

Nuclear Physics Report

LUTFD2/(TFKF-5002)/1-59/(1977)

March 1977

EN UNDERSÖKNING AV KÄRNREAKTIONER FÖR DETEKTERING AV BERYLLIUM

Ake Steen

Examensarbete för civilingenjörsexamen

Institutionen för Kärnfysik

Lunds Tekniska Högskola

Handledare: Ingvar Bergqvist

Mats Lindén

Dokumentutgivare Dept of Nuclear Physics, LTH
University of Lund
Handläggare I. Bergqvist
M. Lindén
Författare Ake Steen

Dokumentnamn
Examensarbete
Utgivningsdatum
Mars 1977

Dokumentbeteckning
LUTED2/CTEKF-5002/1-59/
(1977)

Dokumenttitel och undertitel

En undersökning av kärnreaktioner för detektering av beryllium
(An investigation of nuclear reactions for detection of Beryllium)

Referat (sammandrag)

Nuclear techniques for the detection of trace element quantities of ^9Be in environmental and biological samples have been investigated. A literature search has been made for suitable nuclear reactions using p, d, α , n and photons as incoming particles. The reactions $^9\text{Be}(p,\alpha\gamma)^6\text{Li}$, $^9\text{Be}(d,n\gamma)^{10}\text{Be}$, $^9\text{Be}(\alpha,n\gamma)^{12}\text{C}$ and $^9\text{Be}(\gamma,n)^8\text{Be}$ seems to be usable for ^9Be concentrations in the order of ppm.

Experimentally, the possibility $^9\text{Be}(p,\alpha\gamma)^6\text{Li}$ has been tested at the resonance which occurs for $E_p = 2.567$ MeV with a width of 39 keV and a cross-section of 110 mb. A Ge(Li) detector was used to detect the gamma-ray of energy 2.561 MeV for ^6Li .

Although the detection limit does not seem to be below 1 ppm for this reaction, it might be useful to establish an upper limit for the ^9Be concentration in the range 1-20 ppm during conventional PIXE analyses just by monitoring the 3.561 MeV gamma-ray in a suitable detector.

Referat skrivet av

M. Lindén

Förslag till ytterligare nyckelord

Klassifikationssystem och -klasser

Index termer (ange källa)

Omfång

59 p.

Övriga bibliografiska uppgifter

Språk

Swedish

Sekretessuppgifter

ISSN

ISBN

Dokumentet kan erhållas från

University of Lund
Dept. of Nuclear Physics
Sölvegatan 14
S-223 62 Lund

Mottagarens uppgifter

Pris

INNEHÅLL.

Kap. I.	Inledning	Sid.
	1. Berylliums förekomst, egenskaper och användning.	1
	2. Berylliums ferlighet och hygieniska gränsvärden.	2
	3. Hittills använda analysmetoder.	3
	4. Önskemål och behov, samt definition av uppgiften.	4
Kap. II.	Litteraturundersökning	
	1. Undersökta partiklar, samt allmän diskussion.	6
	2. Protoninducerade reaktioner.	8
	3. Deuteroninducerade reaktioner.	22
	4. Reaktioner inducerade av α -partiklar.	34
	5. Neutroninducerade reaktioner.	42
	6. Reaktioner med γ -strålning.	49
	7. Sammanfattning.	53
Kap. III.	Experiment	54
Kap. IV.	Undersökningens resultat	59

Kap.I. Inledning.

1. Grundämnet Berylliums förekomst, egenskaper och användning.

Beryllium, med atomnumret 4, är en av de lättaste metallerna och uppträder i naturen endast som isotopen ^9Be . Vidare kan man fastslå att denna metalläger ett flertal värdefulla fysikaliska egenskaper:

Hög smältpunkt, $1350\text{ }^\circ\text{C}$ (järn $1540\text{ }^\circ\text{C}$)

Elasticitetsmodulen är ca $1/3$ större än för järn

Utmärkt värmekonduktivitet, $1.7 \cdot 10^2\text{ W/mK}$ (järn $0.75 \cdot 10^2\text{ W/mK}$)

Tätheten som är 1.84 g/cm^3

Ej magnetisk

Lågt tvärsnitt för termiska neutroner

Bland annat dessa egenskaper har gjort den på senare tid mycket begärlig inom skilda industriområden. Reaktorteknologin använder den till moderator och reflektor med hänsyn till det termiska tvärsnittet.

