 ± 0.002)	(7.10 ± 0.05)
$E_{TUNL}(\text{MeV})$	0	4.652	6.604, 7.45

4 Zaključak

U ovom radu proučavane su nuklearne reakcije izazvane snopom ${}^9\text{Li}$ na meti LiF u svrhu proučavanja neutronske bogatih lakih jezgara.

Za proizvodnju snopa litija korištena je *ISOL* metoda proizvodnje snopa te kao rezultat dobiven je snop ${}^9\text{Li}$ energije $E = 74.79\text{MeV}$. Reakcijom s metom moguća su dva ishoda, reakcija ${}^9\text{Li}$ s ${}^7\text{Li}$ ili ${}^9\text{Li}$ s ${}^{19}\text{F}$. Sustavom visoko segmentiranih silicijskih detektora, tzv. detektorskih teleskopa, koji se sastoje od tankog ΔE i debelog E detektora, detektirani su produkti navedenih reakcija. U ovom radu promatrano je raspršenje snopa na jezgrama u meti, te su detekcijom raspršene jezgre ${}^9\text{Li}$, koristeći (25), rekonstruirane energije pobuđenja ${}^7\text{Li}$ i ${}^{19}\text{F}$. Elastično raspršenje odgovara osnovnim stanjima ${}^7\text{Li}$ i ${}^{19}\text{F}$, dok neelastično pobuđenim stanjima. Navedene reakcije promatrane su 2D histogramom koji prikazuje ovisnost energije pobuđenja o kute detekcije čestice. Projekcijom događaja iz 2D histograma na x-os dobiveni su 1D histogrami energija pobuđenja iz kojih su prilagodbom Gaussiana

očitane vrijednosti energija pobuđenja te konačno uspoređene s podacima iz TUNL baze podataka.

Iako ovakav način promatranja dvočestičnih reakcija nije osnovni cilj obavljenog eksperimenta, on svoju korist pronalazi u kontroli kvalitete kalibracije te geometrijskih korekcija detektora. Ovakvo promatranje ovisnosti energija pobuđenja o kutu je prvi korak pri gledanju složenijih nuklearnih reakcija. Precizni i točni rezultati ovih reakcija dokazuju da je složenija obrada podataka za tročestične ili višečestične reakcije ispravna i da su parametri eksperimenta ispravno uključeni u obradu podataka.

Također o samoj strukturi osnovnog i prvih nekoliko pobuđenih stanja više bi saznali promatrajući kutne raspodjele za svako od stanja, tj. projekcije događaja za svako opaženo stanje na y-os u 2D histogramu (kut detekcije). Kutne raspodjele ovise o momentu impulsa prebačenom u nuklearnom procesu, pa omogućuju određivanje spina i pariteta opaženih stanja. S obzirom da takva obrada podataka uključuje vrlo zahtjevno modeliranje nuklearnog procesa, nije obavljena u sklopu ovog rada, čiji je osnovni cilj upoznavanje s tehnikama i metodama obrade podataka iz mjerenja nuklearnih reakcija. Taj osnovni cilj ovog seminara je uspješno ostvaren.

Literatura

- [1] Samuel S.M. Wong: *Introductory Nuclear Physics, second edition*, Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA
- [2] von Oertzen, W.; Freer, M.; Kanada-En'yo: *Nuclear Clusters and Nuclear Molecules*, Phys. Rep. 432 (2006) 43-113
- [3] Matko Milin: *Nerelativistička kinematika nuklearnih reakcija*
- [4] M. Lindroos, CERN, Geneva, Switzerland: *Review of ISOL-type radioactive beam facilities*, Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland
- [5] http://www.tunl.duke.edu/nuclldata/HTML/A=19/19_09_1995.pdf?fbclid=IwAR2wfynBsRPYKtMe1DjCpNiNAU0fYy6US_8Pbu-ChgzuzJGE72ZZm0q8q7M
- [6] http://www.tunl.duke.edu/nuclldata/HTML/A=7/07_02_2002.pdf?fbclid=IwAR3jCz9izYs8cJbL-Yko9-uwIC9s9KLkr90-orWr1mbH1LLacU73Mb24-uQ
- [7] Leo, William R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag