

D I S E R T A C I J A

Bogdan Povh

Ljubljana

1960

1185985

V Z B U J E N A S T A N J A V J E D R U 0¹⁵



11182982

VERBODEN TOEGANG TOT DEZE



U 1286/1965

V s e b i n a

Uvod

Meritev reakcije $O^{16} (He^3, \alpha) O^{15}$

Uvod

Meritev

Rezultat

Meritev kotnih korelacij s stanja energije 7,56 MeV v O^{15}

Uvod

Meritev

Rezultat

Analiza rezultata

Meritev kaskad γ s stanja energije 8,30 MeV v O^{15}

Uvod

Meritev

Rezultat

Analiza rezultatov

Direktno ujetje protonov v N^{14}

Povzetek

Zahvala

Literatura

U V O D

Jedrski model lupin ima pestro zgodovino. Prvi poskus popisa jedrskih reakcij, s tem pa posredno tudi popisa jedra, je bila uporaba modela enega delca, ki je verjetno najpreprostejši možni model. Tak model popiše na primer sipalni presek delcev s sipanjem delcev na potencialnem loncu. Toda meritve so pokazale zelo ozke in močne resonance sipalnih in reakcijskih presekov, ki jih tako preprost model ne more razložiti. Zato so ta model opustili, posebno še po objavi Bohrovega modela vmesnega jedra (1936). Ozke resonance naj bi bile posledica sodelovanja vseh delcev v jedru, zato pa mora biti sodelovanje med delci močno in prosta pot delcev v jedru majhna v primeri s polmerom jedra. Ta model je skrajno nasprotje modela enega delca. Ker model vmesnega jedra razloži dokajšne število lastnosti jedrskih reakcij, je dolgo prevladovalo mišljenje, da je jedro preveč zapletena tvorba, da bi ga lahko podrobno obravnavali. Le nekaj lastnosti je preprostih, prav te popiše vmesno jedro.

Šele okoli leta 1950 se je okrepilo upanje, da jedro mogoče le ni tako zapleteno. Jedrskemu modelu lupin, ki je le izpopolnjena izdaja modela enega delca, se je posrečilo kvalitativno sistematizirati mnoge lastnosti osnovnih stanj jeder. Čedalje več eksperimentalnih podatkov in težaških računov kaže, da se tudi "nizko ležeča" vzbujena stanja dajo popisati z vzbujanjem posameznih delcev v jedru. Doslej ni bilo možno teoretično opravičiti modela lupin, ker problem več teles z močnim sodelovanjem ni strogo izračunan. Vendar je možno z Bruecknerjevim modelom jedrske snovi vsaj kvalitativno pokazati, da lahko model lupin dokaj resno popiše jedro. Natančnost modela je potem omejena le s prekrivanjem mezonskih plaščev delcev v jedru, ki pa je verjetno dokaj majhno.

Model vmesnega jedra je uporaben tudi, če je prosta pot delcev v jedru primerljiva s polmerom jedra, to je taka, kot jo zahteva model lupin. Tako posplošen model vmesnega jedra zelo lepo popiše optični model jedrskih reakcij.

Sistematični študij enega jedra je zelo ugoden, ker je primerjava z računom lažja. Izbira jedra O^{15} je primerna, ker vrsto podatkov o njem prispeva že zrcalno jedro N^{15} in je slika modela lupin za to jedro dobro izdelana (1).

Jedro O^{15} je zanimivo tudi za astrofiziko. Za izgorevanje vodika v zvezdah sta važna v glavnem dva procesa. Prvi je direktno izgorevanje vodika; hitrost tega procesa je določena z reakcijo $H + H \rightarrow D^2 + e^+ + \nu$, ki je teoretično dobro poznana. Drugi je ogljiko-dušikova veriga reakcij. Hitrost tega procesa določa najpočasnejši člen verige. Verjetno je to $N^{14} + p \rightarrow O^{15} + \gamma$, če le v bližini pragu te reakcije ni kake resonance. Poiskati je treba torej "vsa stanja" jedra O^{15} v bližini pragu $N^{14} + p$. Vsa stanja smo verjetno našli takrat, ko lahko enolično priredimo stanja zrcalnih jeter N^{15} in O^{15} druga drugim v upanju, da meritve niso spregledale istega stanja v obeh jedrih.

V nadaljnjem opisane meritve so bile izdelane v laboratoriju "Kellogg Radiation Laboratory". Laboratorij razpolaga s tremi elektrostatičnimi pospeševalniki z maksimalnimi energijami 0,6 MeV, 1,8 MeV in 3 MeV. Izbiro pospeševalnika določa meritve.

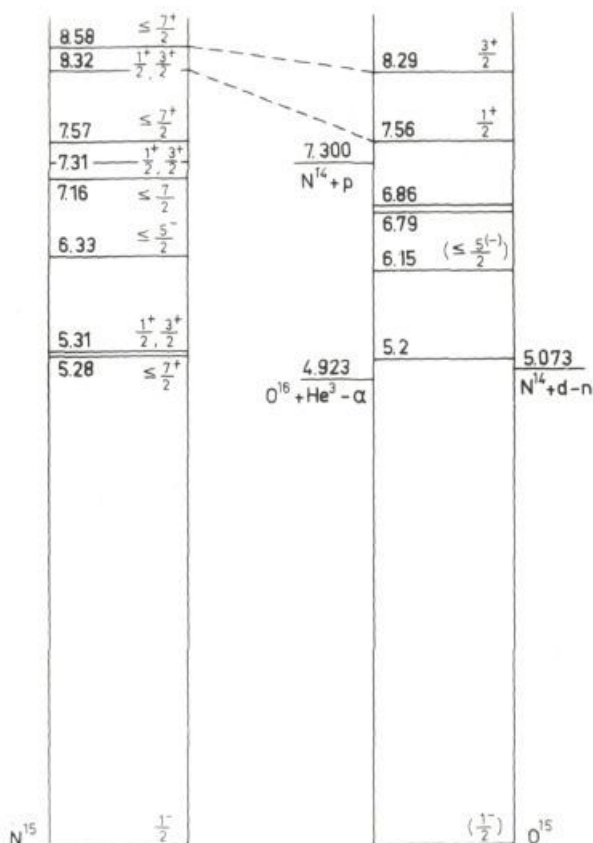
Večina tega, kar sledi, je objavljeno v naslednjih člankih:

B.Povh	Phys.Rev.	<u>114</u> ,	1114,	1959
B.Povh and D.F.Hebbard	" "	<u>115</u> ,	608,	1959
D.F.Hebbard and B.Povh	Nucl.Phys.	<u>13</u> ,	642,	1959

M E R I T E V R E A K C I J E O^{16} (He^3, α) O^{15}

U v o d

Primerjava vzbujenih stanj zrcalnih jeter N^{15} in O^{15} kaže, da sta v jedru O^{15} vsaj še dve neodkriti stanji z energijama pod 8 MeV (sl.1), kajti stanja pri 8,32 in 8,58 MeV v N^{15} ter pri 7,56 in 8,29 MeV v O^{15} so zelo verjetno zrcalna stanja. Reducirani širini stanj pri 7,56 in 8,29 MeV sta poznani iz meritev elastičnega sipanja protonov na N^{14} , s tem pa sta tudi legi zrcalnih stanj v N^{15} enolično določeni (Thomas shift) (2,3). Teorija reakcij sicer ni stroga, toda mnoge meritve kažejo, da je relativne lege zrcalnih stanj možno izračunati dokaj natančno, če so reducirane širine stanj poznane.



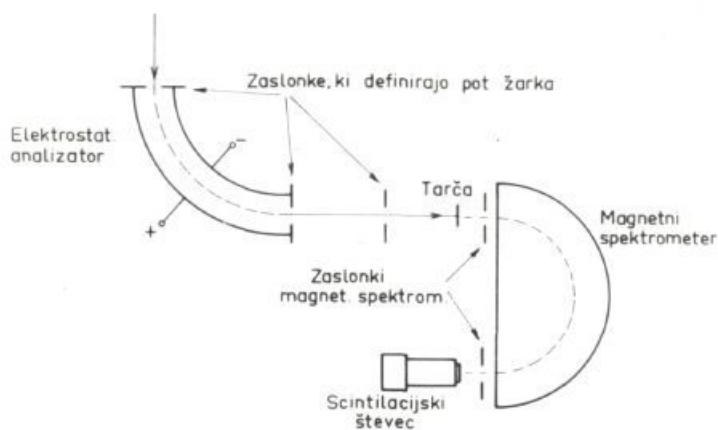
Slika 1

Stanja jedra N^{15} so dosegljiva z reakcijo $N^{14} (d, p) N^{15}$, ki je izredno ugodna za natančno merjenje energije in merjenje šibkih in močnih prehodov istočasno. Reakcija $N^{14} (d, n) O^{15} (4)$, ki je prejšnji reakciji zrcalna, je zaradi težavne detekcije nevtronov dosti manj natančna. Slaba ločljivost dostikrat ne dovoli ločiti blizu skupaj ležečih stanj, ali pa močni prehodi popolnoma prekrivajo šibke. Študij kaskad γ s pomočjo reakcije $N^{14} (p, \gamma) O^{15}$ tudi ni najprimernejši za sistematsko iskanje stanj, ker je zaradi kompleksnosti spektrov v scintilatorju zelo težko meriti šibke prehode γ v prisotnosti močnih. Tudi merjenje pragov z $N^{14} (d, n) O^{15} (5)$ odkrije le stanja z za reakcijo ugodno vrtilno količino. Slika 1 kaže z omenjenimi metodami zbrane podatke o O^{15} in N^{15} . Z možnostjo nakupa He^3 v zadostni količini se je ponudila nova možnost študija stanj z reakcijo $O^{16} (He^3, \alpha) O^{15}$. Reakcijska energija pa je za vsa stanja z izjemo osnovnega negativna in meritev delcev α v ozadju elastično sipanega He^3 ni vedno lahka.