Rymdtekniken, som är beroende av minimal vikt, utnyttjar dess egenskaper liksom inom alla områden där elasticitet, lätthet och stabilitet är viktigt. Exempel är den välkända Beryllium-Kopparn, som användes bl.a. till fjädrar, elektriska kontakter, elektroder o.s.v. Vid bombardemang med α -partiklar produceras 30 neutroner/miljon α -partiklar, t.ex. PoBe - eller PuBe -preparat.

På grund av berylliumatomens ringa storlek i förhållande till vanliga metallatomers, har den förmågan att i en fast lösning diffundera till ytan och genom förening med luftens syre bilda en film som förhindrar korrosion. Den ringa atomstorleken åstadkom även att beryllium var en av de sista elementen, som kristalliserade ut sig från magman under jordens utveckling.

Den finns därför i ett begränsat antal mineraler. Den vanligaste är beryl ($3\text{BeO}\cdot\text{Al}_2\text{O}_3\cdot 6\text{SiO}_2$). Berylliums vilja att kombinera med syre har inneburit att flertalet mineraler består av berylliumoxid och oxider av kisel, aluminium och bor. I Sverige förekommande är mineralen berylliumoxid.

2. Berylliums farlighet och hygieniska gränsvärden.

Experimentellt och empiriskt har det visat sig att beryllium allmänt inverkar menligt på tillväxt och utveckling av en rad livsformer, från förhindrande av cellens mitos till orsakande av mera komplicerade sjukdomsformer. Lungcancer hos råttor och apor har konstaterats ha samband med berylliumoxid och berylliumsulfat, men detta samband har hittills inte bevisats gälla för människan. Konsekvensen blir att beryllium är ett extremt giftigt ämne, även i sina kemiska föreningar och i låga koncentrationer.

Berylliums toxicitet blev allmänt känd när den industriella användningen tog fart i mitten av 30-talet, först vid utvinningsprocessen och senare i början på 40-talet i samband med lysrörstillverkning. Sjukdomarna uppträdde som akuta hudsår, kroniska och akuta luftvägssjukdomar. Många fall slutade med dödlig utgång. Sådana tragiska händelser inträffar numera inte om skyddsföreskrifter följs. Farligheten idag utgöres nog mera av att människan kan utsättas för risker, genom att beryllium sprids i luften. I städer med koleldning kan beryllium bli luftförorening på grund av den naturliga förekomsten av beryllium i jordskorpan.

Även vid industriella processer kan låga luftkoncentrationer uppstå, vilka om de kvarstår under längre tid kan orsaka kronisk lunginflammation.

Allmänt indelas berylliumförgiftning i två grupper;

Hudsjukdom
Sjukdom genom inandning av beryllium

Diagnosen att ett sjukdomstillstånd är orsakat av beryllium underlättas om förekomst av ^9Be kan påvisas i kroppen.

Huvudorsakerna för kravet på högkänsliga analysmetoder:

1. Hjälpa för diagnostisering av berylliumförgiftning
Den kroniska formen är en av de sjukdomar som är svårast att identifiera. I 13 fall med dödlig utgång var medelvärdet av lunginnehållet $0.127 \mu\text{g } ^9\text{Be/g}$ vävnad.
2. Kontroll av de fastställda gränsvärdena.

De i U.S.A. gällande gränsvärdena är:

$2 \mu\text{g } ^9\text{Be/m}^3$ luft för en 8-timmars arbetsdag (tidsmedelvärde).

$0.01 \mu\text{g } ^9\text{Be/m}^3$ luft i samhället i övrigt.

3. Hittills använda analysmetoder.

Den ökande industriella användningen har forcerat fram ett antal analysmetoder. Dessa är:

- A. Gravimetriska
- B. Colorimetriska
- C. Fluorimetriska
- D. Spektroskopiska

Av dessa är endast den spektroskopiska helt specifik för beryllium, alltså man riskerar inte att få interferenser från andra ämnen, utan analysresultatet härrör endast från beryllium. För att undvika nämnda interferenser måste kemisk separering tillgripas. Denna försvåras emellertid av berylliums kemiska egenskaper. Vilket innebär att just separationsprocessen blir avgörande för mätresultatet.

Detektionsgränsen för den colorimetriska metoden är 1-5 $\mu\text{g/g}$ vävnad. Av de ovanstående metoderna finns det inom varje ett antal delmetoder. Detektionskravet 0.01 μg beryllium per gram vävnad klaras endast av spektroskopiska respektive fluorimetriska metoden.

För frisk vävnad är undre detektionsgränsen för den spektroskopiska metoden 0.0075 $\mu\text{g/g}$ vävnad. Detta motsvarar ungefär 1 $\mu\text{g/g}$ slaggbildad vävnad, eftersom frisk vävnad naturligtvis inte direkt går att använda i en urladdningsprocess. Detektionsgränsen för den fluorimetriska metoden varierar starkt med provet. Därför får nog den spektrografiska anses vara den mest tillförlitliga och enkla.

4. Önskemål och behov samt definition av uppgiften.

De traditionellt använda analysmetoderna är i många fall svåra och långsamma, särskilt när det gäller spårmängder. De kräver omsorgsfulla separationer och preparationer av provet och stor försiktighet. Mot denna bakgrund anses det föreligga ett behov av en enklare och tillförlitligare metod, som då gärna blir känsligare.

Formuleringen av examensarbetets uppgift blir att undersöka möjligheterna att använda tillämpad kärnfysik vid framtagning av en sådan ny metod.

Den redan förefintliga PIXE-metoden kan tyvärr inte användas för atomnummer < 15 , då den karakteristiska mjuka röntgenstrålningen absorberas i provet.

Undersökningen inriktas därför på att finna en eller flera kärnreaktioner, inducerade av en infallande partikel, så lämpade att mycket små mängder beryllium skulle bli detekterbara.

Referenser till Kap.I.

1. Stokinger, Berylliums its industrial hygiene aspects
Academic Press 1966
2. Handbook of Chemistry and Physics. 55th edition 1974-1975.
3. Sax, Dangerous properties of industrial materials, sid 1501, 1963.

Kap. II. Litteraturundersökningen.

1. Undersökta partiklar samt allmän diskussion.

Tidigare använda analysmetoder med kärnfysik, är t.ex. aktivering av en del av de eftersökta kärnorna (t.ex. med neutroner). Det påvisas emellertid längre fram, att just inom detta massområde halveringstiderna blir antingen mycket korta (< 1 s), eller mycket långa (> 1 dag). Därför är det inte lämpligt att använda sig av inducerad aktivitet.

Nukleära reaktioner inducerade av laddade partiklar som detekteringsmetod för låga Z -kärnor, har fördelen att de tyngre kärnornas medverkan kan undertryckas genom att använda måttliga energier, ty Coulombbarriären förhindrar reaktioner till viss del. Omvända förhållandet gäller vid elastisk spridning (Rutherfordspridning), där det i stället är fördelaktigt att observera höga Z -element i ett prov med i övrigt låga Z -element. Sakåtspridningen blir emellertid en värdefull metod för analys av tunna prov, om de infallande partiklarnas energier anpassas. Sakåtspridningen behandlas inte ytterligare utan undersökningen inriktas på att finna en eller flera reaktioner, tillräckligt specifika för beryllium, som resulterar i utgående partiklar eller strålning med vars hjälp små koncentrationer av beryllium blir möjligt att detektera även i tjocka prov.

Med ledning av de vid institutionen existerande praktiska resurser inskränkes de infallande "partiklarna" till: protoner, deutroner, neutroner, α -partiklar och γ -strålning. En ytterligare inskränkning är energiområdet för de infallande partiklarna. Litteraturstudierna har omfattat ca 0-6 MeV för protoner och deutroner och några MeV extra för α -partiklar. Neutroner har studerats upp till ca 15 MeV.

Vid litteraturstudier av de upptagna reaktionerna har frågeställningen varit: Finns det förutsättningar för de utgående partiklarna, att ligga till grund för en analys?

En laddad partikel, till skillnad mot neutroner eller γ -strålning, har nackdelen med ett litet inträngningsdjup. För att kompensera detta erfordras ett relativt större reaktionstvärsnitt, vid en aktuell reaktion. Ett riktmärke har varit ca 100 mb (Ahlbergs undersökning av ^{19}F i emalj hos möss).

Eftersom syftet med denna reaktionsundersökning, är att om möjligt komma fram till en kärnreaktion för analysering av beryllium, och inte undersökning av reaktionsförloppen eller det kärnfysikaliska skeendet i sig, bör följande punkter beaktas vid genomgång av undersökningen:

- a) De redovisade utbytes- och tvärsnittskurvorna, har bara till uppgift att förmedla den kännedom som är tillräcklig för att fastslå reaktionens användbarhet. Där oklarhet eller tvetydighet eller noggrannare uppgifter erfordras, får naturligtvis den ursprungliga källan konsulteras, vilken alltid har angetts.
- b) Kraven på väl grundade omdömen har fått konkurrera med brist på eller svårtydbara fakta och därför naturligtvis även med författarens begränsade kunskaper.
- c) Reaktionerna som är medtagna är de som ansetts någorlunda vettiga och för vilka funnits hänvisningar till i litteraturen. De upptagna reaktionerna är därför inte ett komplett register för beryllium.
- d) Där inga integrerade tvärsnitt påträffats, utan endast differentiella, har en uppskattning av det totala fått göras.