V N^{15} sta v bližini energije 5 MeV dve 30 keV narazen ležeči stanji, pri odgovarjajoči energiji v O^{15} pa je do sedaj poznano samo eno. Zaradi različnih robnih pogojev sta zrcalni stanji v O^{15} lahko daleč narazen, če upoštevamo teoretično največji možni premik (2). Toda rezultati o reakciji $N^{14} (d, n) O^{15}$ in študije kaskad γ , bi se težko vzkladile s samo enim stanjem v bližini energije 5 MeV v O^{15} in je zelo verjetno, da sta tudi v O^{15} dve stanji blizu skupaj. Zato se gotovo izplača poskusiti razločiti ti dve stanji z reakcijo $O^{16} (He^3, \alpha) O^{15}$.

M e r i t e v

Reakcijski preseki za reakcije s He^3 so zaradi coulombske bariere pri energijah manjših kot 3 MeV tudi v lahkih jedrih zelo majhni. Zato je nujna izbira najvišje možne energije, ki jo imamo na razpolago v laboratoriju. Enkrat ionizirani delci He^3 , ki jih pospeši elektrostatični pospeševalnik za 3 MV, morajo skozi elektrostatični analizator, ki definira energijo delcev do 0,2% natančno, obenem pa služi za stabilizacijo pospeševalnika. Žarek zadene tarčo v predmetni ravnini dvojno zbiralnega magnetnega spektrometra. Nabite delce nastale pri reakciji analizira magnetni spektrometer, ki nabite delce odkloni za 180° po krogu polmera 40 cm. Z izbiro izhodne zaslonke je možno spreminjati energijsko ločljivost spektrometra v mejah od 2% - 0,2%. Nabite delce pri izhodu magneta registrira scintilacijski števec z 0,75 mm debelim scintilatorjem CsJ (Tl) (sl.2).



Slika 2

Kljub temu, da je reakcijska energija reakcije $^{16}\text{O} (\text{He}^3, \alpha) ^{15}\text{O}$ za stanje pri 5 MeV v ^{15}O negativna, je pri majhnih kotih možno ločiti delce α in elastično sipane delce He^3 . Za kote manjše kot 45° v laboratorijskem sistemu imajo delci α , ki puščajo jedro ^{15}O v vzbujenih stanjih v bližini 5,2 MeV, energijo večjo kot 2,25 MeV, če vpadajo delci He^3 z energijo 3 MeV. Elastično sipani delci He^3 pa imajo energijo nekoliko manjšo kot 3 MeV. Zaradi različnega razmerja med nabojem in maso za ione He^{4++} in He^{3++} zbira magnet ione He^{4++} z energijo večjo kot 2,25 MeV pri močnejših poljih kot ione He^{3++} z energijo 3 MeV. Pri kotih v okolici 45° zbira magnet elastično sipane ione He^{3++} in delce α , ki nas zanimajo, na istem kraju in je meritev nemogoča. Ker se energija delcev α s kotom manjša hitreje kot energija He^3 , je ločitev obeh skupin načelno možna tudi pri velikih kotih. V tem primeru zbira magnet delce He^{3++} pri močnejšem magnetnem polju kot He^{4++} . Izkazuje pa se, da tvorijo elastično sipani He^3 , ki v spektrometru utrpe večkratne trke, zvezno ozadje pri magnetnih poljih manjših kot zbiralno polje, ne pa pri večjih. Ker je sipalni presek za He^3 več velikostnih redov večji od reakcijskega, bi to ozadje onemogočilo meritev in je edino primerna izbira kotov manjših kot 45° .

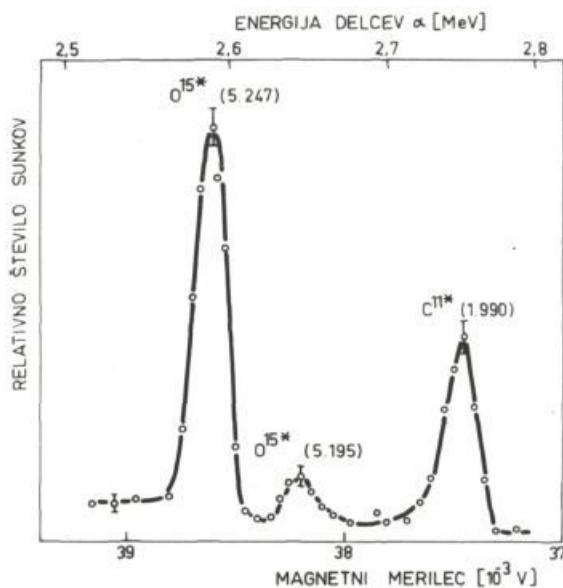
Naslednjo omejitev pri izbiri kota predstavlja reakcija $^{12}\text{C} (\text{He}^3, \alpha) ^{11}\text{C}$, ker se ogljiku na tarči ne moremo izogniti. Delci α , ki gredo v prvo vzbujeno stanje ^{11}C , imajo približno isto energijo kot delci α , ki jih je treba meriti. Izkazuje se, da je možna dobra ločitev delcev α obeh reakcij pri kotih manjših kot 35° .

Plin He^3 vsebuje majhne količine vodika in devterija, prav tako sta oba plina adsorbirana v ionskem izvoru. Zaradi velike ionizacijske energije helija je izkoristek ionskega izvora za vodik in devterij dosti boljši, kar poveča relativno količino vodikovih in devterijevih ionov v helijevem žarku. Resno preglavico delajo le ioni HD^+ , ki imajo iste lastnosti kot He^{3+} in magnetnemu ter električnemu analizatorju navkljub prispejo na tarčo. V tarči se razlete v protone energije 1 MeV in devterone 2 MeV. Magnetni spektrometer zbira devterone z energijo 2 MeV pri istem magnetnem polju kot delce α energije 4 MeV. Zaradi velikega preseka za Rutherfordovo sipanje pri majhnih kotih je število devteronov, ki se večkrat sipajo v magnetu tolikšno, da tvorijo neprijetno zvezno ozadje pri magnetnih poljih, ki odgovarjajo energijam delcev α pod 4 MeV. Energijska ločljivost detektorja (CsJ) ni dovolj dobra, da bi ločila delce α in devterone polovične energije, ko imajo delci α samo 2,25 MeV. Zato je najbolje očistiti žarek ionov HD^+ . Z 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ debelo ogljikovo folijo montirano nad elektrostatičnim analizatorjem je bilo možno razbiti ione HD^+ pred vstopom v analizator. Sedaj je analizator sposoben ločiti helijeve in vodikove atomske ione.

Za merjenje delcev α pri majhnih kotih mora biti tarča dovolj tanka, da izgubijo delci α pri prehodu skozi njo le majhen del svoje energije. Te lastnosti imata na ogljikovo folijo naporjena tarča SiO in folija $\text{Al}_2\text{O}_3(6)$, obe približno 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ debeli.

R e z u l t a t

S tako očiščenim žarkom He^{3++} je možno meriti reakcije (He^3, α) s presekom večjim kot 25 $\mu\text{b/steradian}$. Slika 3 kaže rezultat meritve s kisikovo tarčo Al_2O_3 pri kotu 15° . Podobno izgledajo spektri pri kotih 25° in 35° . Iz odvisnosti energije skupin delcev α od kota, je možno pripisati eno skupino reakciji $\text{C}^{12}(\text{He}^3, \alpha) \text{C}^{11}$, ostali dve pa reakciji $\text{O}^{16}(\text{He}^3, \alpha) \text{O}^{15}$, toda ta možnost za ti dve skupini ni edina. Zaradi majhne možne spremembe kota natančnost meritve spremembe energije ni dovolj dobra, da bi izločila tudi možnosti $\text{N}^{15}(\text{He}^3, \alpha) \text{N}^{14}$ in $\text{O}^{17}(\text{He}^3, \alpha) \text{O}^{16}$. Toda intenziteti obeh skupin sta neodvisni od izbire tarče (Al_2O_3 in SiO) in sta obe skupini najverjetneje v zvezi s kisikom. Če pripišemo obe skupini delcev α reakciji $\text{O}^{16}(\text{He}^3, \alpha) \text{O}^{15}$, je presek za močnejšo skupino $0,5 \pm 0,2$ mb/steradian, za šibkejšo pa $0,06 \pm 0,02$ mb/steradian. Če bi pa naj izvirali obe skupini iz reakcije $\text{O}^{17}(\text{He}^3, \alpha) \text{O}^{16}$, bi moral biti presek za to reakcijo velikostnega reda lb/steradian. Tako velik presek za reakcijo (He^3, α) v tem energijskem območju je zelo malo verjeten.



Slika 3

S tem je trditev, da obe skupini delcev α vodita v vzbujeni stanji O^{15} , upravičena. Iz znanih energij delcev α in znane reakcijske energije 4,923 MeV reakcije $O^{16}(He^3, \alpha) O^{15}$ za prehod v osnovno stanje je možno izračunati energiji vzbujenih stanj v O^{15} . Energiji najdenih stanj sta $5,195 \pm 0,01$ in $5,247 \pm 0,01$ MeV in energijska razlika obeh stanj je 52 ± 5 keV. Ti dve stanji sta zrcalni stanji stanj 5,31 in 5,28 MeV v N^{15} z medsebojno razliko 29 keV.

M E R I T E V K O T N I H K O R E L A C I J
S S T A N J A E N E R G I J E 7,56 MeV v 0^{15}

U v o d

Elastično sipanje protonov na N^{14} je pokazalo, da ima stanje energije 7,56 MeV v 0^{15} označbo $\frac{1}{2}^+$ (3). Če je to tako, mora biti žarkovje γ , ki sledi ujetju protonov v to stanje, izotropno. V nasprotju s tem kažejo dosedanje meritve kotnih porazdelitev odločno anizotropijo (7). Zato je prvi del meritve posvečen ponovni meritvi kotnih porazdelitev γ s stanja energije 7,56 MeV v 0^{15} . Izkaže se, da je to žarkovje izotropno in so bile prejšnje meritve napačne. S tem rezultatom je spin $\frac{1}{2}$ stanja 7,56 MeV enolično določen. Pomembnost tega rezultata je v tem, da so kotne korelacije žarkovja, ki sledi reakciji, enostavne le, če ima prvo stanje spin $\frac{1}{2}$.