Partikelenergierna är i allmänhet angivna i lab.systemet. Det samma gäller för differentiella tvärsnitt. De fullständiga referenserna är placerade i slutet av varje avsnitt, som behandlar en infallande partikel.

2. Protoninducerade reaktioner.

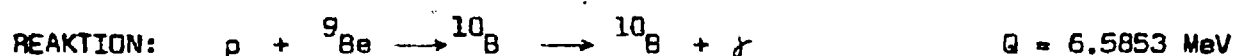
En reaktion kommer därvid att enligt compoundkärnmodellen gå på följande sätt: $p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{B} \rightarrow$

TABELL 1.

Nr	Reaktion resp. restkärna	Restkärnans sönderfall	$T_{1/2}$	Q-värde MeV
1	$(p,\gamma){}^{10}\text{B}$	STABIL		6.5853
2	$(p,p'){}^9\text{Be}$	STABIL		$E_b=6.5853$
3	$(p,n){}^9\text{B}$	p,α (inga γ)	$3 \cdot 10^{-19}\text{s}$	-1.8498
4	$(p,np){}^8\text{Be}$	2α	$3 \cdot 10^{-16}\text{s}$	-1.6651
5	$(p,d){}^8\text{Be}$	se ovan!		0.5595
6	$(p,\alpha){}^6\text{Li}$	STABIL		2.125
7	$(p,p\alpha){}^5\text{He}$	n,α	$2 \cdot 10^{-21}\text{s}$	-2.46
8	$(p,n\alpha){}^5\text{Li}$	p,α	10^{-21}s	-3.5357
9	$(p,t){}^7\text{Be}$	EC, $E_\gamma=0.48$	53 dagar	-12.0831
10	$(p,pd){}^7\text{Li}$	STABIL		-16.6965
11	$(p,2p){}^8\text{Li}$	$\bar{\beta}, 2\alpha$	0.85 s	-16.888
12	$(p,2n){}^8\text{B}$	$\beta^+, 2\alpha$	0.78 s	-20.4265

Ovängjorda sammanställning upptar de undersökta reaktionerna.

Uppgifterna ger vid handen att ingen av restkärnorna har ett radioaktivt sönderfall, som kan ligga till grund för en analysmetod. Nedan följer därför en genomgång av ovanstående reaktioner enligt de principer som angavs i Kap. II.1

Reaktion nr 1.

Reaktionen är en radiativ infångning av en laddad partikel. Grundtillståndet för ${}^{10}\text{B}$ är stabilt. Nivådiagrammet för ${}^{10}\text{B}$, Fig.1, visar att kärnan får en excitationenergi överstigande 6.58 MeV. Kärnan kan antingen deexciteras i kaskad eller direkt till grundtillståndet. Ur Fig.1 kan man även få en uppfattning av utbyteskurvens utseende.

Den svaga resonansen vid $E_p = 0.33 \text{ MeV}$ åtföljs av strukturer omkring $E_p = 1 \text{ MeV}$. Den kraftiga toppen vid $E_p = 2.567 \text{ MeV}$ hör till reaktionen ${}^9\text{Be}(p, \alpha\gamma){}^6\text{Li}$ och behandlas senare. En topp vid $E_p = 4.6 \text{ MeV}$ fortsätts med ett ganska konstant utbyte uppåt.

Resonanstoppen vid $E_p = 0.33 \text{ MeV}$ svarar enl. Ref.6 mot nivån $E_x = 6.88 \text{ MeV}$ hos ${}^{10}\text{B}$. Samma källa har bestämt tvärsnittet (det totala) för γ -produktion vid denna energi till $12 \mu\text{b}$ (maximalt).

Resonansanhopningen vid 1 MeV består utav minst 5 resonanstillstånd. Detta är svårt eller omöjligt att urskilja i Fig.1. Referens 4 anger dessa vara $E_p = 0.938, 0.980, 0.992, 1.083$ och 1.29 MeV . De kraftigaste är $E_p = 0.992, 1.083$ resp. 1.29 MeV . Var och en av dessa tre resonanser producerar ett flertal γ -linjer med olika intensitet. Referens 5 har gjort en utmärkt bestämning av de aktuella tvärsnitten. Tabell 2 ger tvärsnitten för olika övergångar. Tvärsnitten är där angivna per steradian. Energin $E_p = 1.083 \text{ MeV}$ visar sig då vara bäst och skulle ge γ -strålning med energin $E_\gamma = 7.56 - 0.72 = 6.84 \text{ MeV}$. Denna deexcitation till den först exciterade nivån hos ${}^{10}\text{B}$, kommer naturligtvis att åtföljas av en övergång till grundtillståndet. Just denna övergång verkar ge det största tvärsnittet, $d\sigma/d\Omega = 0.75 \text{ mb/sr}$. Eftersom inga integrerade tvärsnitt är bestämda uppskattas det totala till 10 mb .

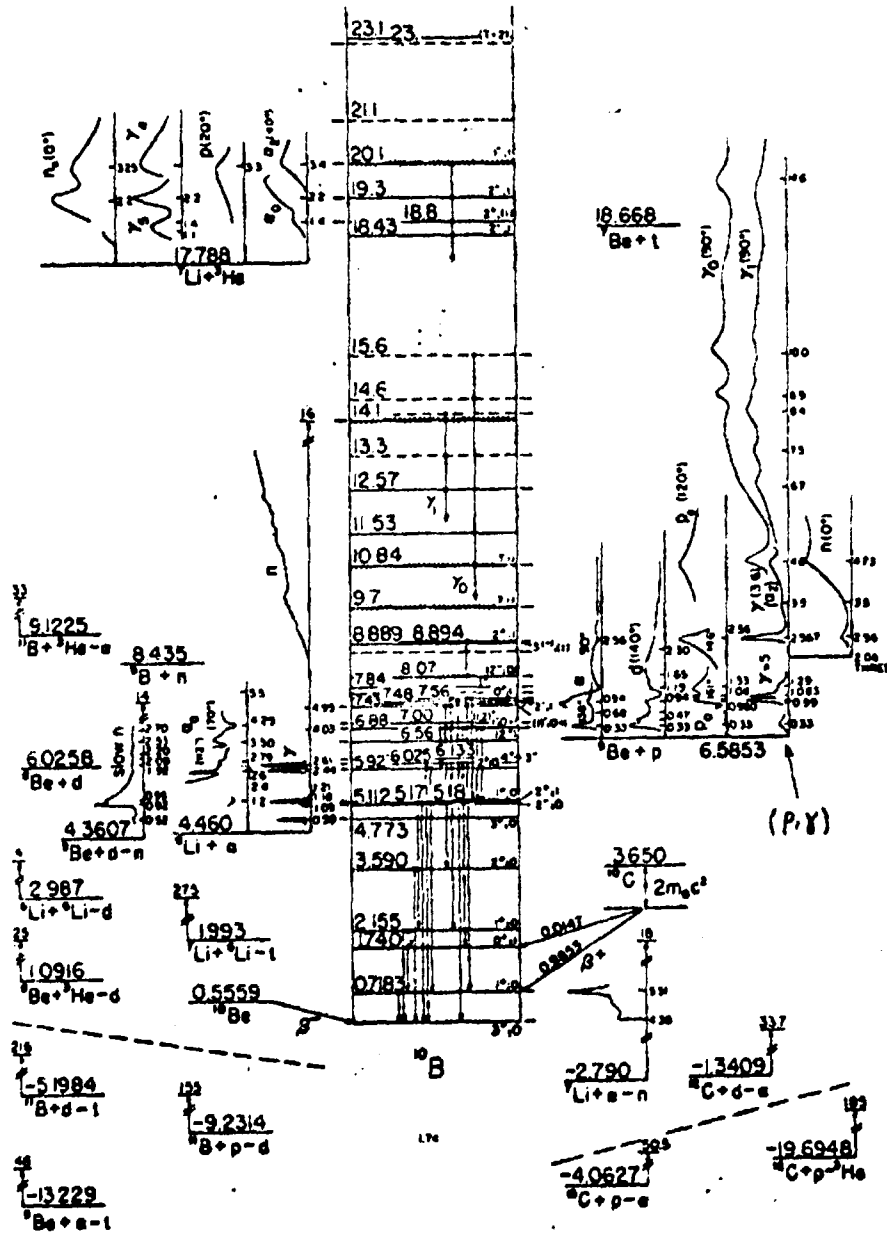


Fig. 1.
 Nivådiagram för ^{10}B
 Efter Ref.4

TABELL 2.
 Differentiella tvärsnitt, $d\sigma/d\Omega$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$), för γ -strålning
 från resonanser omkring $E_{\alpha} = 1 \text{ MeV}$, $\theta_{\text{lab}} = 55^{\circ}$. Efter Ref.5