Poznane energije žarkov γ s stanja 7,56 MeV so 2,4, 1,39 in 0,77 MeV in njih intenzitete so v razmerju 2 : 8 : 3. Prehod energije $2,4 \pm 0,1$ gre k enemu ali obema stanjema pri energiji 5,2 v 0^{15} , prehod energije 1,39 MeV k stanju 6,15, ki ima verjetno negativno parnost (4), prehod 0,77 MeV k enemu ali obema stanjema energij 6,79 in 6,86 MeV. Model lupin, pa tudi meritve v N^{15} predlagajo označbi $\frac{1}{2}^+$ in $\frac{5}{2}^+$ za stanji 5,19 in 5,25 v 0^{15} . Če sta ti dve označbi pravilni, bo magnetni dipolni prehod s stanja 7,56 MeV v stanje z $\frac{1}{2}^+$ močnejši kot kvadropolni prehod v stanje s $\frac{5}{2}^+$. Zato je drugi del meritve posvečen natančni meritvi energije γ z dosedanjo vrednostjo $2,4 \pm 0,1$ MeV, v upanju, da gre prehod le k enemu izmed obeh stanj. Zgornji premislek pa je le hevrističen, po-

sebno v tem primeru. Stanje 7,56 MeV je namreč izredno ne-
navadno. Jakost električnega dipolnega prehoda s tega stanja
v osnovno stanje z $\frac{1}{2}^-$ bi morala biti najmočnejša, pa je manj-
ša kot 5% celokupnega prehoda (8).

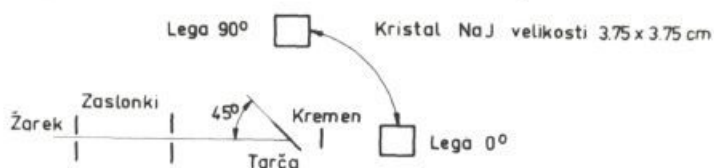
Tretji del meritve je meritev kotnih korelacij kaskad
s stanja 7,56 MeV v 0^{15} .

M e r i t e v

Za študij stanja 7,56 MeV v 0^{15} z reakcijo $N^{14}(p, \gamma) 0^{15}$
so potrebni protoni energije 277 keV. Pri teh energijah so
reakcijski preseki nabitih delcev navadno že tako majhni,
da so za njihov študij potrebni pospeševalniki z nizkimi
energijami in velikimi toki. Tem pogojem ustreza elektro-
statični pospeševalnik za 600 keV, ki lahko da toke pospe-
šenih delcev do 50 μ A. Energijska analiza pospešenih del-
cev in stabilizacija pospeševalnika sta enaka onima v pr-
vi meritvi.

Izkazalo se je, da je za poskus med poznanimi možnostmi
za dušikovo tarčo najprimernejša tarča tantalovega nitrida.
Tako tarčo je možno narediti z žarenjem tantalove pločevine
do rdečega žara v atmosferi amoniaka. Debelina tantalovega
nitrida ni bistvena, ker je merjena resonanca dovolj daleč
od sosednjih, debelina tantalove pločevine pa je bistvena.
Pločevina mora biti dovolj debela, da je lega tarče v prosto-
ru dovolj dobro definirana, tanka pa dovolj, da je absorpcija
žarkov γ pri prehodu skozi njo ne bistvena. Tem pogojem ustre-
za dobro debelina tantala 0,5 mm.

Umetnost meritev kotnih porazdelitev in kotnih korelacij je v konstrukciji simetrične geometrije. Razlik v absorpciji pri različnih kotih praktično ni mogoče računsko popraviti. Od absorpcije ni odvisno le absolutno število merjenih žarkov γ , ampak tudi oblika spektra. Tega prejšnje meritve kotnih porazdelitev žarkov γ s stanja 7,56 MeV niso upoštevale.

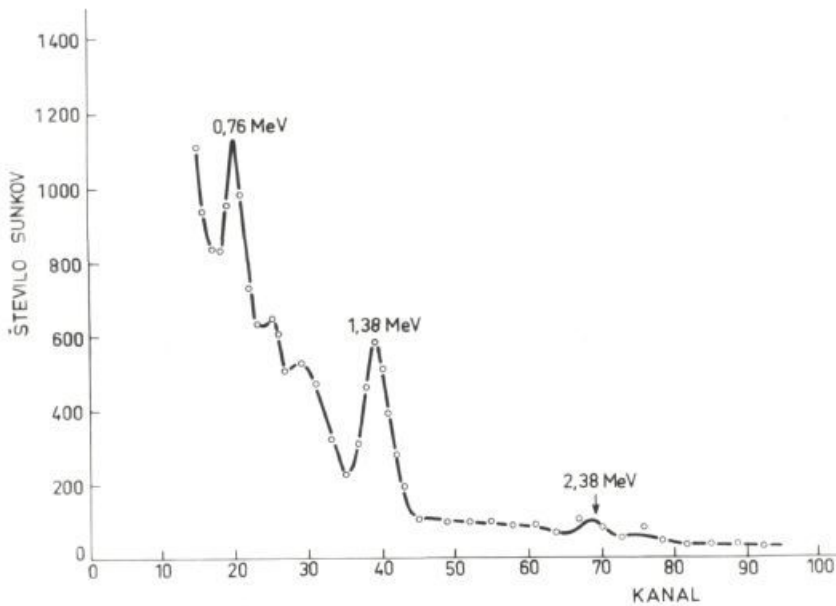


Slika 4

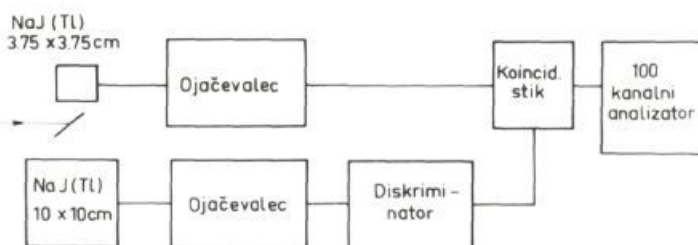
Merske priprave za merjenje kotnih porazdelitev so pokazane na sliki 4. S pomočjo tarče in kremenca je možno opazovati lego žarka, ki jo določajo zaslonke. Po uporabi je možno kremen odstraniti. Legi 0° in 90° sta simetrični. Prednje ploskve kristala so 5 cm oddaljene od osi vrtenja. Preiskus simetrije z reakcijo $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ pri energiji protonov 459 keV, za katero je poznano, da ima izotrop-

no kotno porazdelitev, je pokazal, da je geometrijska asimetrija priprave manjša kot 1%. S tem je vera v pravilnost meritve kotnih porazdelitev pri reakciji $N^{14}(p, \gamma)O^{15}$ upravičena. Meritev pokaže, da je anizotropija teh žarkov γ manjša kot 2%. (statistična napaka).

V celotnem spektru natančna meritev energije žarka γ pri 2,4 MeV ni možna (sl.5). Žarki γ energije 5,2, 6,15, 6,79 MeV, ki sledijo v kaskadi žarkom 2,4, 1,35, 0,77 MeV, ustvarjajo tako močno ozadje, da je žarek 2,4 MeV v celotnem spektru komaj viden. Dober spekter je možno dobiti s pomočjo koincidence (sl.6).



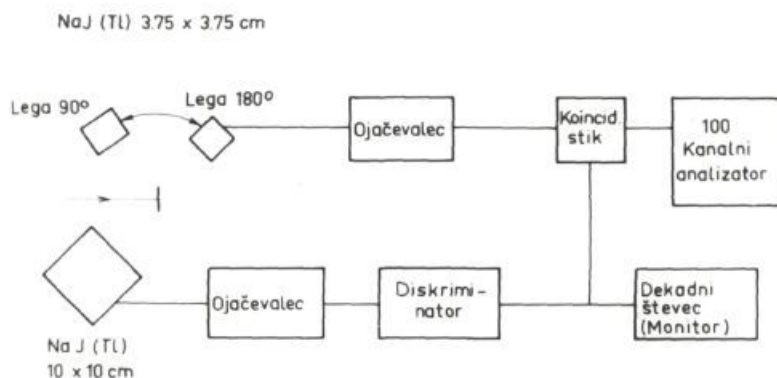
Slika 5



Slika 6

Kristal velikosti 10 x 10 cm ima dober izkoristek za žarke visokih energij. Diskriminator, ki mu sledi, prepušča le pulze, ki ustrezajo energijam γ večjim kot 3,5 MeV. Pulze kristala 3,75 x 3,75 cm, ki so v koincidencah s pulzi velikega kristala, registrira 100 kanalni analizator. Zaradi zelo majhnega pridelka reakcije je ločljivost koincidenčnega stika 2 μ s zadostna. Spekter 100 kanalnega analizatorja pokaže le žarke γ energij 2,4, 1,39, 0,77 MeV. Sedaj je meritev energij teh žarkov γ možna. Z uporabo koincidencah se čas meritve podaljša na približno 12 ur. Ker je stabilnost elektronike, posebno elektronske pomnoževalke dvomljiva, je bilo potrebno kontrolirati stabilnost vsake pol ure s torijevim izvorom. Izkazalo se je, da je bila med meritvijo ojačitev bolj kot na 0,5% stabilna. Z umeritvijo spektra z znanima izvoroma torija (2,76 MeV) in Co^{60} (1,2 in 1,3 MeV) so energije žarkov γ

$2,38 \pm 0,02$, $1,38 \pm 0,02$, $0,76 \pm 0,02$ MeV in prehodi grede v sledeča stanja 0^{15} : 5,19 MeV, 6,15 MeV, 6,79 MeV.



Slika 7

Slika 7 kaže geometrijo meritve kotnih korelacij. Ker ima stanje $7,56$ spin $\frac{1}{2}^+$, sta obe magnetni stanji enako zasedeni in so kotne korelacije kaskad neodvisne od smeri protonskega žarka. Legi 90° in 180° označujeta relativni položaj malega kristala nasproti velikemu. Oddaljenost prednjih ploskev obeh kristalov od središča tarče je 5 cm. Zaradi nizke energije protonov (277 keV) je ozadje žarkov γ , ki pride od zaslona, manjše kot 1% žarkovja reakcije $N^{14}(p, \gamma) O^{15}$. Zato je število registriranih pulzov v nepremičnem velikem kristalu dober monitor celotnega pridelka reakcije $N^{14}(p, \gamma) O^{15}$. Tak monitor je boljši kot integriranje toka, ker ni občutljiv na majhne izgube dušika v tarči.