E_{γ} (MeV)	$E_p = 0.994 \text{ MeV}$ $E_x = 7.48$	$E_p = 1.083 \text{ MeV}$ $E_x = 7.66$	$E_p = 1.28 \text{ MeV}$ $E_x = 7.74$
0.41		45	
0.72	26	750	8
1.02	8	38	1.0
1.43	4.3	24	0.7
1.80	0.5		
2.15	3.5	20	0.6
$E_x = 5.18$	13	110	2
$E_x = 4.77$	1.5		
2.87	2.2		0.8
3.58	1		
$E_x = 3.58$	3.8	15	1.9
4.05	1		
$E_x = 2.15$	13	85	2.1
$E_x = 1.74$	2	30	0.4
$E_x = 0.72$	16	725	6.0
$E_x = 0$	465	20	48

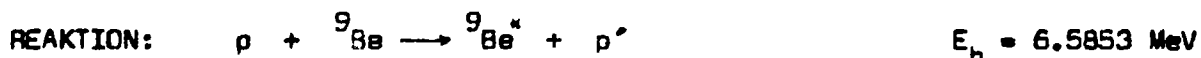
Referens 8, som rapporterar resonansen vid $E_p = 4.6 \text{ MeV}$, har inte bestämt några absoluta tvärsnitt. I denna rapport kan emellertid en jämförelse med utbytet för resonansen vid $E_p = 2.567 \text{ MeV}$ göras (den behärskas relativt bra). Toppen vid 4.6 MeV uppgår till högst 90 % av toppen vid 2.56 MeV .

Inga ytterligare kompileringar har påträffats. Motsvarande jämförelse i Fig. 1 tyder på att uppskattningen är i överkant.

För protonenergier större än 4,6 MeV visar Fig.1 ett visst utbyte av fotoner. Referens 4 anger storleksordningen på dessa tvärsnitt till $1 \mu\text{b}/\text{sr}$. Uppskattningen av det totala tvärsnittet blir då ca. $12 \mu\text{b}$. Inga ytterligare undersökningar gjordes därför i detta område.

Slutkommentar för denna genomgång är att en (p,γ) -reaktion maximalt skulle ge ca. 10 mb i totalt tvärsnitt.

Reaktion nr 2.



Eftersom utnyttjande av inelastiskt eller elastiskt spridda protoner ej kan realiseras som en metod för detektering av beryllium i tjocka targets, återstår frågan huruvida den exciterade ${}^9\text{Be}$ -kärnan sönderfaller genom partikelemission eller deexciteras genom fotonutsändning.

Inelastiskt spridda protoner har bl.a. observerats till $E_x=1.68$ och $E_x=2.43$ MeV hos ${}^9\text{Be}$. Fig.2 föreställer ett nivåschema för ${}^9\text{Be}$, där har till höger markerats nivåernas sönderfallskaraktär. Yasue et al, Ref. 9 och 10, har i intervallet 4.2-5.5 MeV experimentellt bestämt differentiella tvärsnittskurvor för reaktionerna (p,p_0) , (p,p_1) resp. (p,p_2) . Utbytet för (p,p_2) -reaktionen är ca. 10 ggr större än för (p,p_1) -reaktionen.

Utbytet för (p, p_2) -reaktionen uppvisar ett maximum vid $E_p = 4.8$ MeV. Storleksordningen på det differentiella tvärsnittet är ca. 10 mb/sr. Referens 11, som är en sammanställning av flera kompileringar stödjer detta. Sisträmnda Referens ger även vinkelberoendet. Med hjälp av detta uppskattas det integrerade tvärsnittet för (p, p_2) -reaktionen till ca. 100 mb.

Nåväl ett tvärsnitt på över 100 mb skulle mycket väl kunna vara intressant. Tyvärr är inte protonerna särskilt lämpade som analysmetod. Då blir frågan: får vi några γ ?

Enligt Marion och Levin (Ref.12) finns det bara två reaktioner som producerar γ -strålning vid bombardemang med protoner, nämligen (p, γ) - resp. $(p, \alpha\gamma)$ -reaktionen. Den senare behandlas längre fram.

De exciterade nivåerna för ^9Be och de lägre liggande nivåerna för ^8Be har försumbart små strålningsbredder. Detta stämmer väl in i bilden av ^9Be som en kärna bestående av två starkt bundna α -partiklar plus en lösare bunden neutron. Här kan också nämnas att senare redovisas en frånvaro av γ -strålning vid excitering av ^9Be med en (n, n') -reaktion.

Fastän Fig.2 antyder möjlighet för nivån $E_x = 2.43$ MeV att vid sönderfall producera γ -strålning, dras här slutsatsen att i varje fall kommer det inte att produceras någon nämnvärd intensitet på γ -strålningen användbar till undersökningens syfte. I stället kommer $^9\text{Be}^*$ att splittras upp i ^8Be plus en neutron. Möjligheten finns då både till ^8Be 's grundtillstånd och första exciterade tillstånd. Båda dessa är emellertid självklart α -instabila och ingen γ -strålning produceras.

Sammantaget blir alltså (p, p') en reaktion som med säkerhet inte kan komma ifråga.

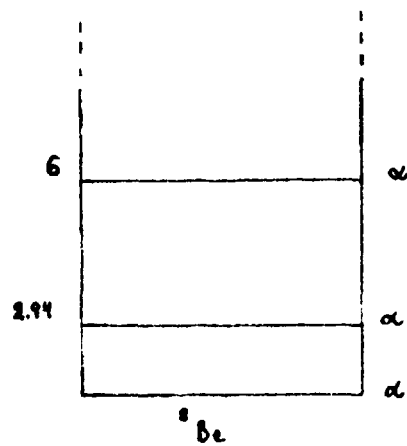
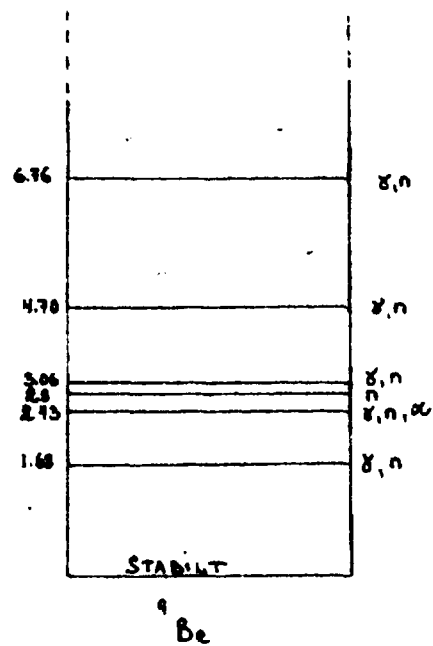
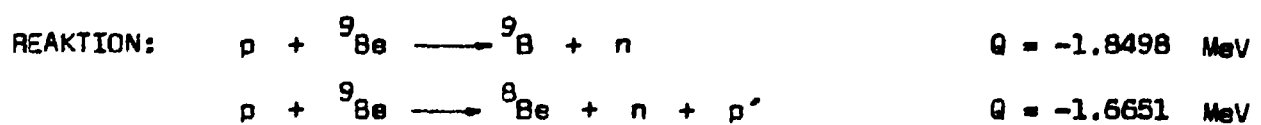


Fig.2

^8Be :s och ^9Be :s nivåschema. Efter Ref.4

Reaktion nr 3 och 4.



Här behandlas de reaktioner som producerer neutroner vid bombardemang med protoner.

Energitröskeln för den förstnämnda reaktionen är 2.059 MeV. Isotopen ^9Be är emellertid unik i det avseendet att den har den lägsta neutronbindningsenergin (1.6651 MeV) för alla stabila isotoper. Som ett resultat av detta kan neutroner produceras under tröskelenergin för $^9\text{Be}(p,n)^9\text{Be}$ -reaktionen, nämligen genom tre-kroppar-uppsplittring: $^9\text{Be}(p,np)^8\text{Be}$. Energitröskeln för denna reaktion är så låg som 1.85 MeV. Fig.3 föreställer utbyteskurvan av neutroner vid protonbombardemang. Som synes stiger det totala tvärsnittet upp till intressant storlek.

En berättigad frågeställning är om ^9Be också är unik i det avseendet att tröskelenergin för neutronproduktion med hjälp av protonbombardemang är den lägsta bland de naturligt förekommande isotoperna. Tyvärr är så inte fallet. Till exempel har följande, ej så sällsynt förekommande isotoper, tröskelenergier som understiger berylliums: ^{14}C (0.67 MeV) och ^{41}K (1.23 MeV).

Detta faktum indikerar således att det är energetiskt möjligt för kärnor att medverka i en (p,n)-reaktion under tröskelvärdet för samma reaktion hos ^9Be , fastän beryllium har den minst bundna neutronen.