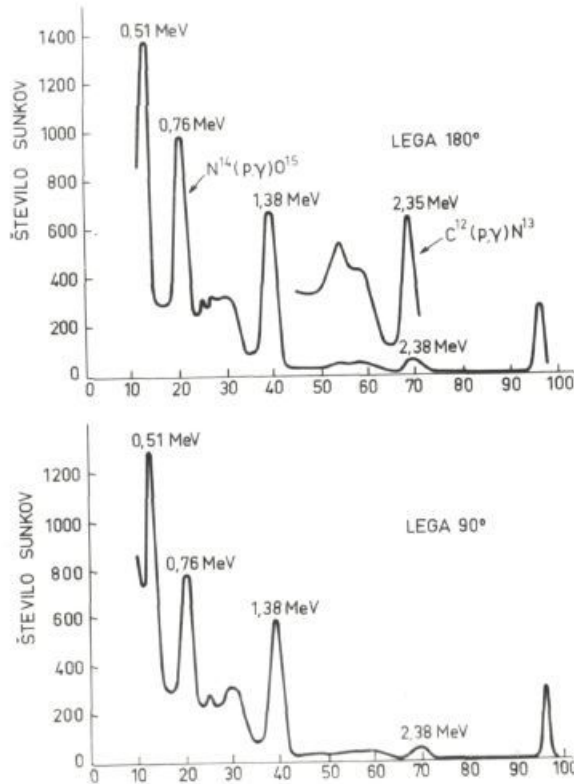
Legi malega kristala 90° in 180° nista enakovredni. Ko je kristal v legi 180° , mora žarkovje skozi 0,5 mm debel tantal diagonalno. Račun in pa meritev celotnih spektrov v malem kristalu pokažeta, da je lastna absorpcija tarče v legi 180° približno 1%.

S tokom 20 μ A, ki ga omejuje pravilno hlajenje tarče, je bilo potrebno 36 ur za meritev koincidencev v obeh legah. Mali kristal je bil izmenično eno uro v legi 90° , eno uro pa v legi 180° . Čas pri izmenjavi kristala in odčitavanju spektra smo izkoristili za kontrolo lege žarka na tarči.

Pulzi pulznega generatorja, ki je bil stalno priključen med meritvijo, so vidni v spektru. Zaradi velikega števila pulzov pulznega generatorja je število slučajnostnih koincidencev teh pulzov s pulzi velikega kristala tolikšno, da so v spektru vidni. Ti pulzi služijo za kontrolo stabilnosti elektronike in ločljivosti koincidencev.

R e z u l t a t

Slika 8 kaže koincidenčna spektra v legah 180° in 90° z znanimi prehodi $2,38 \pm 0,02$, $1,38 \pm 0,02$ in $0,76 \pm 0,02$ MeV. Primerjava oblike spektra, ki ga da žarek energije 2,35 MeV reakcije $C^{12}(p, \gamma) N^{13}$ se zelo lepo ujema s spektrom žarka γ energije 2,38 MeV v kanalih 73 in 43. Primerjava oblike spektra ter energija prehoda omejujeta jakost možnega prehoda k stanju 5,25 MeV na manj kot 25% prehoda v stanje 5,19 MeV



Slika 8

Enakomerno ozadje 6 pulzev na kanal v kanalih večjih kot 73 ni možno razložiti samo s slučajnostnimi koinciden-
cami in kozmičnim žarkovjem, ki znašajo samo 30% tega šte-
vila. Ostalo so verjetno prave koincidence, ki nastanejo na
različne načine. Elektron energije 6 MeV odda samo del svo-
je energije v velikem števcu, toda dovolj da sproži koinci-
denco, preostali del energije pa pri ugodnem trku odda male-

mu kristalu. Ali pa naredi žarek γ elektronski par v svin-
cu, ki obdaja števec, in elektron se absorbira v velikem
števcu, pozitron pa v malem, ali obratno. Pri obeh kotih je
to ozadje enako. Privzetek, da je velikost tega ozadja v ce-
lem spektru enaka, je verjetno smiselno.

Anizotropija A je definirana z

$$A = \frac{I(180^\circ)}{I(90^\circ)} - 1$$

kjer sta $I(180^\circ)$ in $I(90^\circ)$ število koincidenč pri kotih
 180° in 90° .

Za računanje anizotropije žarka 2,38 MeV upoštevamo
vse kanale med 45 in 75, pri čemer moramo odšteti omenjeno
enakomerno ozadje. Potem se glasi rezultat

$A(2,38) = +0,01 \pm 0,03$, kjer je napaka samo statistična.
Pri tem je seveda upoštevana napaka zaradi odštevanja
ozadja.

Za računanje anizotropije žarka 1,38 MeV je potrebno
v tem delu spektra poleg enakomernega ozadja odšteti tu-
di rep žarka 2,38 MeV, ki skupno dajeta 10% pulzov v izbra-
nih kanalih. Pri upoštevanju kanalov
35 - 43 je $A(1,38) = 0,18 \pm 0,03$ in pri upoštevanju kanalov
26 - 43 je $A(1,38) = 0,15 \pm 0,02$. Privzeta je povprečna
vrednost $A(1,38) = 0,165 \pm 0,03$.

Analiza spektra žarka 0,76 MeV je zaradi izdatnega
odštevanja manj zanesljiva. V kanalih med 17 in 23, ki pri-

dejo za analizo v poštev, je 5% pulzov žarka 2,38 MeV in 35% pulzov žarka 1,38 MeV. Toda izkaže se, da rezultat ni občutljiv na količino odštetega žarkovja 1,38 MeV, ker je anizotropija obeh žarkov podobna. Anizotropija brez odštetega doprinosa žarka 1,38 MeV je

$A(0,76) = 0,19 \pm 0,03$, s pretirano velikim odštetim doprinosom pa je $A(0,76) = 0,21 \pm 0,03$. Privzeta je vrednost $A(0,76) = 0,20 \pm 0,03$.

Zaradi majhnega pridelka reakcije $N^{14}(p, \gamma)O^{15}$ je bila meritev možna le z velikima prostorskima kotoma. Ta pa močno razmažeta kotne korelacije. Če se kotne korelacije z majhnim "prostorskim kotom" glasijo

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta),$$

so merjene kotne korelacije (9)

$$W(\theta) = 1 + \left(\frac{J_2}{J_0}\right)_1 \cdot \left(\frac{J_2}{J_0}\right)_2 A_2 P_2(\cos \theta) + \left(\frac{J_4}{J_0}\right)_1 \cdot \left(\frac{J_4}{J_0}\right)_2 A_4 P_4(\cos \theta)$$

kjer sta koeficienta $\left(\frac{J_2}{J_0}\right)_1$, $\left(\frac{J_4}{J_0}\right)_1$ merilo, koliko razmaže

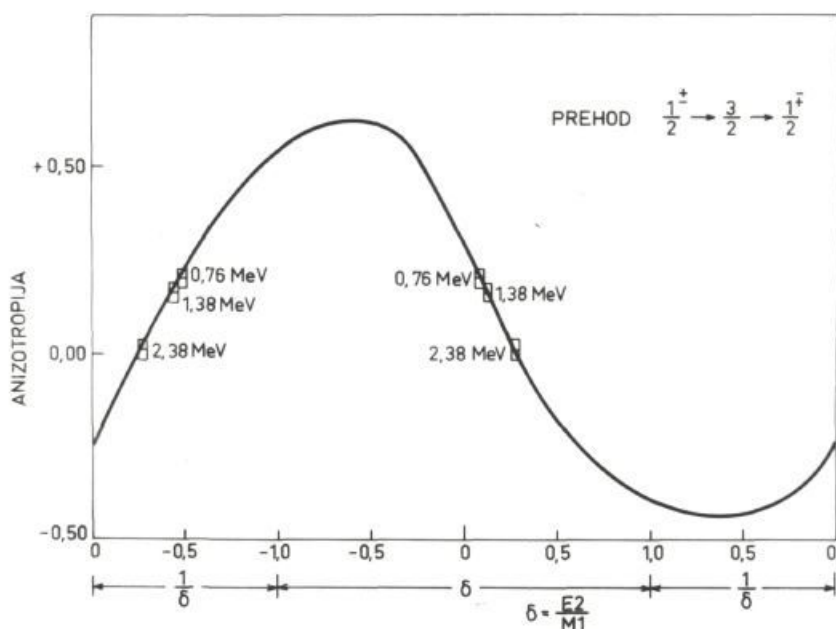
kotno korelacijo prvi kristal,

$$\left(\frac{J_2}{J_0}\right)_2, \left(\frac{J_4}{J_0}\right)_2 \text{ pa ustrezna koeficienta}$$

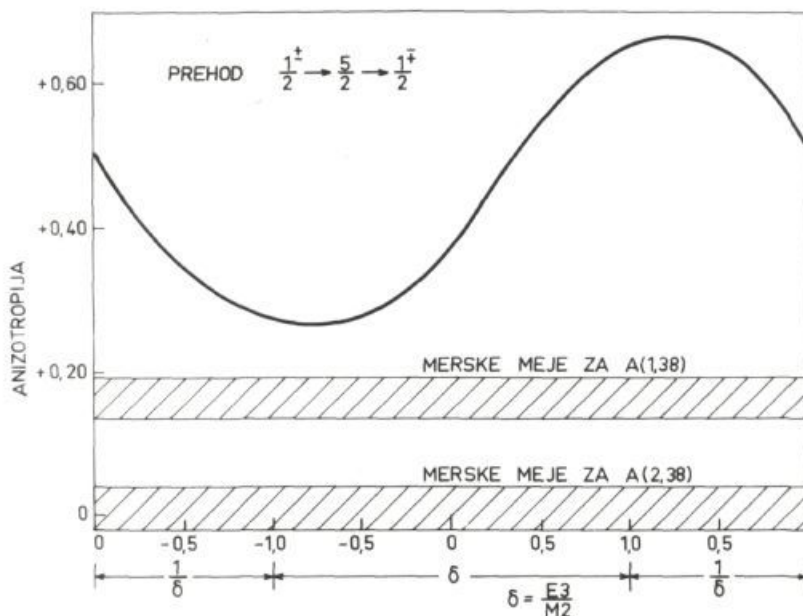
za drugi kristal. V tej meritvi so vrednosti teh koeficientov sledeče:

Kristal	J_2/J_0	J_4/J_0
3,75 x 3,75	0,935	0,797
10,0 x 10,0	0,737	0,312

Začetno stanje 0^{15} v tej meritvi ima označbo $\frac{1^+}{2}$ in osnovno stanje $\frac{1^-}{2}$. Kotne korelacije skozi vmesno stanje $\frac{1^+}{2}$ so vedno izotropne. Račun kotnih korelacij skozi vmesno stanje $\frac{3^-}{2}$ zelo poenostavi dejstvo, da je $M2 \ll E1$. Eden izmed prehodov bo čisti električni dipolni prehod (E1), drugi pa mešanica magnetnega dipolnega (M1) in električnega kvadrupolnega (E2) prehoda. Slika 9 kaže potek anizotropije za ta primer v odvisnosti od $\delta = \frac{E2}{M1}$ in je popravek zaradi prostorskega kota že upoštevan. Podoben je račun za kaskado $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{5^+}{2} \rightarrow \frac{1^-}{2}$. V tem primeru je M3 prav gotovo zanemarljiv v primeru z E2 in je eden izmed obeh prehodov čisti E2, drugi pa mešanica E3 in M2. Slika 10 kaže potek anizotropije v odvisnosti od $\delta = \frac{E3}{M2}$ in je popravek zaradi prostorskega kota števecv že upoštevan.



Slika 9



Slika 10

A n a l i z a r e z u l t a t o v

Stanje energije 6,79 MeV: Merjena anizotropija $0,20 \pm 0,03$ nedvomno izloči označbo $\frac{1}{2}^+$ za stanje 6,79 MeV. Iz slike 10 pa tudi sledi, da je najmanjša možna anizotropija pri vmesnem stanju $\frac{5}{2}^+$ $A = 0,27$. Merski rezultat je dovolj natančen, da izloči tudi to možnost. Edina možna označba je $\frac{3}{2}^+$. Meritve kotnih porazdelitev strippinga $N^{14}(d,n) O^{15}$ ne ločijo stanj 6,79 in 6,86 MeV. Kažejo pa, da je eno izmed obeh stanj ali pa da sta obe $\frac{1}{2}^+$ ali $\frac{3}{2}^+$. Iz meritve pragov $N^{14}(d,n) O^{15}$ sledi, da ima stanje 6,79 MeV izredno veliko reducirano širino za proton. Oba rezultata zahtevata, da se proton ujame

z $l_p = 0$ v stanje 6,79 MeV. Smiselno je torej pripisati stanju 6,79 MeV označbo $\frac{3}{2}^+$. Meritev da dva možna rezultata za $\delta = 0,08 \pm 0,03$ ali $\delta = -2,1 \pm 0,2$, toda le prvi je verjeten. Prehod 0,76 MeV vsebuje 0,6% (δ^2) električnega kvadrupolnega prehoda, ostalo je magnetni dipolni prehod.

Stanje 6,15 MeV: kotne porazdelitve nevtronov reakcije $N^{14} (d,n) O^{15}$, ki vodi k temu stanju, se ne dajo zadovoljivo razložiti. Toda še najbolj se dajo te porazdelitve razložiti s privzetkom, da se proton ujame v jedro z vrtilno količino $l_p = 1$ in da je torej parnost stanja negativna (4). Podoben premislek kot v prejšnjem primeru izloči vse druge možnosti za spin stanja razen $\frac{3}{2}$. Stanje 6,15 MeV ima torej označbo $\frac{3}{2}^-$. Zopet sta dve možnosti za $\delta = 0,12 \pm 0,03$ ali $\delta = -2,3 \pm 0,2$ in prehod 6,15 MeV je najverjetneje mešanica 1,4% električnega kvadrupolnega prehoda in 98,6% magnetnega dipolnega prehoda.

Stanje 5,19 MeV: O stanjih 5,19 in 5,25 MeV v O^{15} ni iz starejših meritev nič poznanega. Toda na sparnost in verjetno spin je možno sklepati iz informacij o zrcalnih stanjih 5,28 in 5,31 v N^{15} . Reakcija $N^{14} (d,p) N^{15}$ v stanje 5,28 MeV, ki ima tipične kotne porazdelitve reakcij strippinga, kaže, da se nevtron ujame z vrtilno količino $l_n = 2$ (10). Od tod sledi za to stanje označba $\leq \frac{7}{2}^+$. Toda označbi $\frac{1}{2}^+$ in $\frac{3}{2}^+$ je možno dokaj resno izločiti. Če ima stanje označbo $\frac{1}{2}^+$ ali $\frac{3}{2}^+$ in kažejo kotne porazdelitve $l_n = 2$ samo zaradi prepovedi modela lupin, mora biti viden tudi doprinos $l_n = 0$, ki ga dovoljujejo izbirna pravila za vrtilno



količino. Doprinos $l_n = 0$ je favoriziran, ker ga ne ovira centrifugalna bariera in že majhna nečistoča v valovni funkciji zadostuje, da se $l_n = 0$ in 2 pojavita istočasno. Meritve so tipične za $l_n = 2$, odkoder sledi, da so posledica izbirnega pravila za vrtilno količino. Označba tega stanja je torej $\frac{5}{2}^+$ ali $\frac{7}{2}^+$ in označba $\frac{5}{2}^+$ je v soglasju z napovedjo modela lupin.

Razpad jedra C^{15} gre 68% v stanje 5,31 MeV v N^{15} , ostalo pa v osnovno stanje N^{15} (11). Ker ima osnovno stanje jedra C^{15} označbo $\frac{1}{2}^+$ in je prehod v stanje 5,31 MeV dovoljen, je označba tega stanja $\frac{1}{2}^+$ ali $\frac{3}{2}^+$; model lupin napoveduje označbo $\frac{1}{2}^+$. Iste omejitve spina in parnosti veljajo za stanji 5,19 in 5,25 MeV v O^{15} .

Merjena anizotropija $0,01 \pm 0,03$ izloči označbo $\frac{5}{2}$ za stanje 5,19 MeV. Možni sta pa označbi $\frac{1}{2}^+$ in $\frac{3}{2}^+$, če je $\delta = 0,27 \pm 0,03$ ali $\delta = -3,7 \pm 0,3$. Odtod sledi, da je vrstni red prvih dveh vzbujenih stanj v N^{15} in O^{15} obrnjen.

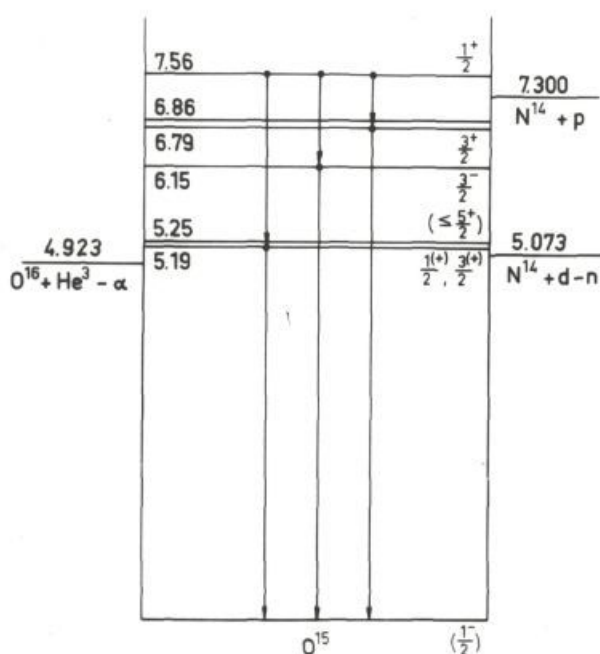
Če je stanje 5,19 MeV $\frac{1}{2}^+$ in stanje 5,25 MeV $\frac{5}{2}^+$, določi meritev anizotropije tudi gornjo mejo intenzitete prehoda v stanje 5,25 MeV. Če 10% celokupnega prehoda skozi stanje $\frac{5}{2}^+$ bi merljivo spremenilo izotropijo in to tudi v primeru, ko bi bila anizotropija pri prehodu v stanje $\frac{5}{2}^+$ najmanjša možna.

Slika 11 kaže shematično rezultat študija reakcije $O^{16} (He, \alpha) O^{15}$ in kaskad s stanja 7,56 MeV. Ujemanje vrtilnih količin in parnosti stanja z napovedjo modela lupin je imenitno (1). Najbolj očitna pomanjkljivost diagrama je manjkajoče stanje v bližini 7 MeV. Za stanje energije

6,86 MeV in za manjkajoče stanje napoveduje model lupin označbi $\frac{5}{2}^+$ in $\frac{7}{2}^+$. V soglasju s tem ni sledu prehodov γ iz stanja 7,6 MeV v ti dve stanji. Prehod bi moral biti v enem primeru E2, v drugem M3, ki sta pa oba pri teh energijah v lahkih jedrih dosti počasnejša kot E1 in M1. Tem bolj je pa presenetljivo, da je prehod iz stanja 7,56 MeV v osnovno stanje nemerljivo šibak. Ta električni dipolni prehod iz stanja $\frac{1}{2}^+$ v stanje $\frac{1}{2}^-$ bi moral biti najmočnejši. Računsko tega še ni bilo mogoče razložiti, toda možna je kvalitativna razlaga. Verjetnosti električnih dipolnih prehodov zrcalnih stanj so enake neodvisno od modela, če zanemarimo majhen popravek zaradi različnega naboja zrcalnih jeder. Toda stanje 8,32 MeV v N^{15} , ki je zrcalno stanju 7,56 MeV v O^{15} , je verjetno normalno (12). Meritve električnega dipolnega prehoda s stanja 8,32 MeV v N^{15} niso take vrste, da bi bilo možno sklepati na absolutno jakost tega prehoda. Toda dejstvo, da je prehod viden v spektru kaskad, verjetno pomeni, da je jakost prehoda normalna. To, na videz veliko razliko, je treba razložiti s popravkom zaradi razlike v naboju, ki je skoraj vedno zanemarljiva. Tak primer je tipično slučajnostno uničenje matričnega elementa. Sestava stanja 7,56 MeV je po naključju taka, da je matrični element nemerljivo majhen. Da je ta trditev verjetno pravilna, potrjuje N^{15} . Le majhna motnja električnega polja, ki ne bistveno spremeni sestavo stanja, je dovolj, da popolnoma poruši skoraj popolno uničenje matričnega elementa v O^{15} in je prehod v N^{15} normalen. Računsko rešiti ta problem je izredno težko. Podoben primer je znan iz razpada β .

Sele pred kratkim se je posrečilo razložiti izredno dolgo življenjsko dobo C^{14} in način razpada O^{14} s slučajnostnim uničenjem matričnih elementov. V splošnem se izkaže, da model lupin zelo dobro napove vrtilno količino stanj. Toda prehodi so dosti resnejši preizkus sestave stanj, kajti njih jakost je od sestave zelo hudo odvisna. Pravitako je sestava mešanih prehodov (parameter = $\frac{E2}{M1}$) izredno učinkovit preizkus teorije. Natančnejša primerjava rezultatov s teorijo za zdaj še ni možna, ker ne poznamo dovolj matričnih elementov izračunanih z uporabo valovnih funkcij modela lupin.

Zelo zanimiv je rezultat $\delta^2 = 1,4\%$ za prehod 6,15 MeV. To je prehod iz stanja $\frac{3}{2}^-$ v osnovno stanje $\frac{1}{2}^-$. Prvo stanje je opisano dokaj dobro z osnovnim stanjem O^{16} , ki mu manjka nevtron v lupini $p_{\frac{3}{2}}$, osnovno stanje O^{15} pa z osnovnim stanjem O^{16} , ki mu manjka nevtron v lupini $p_{\frac{1}{2}}$. Parameter je merilo za efektivni naboj nevtronske luknje v lupini p. Izkaže se, da se rezultat zelo dobro ujema z onimi iz podatkov v N^{16} in O^{17} (13).



Slika 11

M E R I T E V K A S K A D γ S S T A N J A
E N E R G I J E 8,30 MeV v O^{15}

U v o d

Natančna lega manjkajočega stanja v bližini 7 MeV v O^{15} je zelo važna za astrofiziko. Sedanji račun za hitrost ogljiko-dušikove verige reakcij za izgorevanje vodika v zvezdah predpostavlja, da je prva resonanca nad pragom $N^{14} + p$ pri energiji protonov 277 keV. Prag $N^{14} + p$ je pri energiji 7,300 MeV v O^{15} in prva resonanca ustreza stanju 7,56 MeV. Iz prejšnjega poskusa, pravtako pa iz primerjave z N^{15} sledi, da manjkajoče stanje verjetno nima manjše vrtilne količine kot $\frac{5}{2}$ in vpliv tega stanja na presek $N^{14} (p, \gamma) O^{15}$ ne sega daleč. Zato je umestna trditev, da je račun za hitrost ogljiko-dušikove verige pravilen, če je stanje pod 7,3 MeV in nepravilen v obratnem primeru. Po sedanjem računu je pri temperaturah manjših kot $2 \cdot 10^7$ °K za izgorevanje vodika odgovorna direktno reakcija $H + H \rightarrow \dots$, pri temperaturah višjih kot $2 \cdot 10^7$ °K pa ogljiko-dušikova veriga reakcij. Možno stanje blizu nad pragom $N^{14} + p$ bi premaknilo temperaturno mejo med obema procesoma navzdol. Če je dosedanji račun pravilen, izgoreva naše sonce v glavnem preko direktne reakcije $H + H \rightarrow \dots$, če pa ne, pa preko ogljiko-dušikove verige reakcij.

Laboratorij ne razpolaga s pospeševalnikom dovolj visoke energije, da bi bilo mogoče doseči iskano stanje z reakcijo $O^{16} (He^3, \alpha) O^{15}$, ki bi bila za to najprimernejša in je poskus najti manjkajoče stanje s študijem kaskad le izhod za silo. Stanje energije 8,30 MeV v O^{15} , ki ustreza resonanci reakcije $N^{14} (p, \gamma) O^{15}$ pri energiji protonov 1,064 MeV, je dokaj pripravno. Stanje ima označbo $\frac{3}{2}^+$ (14,15). Če ima iskano stanje označbo $\frac{5}{2}^+$,

je mogoče magnetni dipolni prehod v to stanje dovolj močan, da je merljiv. Energija tega prehoda je približno 1 MeV in ločljivost scintilacijskega števca je pri teh energijah dokaj dobra. Starejše meritve žarkov γ s tega stanja (15,16) so odkrile le najmočnejše prehode: prehod energije 8,34 MeV v osnovno stanje, prehod skozi stanje ali stanji pri 5,2 MeV in šibak prehod skozi stanje pri 6,8 MeV. Prvi del meritve je posvečen natančnemu študiju kaskad v upanju, da je možno najti tudi prehod v iskano stanje.

Meritve preseka $N^{14}(p, \gamma)O^{15}$ z merjenjem nastale aktivnosti O^{15} kažejo med resonancami zelo izrazito neresonančno ujetje $N^{14}(p, \gamma)O^{15}$. V zadnjem času je zanimanje za neresonančno ujetje naraslo, ker se je izkazalo, da se da lepo razložiti z direktnim ujetjem. Drugi del meritve je namenjen iskanju podatkov o direktnem ujetju $N^{14}(p, \gamma)O^{15}$.

M e r i t e v

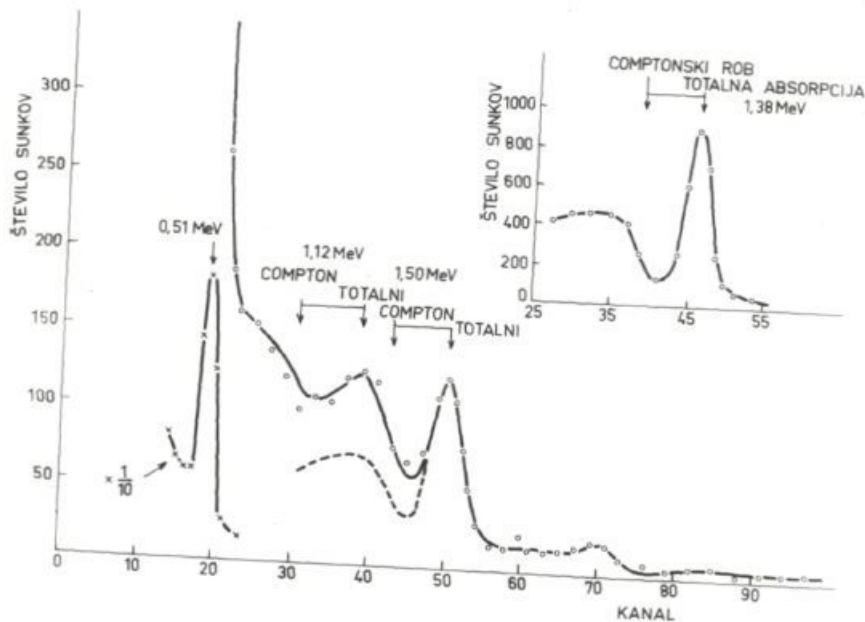
Merske priprave in tarča so enake kot v prejšnjem poskusu (sl. 6). Ker so potrebni protoni 1 MeV, zamenja prejšnji pospeševalnik za 0,6 MeV pospeševalnik za 1,8 MeV.

Ker sta kristala le 3-4 cm narazen, je veliko elektronov in pozitronov, ki se sipajo iz enega kristala v drugega in povzročajo koincidence. To ozadje je možno preprečiti s 3 mm debelim svinčnim absorberjem pred velikim kristalom. Za energijsko umeritev števecv so služili radioaktivni izvori, žarek γ energije 4,43 MeV reakcije $N^{15}(p, \alpha \gamma)C^{12}$ in žarek γ energije 8,29 MeV reakcije $N^{14}(p, \gamma)O^{15}$. S spremembo lege in širine kanala enokanalnega analizatorja je možno registrirati v 100-kanalnem analizatorju različne dele spektra γ . Ko prepušča

diferencialni diskriminator le pulze, ki ustrezajo energijskemu intervalu 7,7 - 8,6 MeV, je v koincidenčnem spektru viden le anihilacijski žarek in je število slučajnostnih koincidenz zanemarljivo. Ker je bilo pri tej meritvi število pulzov na sekundo večje kot v poznejših meritvah, je to tudi zadovoljiv preizkus ločljivosti koincidenz.

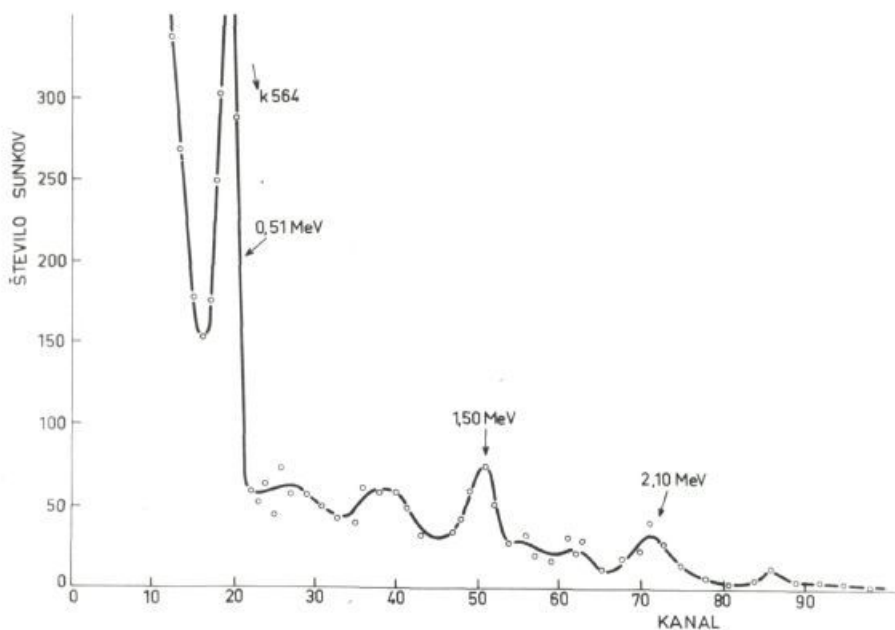
R e z u l t a t

Ker je spekter monohromatskega žarka γ razmazan, z enokanalnim analizatorjem ni možno izločiti ene same kaskade. Lega kanala določa le spodnjo dovoljeno mejo za žarke γ , ki jih diskriminator prepušča, širina kanala pa relativno jakost posameznih žarkov γ . Koincidenčni spekter je preprost le, kadar diskriminator prepušča najvišji žarek γ , ki sodeluje v kaskadi. Zato je najbolje začeti analizo pri najvišji možni legi diskriminatorja.



Slika 12

Slika 12 kaže spekter, ki je v koincidencah s pulzi, ki ustrezajo energijam γ med 6,4 in 7,6 MeV. V spektru sta vidna žarka energije 0,51 in 1,50 MeV. Anihilacijski žarek 0,51 MeV se pojavi v koincidenčnem spektru zaradi koincidencah med žarki, ki jih absorbira veliki kristal in anihilacijskimi žarki, ki pri tem uidejo iz velikega kristala. Žarek energije 1,50 MeV pa je prehod med stanjema z energijama 8,29 in 6,79 MeV v O^{15} . Toda oblika spektra se ne da razložiti samo z žarkom energije 1,50 MeV in je treba privzeti, da je temu žarku superponiran žarek 1,12 MeV. Ker je ta γ resonanten pri energiji protonov 1060 keV, je upravičeno pripisati ta žarek prehodu v O^{15} . Potem vodi prehod 1,12 MeV iz stanja 8,29 MeV v stanje energije 7,17 MeV, ki doslej še ni bilo poznano. Na sliki 13 je prikazan koincidenčni spekter, ko prepušča enokanalni analizator pulze, ki odgovarjajo energijam γ med 5,4 - 6,2 MeV. Poleg žarkov vidnih v prejšnjem spektru se pojavi žarek energije 2,10 MeV. Je tudi resonanten pri energiji protonov 1064 keV in predstavlja prehod med stanjema 8,29 in 6,15 MeV. Ker je ta prehod zelo šibak, ga starejše meritve niso odkrile.



Slika 13

Prehoda v eno ali obe stanji pri energiji 5,20 MeV in v osnovno stanje sta daleč najmočnejša in dobro poznana (15).

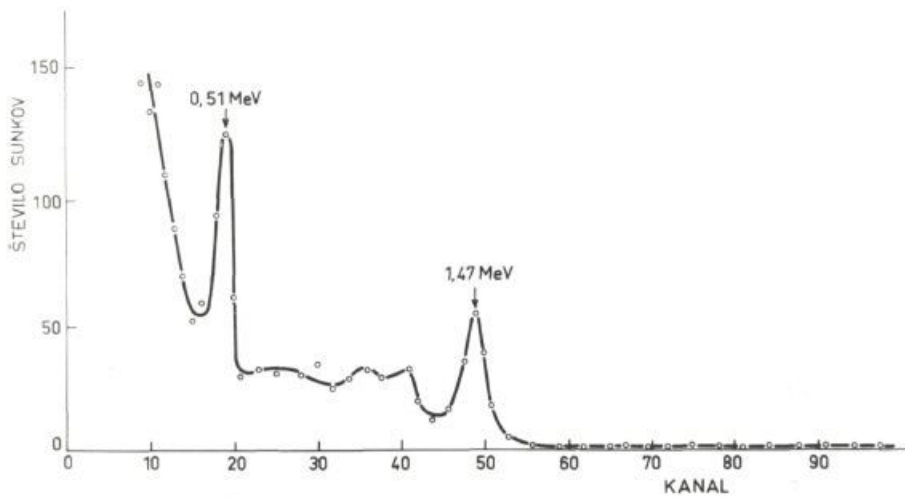
S sukcesivno analizo spektrov je možno sestaviti sledečo tabelo verjetnosti prehodov žarkov, ki so resonantni pri energiji protonov 1064 keV.

Prehod iz stanja 8,29 MeV v	osnovno stanje	stanji 5,2 MeV	stanje 6,15 MeV	stanje 7,17 MeV	celokupni prehod
Verjetnost prehoda v eV	0,54	0,33	0,06	0,02	0,95

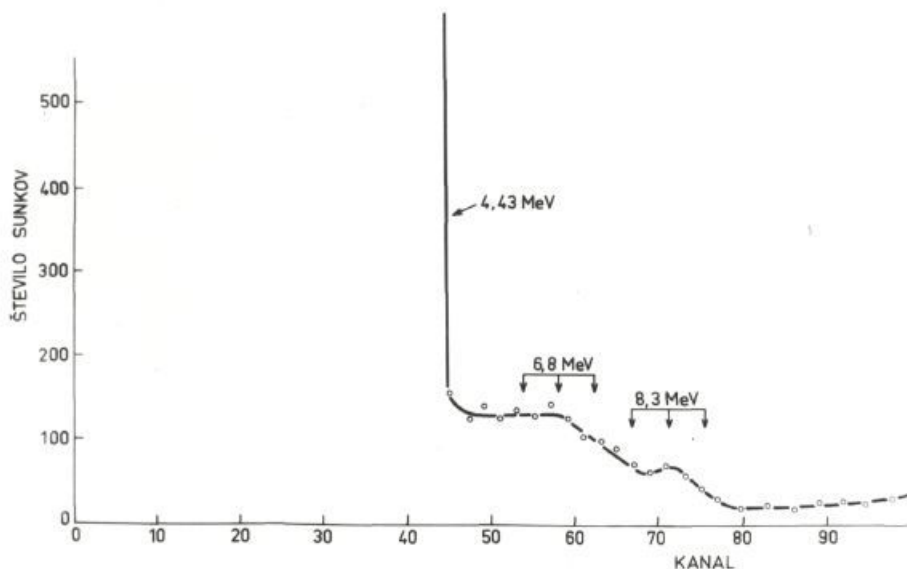
Prehod energije 1,50 MeV, ki predstavlja približno 6% celokupnega prehoda v tabeli ni omejen, ker ni resonančen. Presek za neresonančno ujetje $N^{14} (p, \gamma) O^{15}$ v stanje energije 6,79 MeV monotono narašča v intervalu od 0,7 - 1,5 MeV energije protonov. Energija žarka neresonančnega ujetja se zvezno spreminja z energijo vpadnih protonov. Na sliki 14 je pokazan spekter neresonančnega γ 20 keV pod resonanco. Energija žarka je že zaznavno manjša (1,47 MeV), oblika pa karakteristična za monoenergetski spekter. Doprinos žarka 1,12 MeV ni več viden. To je dodaten dokaz, da je bila analiza spektra na sliki 12 upravičena in žarek 1,12 ni le produkt slabe meritve. Direktni spekter velikega kristala pri isti energiji protonov je pokazan na sliki 15. Žarek 8,30 MeV, ki je pri resonančni energiji protonov edini viden pri energijah višjih kot 5 MeV, je le še zaznaven. Drugi del kaskade neresonančnega ujetja 6,79 je v spektru lepo viden. Ker vsebuje tarča naravnega dušika 0,38% N^{15} in je reakcija $N^{15} (p, \alpha \gamma) C^{12}$ nekaj velikostnih redov močnejša, žarek 4,43 MeV, ki pride od te

reakcije, prekrije ves spekter energij manjših kot 4,5 MeV.

Presek neresonančnega ujetja, ocenjen iz slike 14 in 15 ter znane debeline tarče (40 keV za protone 1 MeV) je približno 4 ub. Totalni neresonančni presek za $N^{14}(p, \gamma)O^{15}$ v tem energijskem intervalu, ki sta ga Duncan in Perry (17) izmerila z meritvijo nastale aktivnosti O^{15} , znaša pravtako približno 4 ub. Zaradi enakosti obeh rezultatov in pa oblike spektrov izven resonance je možno sklepati, da gre vsaj 80% celokupnega ^{ne}resonančnega ujetja skozi stanje 6,79 MeV.



Slika 14



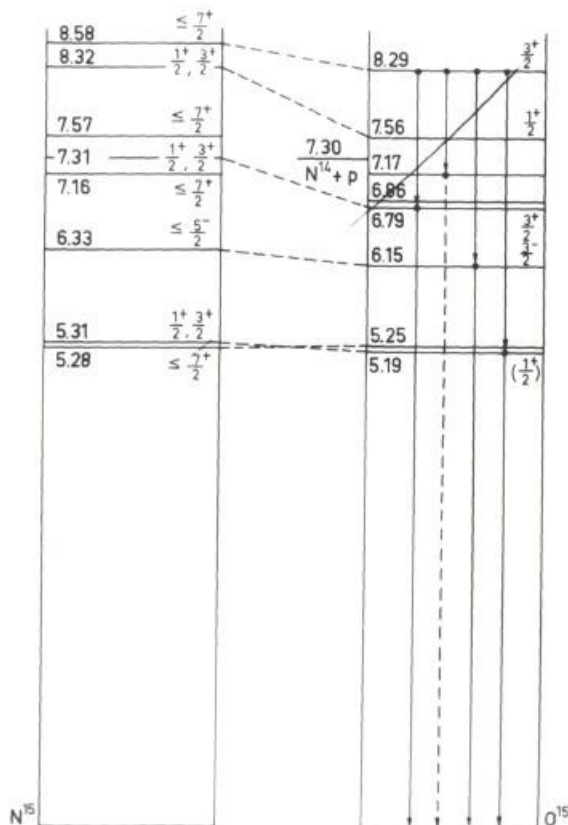
Slika 15

A n a l i z a r e z u l t a t o v

Z najdenim stanjem 7,17 MeV je shema stanj O^{15} pod 9 MeV zelo verjetno popolna (slika 16). S pomočjo rezultatov kotnih korelacij prejšnjega poskusa je možno določiti stanjem 5,19, 5,25, 6,15 in 6,79 MeV v O^{15} zrcalna stanja v N^{15} . Stanjima 7,56 in 8,29 MeV v O^{15} , ki sta poznani iz elastičnega sipanja protonov na N^{14} , sta z dokajšnjo gotovostjo prirejani stanji 8,32 in 8,58 MeV v N^{15} . Preostaneta še stanji 6,86 in 7,17 MeV v O^{15} in stanji 7,16 in 7,57 MeV v N^{15} , ki sta kot zadnja preostala stanja tudi zrcalna. Premalo je pa poznanega o teh stanjih, da bi bilo možno določiti, katera izmed obeh možnih kombinacij medsebojne prireditve je prava.

Intenzitete različnih kaskad ne odkrivajo posebnih nepravilnosti. Najmočnejši je električni dipolni prehod v osnovno stanje. Njemu sledita magnetna dipolna prehoda v stanji 5,19 in 5,25 MeV. Električni dipolni prehod v stanje 6,15 MeV je normalen v primerjavi s povprečjem električnih dipolnih prehodov v lahkih jedrih. Presenetljivo pa je, da je magnetni dipolni prehod v stanje 6,79 MeV zelo šibak. Celotni presek za prehod γ v to stanje pri resonančni energiji je možno razložiti z ne-resonančnim ujetjem. Ostala dva prehoda v stanji 6,86 MeV (neopažen) in 7,17 MeV sta zaradi velike vrtilne količine pričakovano šibka.

Ker je najdeno stanje 7,17 MeV približno 100 keV pod pragom reakcije $N^{14} (p, \gamma) O^{15}$ in je vrtilna količina stanja vsaj $\frac{5}{2}^+$, je vpliv tega stanja na presek reakcije $N^{14} (p, \gamma) O^{15}$ zanemarljiv. S tem je tudi dosedanji račun hitrosti ogljiko-dušikove verige reakcij upravičen.



Slika 16

Direktno ujetje protonov v N^{14}

Resonančna reakcija (p, γ) je dvostopenjska reakcija. Protone resonančne energije absorbira jedro v stanje z določeno energijo, vrtilno količino in parnostjo. To stanje preide nato, med drugimi možnostmi, s preходом γ v eno spodaj ležečih stanj. Ocena matričnega elementa za absorpcijo protona iz nevezanega v vezano stanje ni možna, ker je račun z jedrskimi silami pre malo poznan. Drugi, elektromagnetni prehod je možno izračunati, če sta stanji poznani. Valovne funkcije modela lupin daje mnogokrat

dokaj dobro oceno.

Direktno ujetje protonov je enostopenjska reakcija. Nevezan proton direktno odda žarek γ in preide v eno izmed nižje ležečih vezanih stanj. Najpreprostejši primer take reakcije je reakcija $H^1 + n \rightarrow D^2 + \gamma$. Matrični element za direktno ujetje protonov je možno dokaj natančno izračunati, če sta energija protonov in energija prehoda γ manjši kot 3 MeV (18). Med resonancami protoni ne prodre dovolj blizu jedra, da bi prišli v doseg jedrskih sil in coulombske funkcije dovolj natančno popišejo to stanje. Za doprinos k matričnemu elementu je važen le tisti del valovne funkcije končnega stanja, ki se prekriva z začetno valovno funkcijo. To bo pa le v bližini jedra. Izkaže se, da je dovolj, če poznamo protonsko reducirano širino končnega stanja. Preprost model, ki omogoča dokaj natančen račun, mnogokrat nudi bogate informacije o jedru.

Direktno ujetje protonov v N^{14} gre skozi stanje 6,79 MeV z označbo $\frac{3^+}{2}$. Po modelu lupin (1) je vsaj 80% tega stanja možno popisati z osnovnim stanjem N^{14} in protonom v stanju (2s). Najverjetnejši je električni dipolni prehod. Ta je možen iz začetnega stanja protonov z $l_p = 1$, pri tem pa celotna vrtilna količina ni definirana. Presek za električni dipolni prehod s stanja z $l_p = 1$ v stanje z $l_p = 0$ se glasi:

$$\sigma = \frac{16\pi}{3} \frac{e_{ef}^2}{\hbar v} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^3 |M|^2$$

$$\pm |M|^2 = \theta^2 \left| \int \frac{w_0(\alpha r)}{w_0(\alpha R)} \frac{F_n(\beta r)}{\hbar \sqrt{R}} r dr \right|^2$$

in pomenijo:

- e_{ef} = efektivni naboj
- v = hitrost protonov
- E_γ = energija žarkov

$$\Theta^2 = \text{protonska reducirana širina merjena} \\ \text{v } \frac{\hbar^2}{2m R^2}$$

$F(kr)$ = coulombska funkcija reda 1 - regularni del (2)

$W_0(\alpha r)$ = Whittakerjeva funkcija (2)

k, α = valovni števili protona pred ujetjem in po ujetju

m, R = reducirana masa protona in interakcijski polmer sistema $N^{14} + p$.

V formuli za direktno ujetje so vse količine poznane z izjemo parametra Θ^2 , ki meri protonsko reducirano širino stanja. Dejstvo, da gre direktno ujetje prav skozi stanje 6,79 MeV, pomeni, da ima to stanje bistveno večjo protonsko reducirano širino kot ostala stanja. To se zelo lepo ujema z rezultati meritve pragov $N^{14} (d, n) O^{15}$ (5). Velika protonska reducirana širina za stanje O^{15} pa pomeni, da je možno popisati stanje zelo dobro z osnovnim stanjem N^{14} in protonom, ki "kroži" okrog njega. Prav to pa napove model lupin (1). Za ujetje protona 1 MeV v N^{14} v stanje 6,79 MeV da gornja formula 6 μb za Θ^2 , ki ustreza Wignerjevi limiti protonske reducirane širine. Natančnejši študij direktnega ujetja, posebno kotne porazdelitve žarkov γ , lahko odkrije natančnejšo sestavo stanja. Ker začetno stanje nima definirane celotne vrtilne količine, ampak samo tirno vrtilno količino, so kotne porazdelitve žarkov γ občutljive na konfiguracijsko sestavo končnega stanja.

P O V Z E T E K

Z reakcijo $O^{16} (He^3, \alpha) O^{15}$ je bilo možno razločiti stanja energije 5,195 in 5,247 MeV v O^{15} . Kotne porazdelitve kaskad γ s stanja 7,56 MeV v O^{15} so izotropne v soglasju z označbo $\frac{1}{2}^+$ tega stanja, poznano iz elastičnega sipanja protonov na N^{14} . Meritev energij žarkov γ s stanja 7,56 MeV pokaže, da gredo prehod skozi stanja 6,79, 6,15 in 5,19 MeV. Kotne korelacije kaskad skozi ta stanja določijo vrtilne količine teh stanj. Če upoštevamo parnosti znane iz prejšnjih poskusov ali pri stanjih jedra N^{15} je stanje 6,79 MeV $\frac{3}{2}^+$, stanje 6,15 MeV $\frac{3}{2}^-$ in stanje 5,19 MeV $\frac{1}{2}^+$ ali $\frac{3}{2}^+$. Vrstni red prvih dveh vzbujenih stanj v O^{15} in N^{15} je obrnjen. Razmerje $\frac{E_2}{E_1}$ prehoda energije 6,15 MeV določa efektivni naboj nevtronske luknje v lupini p. Studij kaskad γ s stanja 8,29 MeV odkrije še zadnje manjkajoče stanje v O^{15} pri energijah manjših od 8 MeV. Energija tega stanja je 7,17 MeV. Vsaj 80% neresonančnega preseka za $N^{14} (p, \gamma) O^{15}$ je možno razložiti z direktnim ujetjem v stanje 6,79 MeV.

Vse označbe stanj v O^{15} se ujemajo z napovedjo modela lupin. Groba primerjava jakosti prehodov z napovedjo modela lupin je v glavnem zadovoljiva. Izjema je manjkajoči električni dipolni prehod iz stanja ~~7,56~~ 7,56 MeV v osnovno stanje O^{15} . Ker gre direktno ujetje skozi stanje 6,79 MeV, ima to stanje relativno veliko protonsko reducirano širino. Prav to zahteva tudi model lupin.

V bližini pragu $N^{14} + p$ ni stanja v O^{15} in presek reakcije $N^{14} (p, \gamma) O^{15}$ pri termičnih energijah je neresonančen. Zato je ta reakcija najpočasnejši člen ogljiko-dušikovega obroča. Dosedanji račun za hitrost izgorevanja vodika preko ogljiko-dušikovega obroča je pravilen.

Z A H V A L A

Zahvaljujem se Institutu "J.Stefan" za enoletno štipendijo, profesorju A.Peterlinu in docentu Č.Zupančiču za njuno vzpodbuda in zanimanje za delo, profesorjem C.A. Barnesu, R.F.Christyju, W.A.Fowlerju in T.Lauritsenu za premnogi nasvet in kritične pripombe. Sodelovanje dr.D.F. Hebbarda pri eksperimentalnem delu je bilo prijetno in je bistveno pripomoglo k uspehu.

L i t e r a t u r a

1. E.Halbert and J.B.French, Phys.Rev. 105, 1563 (1957)
2. A.M.Lane and R.G.Thomas, Rev.Mod.Phys. 30, 256 (1958)
3. R.E.Pixley, Ph.D.Thesis, Cal.Inst.of Tech. (1957)
4. Evans, Green and Middleton, Pros.Phys.Soc. A66, 108 (1953)
5. Marion, Brugger and Bonner, Phys.Rev. 100, 46 (1955)
6. K.Strohmeier, Z.Naturforschg. 6a, 508 (1951)
7. Bashkin, Carlson and Nelson, Phys.Rev. 99, 107 (1955)
8. M.E.Rose, Phys.Rev. 91, 610 (1952)
9. Johnson, Robinson and Moak, Phys.Rev. 85, 931 (1952)
10. R.D.Sharp and A.Sperduto, M.I.T. Annual Progress Report (1955)
11. Alburger, Wilkinson and Gallmann, Phys.Rev. 116, 939 (1959)
12. Bartholomew and Campion, Canadian J.Phys. 35, 1347 (1951)
13. Barton, Brink and Delves, Nucl.Phys. 14, 256 (1960)
14. Hagedorn, Mozer, Webb, Fowler and Lauritsen, Phys.Rev. 105, 219
(1957)
15. Gorodetzky, Gallmann, Croissiaux and Armbruster, Nucl.Phys. 6
517 (1958)
16. C.W.Li, Phys.Rev. 92, 1084 A (1953)
17. D.B.Duncan and J.Perry, Phys.Rev. 82, 809 (1951)
18. R.F.Christy and I.Duck, private communication

Izveček iz literature je vključno z letom 1958 objavljen v članku F.Ajzenberg - Selove and T.Lauritsen: "Energy Levels of Light Nuclei VI" Nucl.Phys. 11,1 (1959)



COBISS 3042300

NARODNA IN UNIVERZITETNA
KNJIŽNICA



00000439141