På grund av dessa redovisade omständigheter anser sig författaren kunna förkasta möjligheten att påvisa beryllium i små mängder genom detektering av protoninducerade neutroner, då dessa således inte endast behöver komma från ^9Be . Kan vi förvänta oss några γ -kvanta? En (p,n)-reaktion ledande till ^9Be 's grundtillstånd eller de första exciterade nivåerna hos denna kärna ger ingen γ -strålning, ty ^9Be sönderfaller genom protonutsändning till ^8Be . Se Fig. 4! ^8Be avexciteras inte heller elektromagnetiskt, ty den kärnan

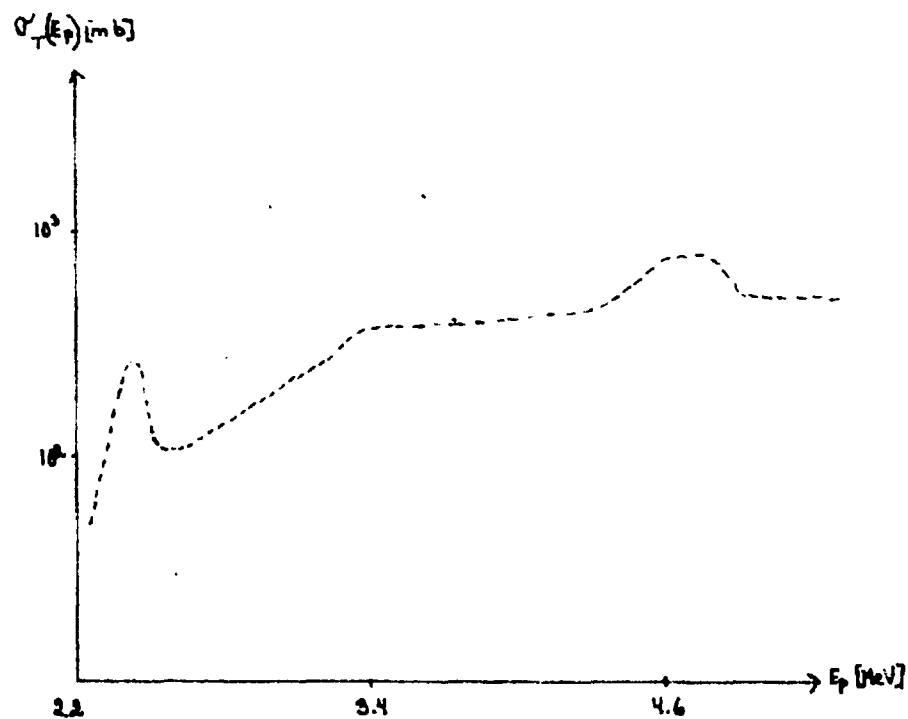


Fig. 3
Totala tvärsnittet för ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$.
Efter Ref. 11.

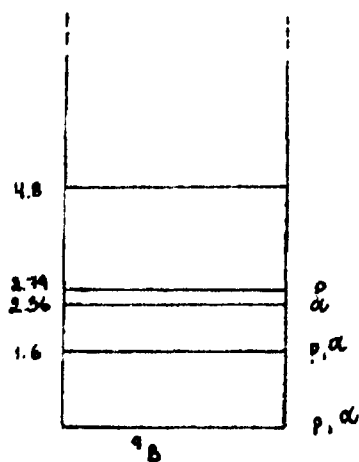
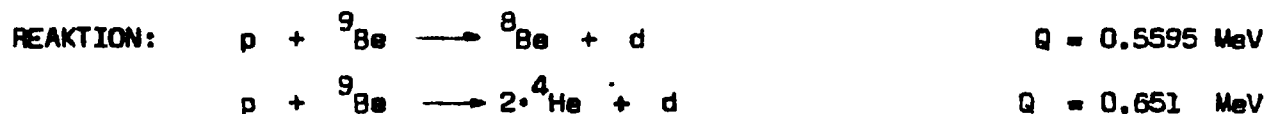


Fig. 4
 ${}^9\text{B}$:s nivåschema
Efter Ref. 4

sönderfaller i det här aktuella excitationområdet till två α -partiklar. Se Fig. 2! Samma resonemang inses då gälla för ett direkt tre-kroppar uppbrott.

Sammanfattat: Denna reaktion är omöjlig att använda trots höga reaktionstvårsnitt

Reaktion nr 5.

Denna pick-up reaktion kommer naturligtvis inte att innebära någonting nytt i förhållande till (p, np^*) -reaktionen. Deuteroner svarande mot ${}^8\text{Be}$'s grundtillstånd och första exciterade tillstånd ger ingen γ -strålning utan två α -partiklar. Tvärsnittet för deuteronproduktionen är ca. 5 mb/sr, och det syns ej heller vara någon utväg att detektera deuteronerna.

Reaktion nr 6.

Restkärnan blir här ${}^6\text{Li}$, vars grundtillstånd är stabilt. Här öppnar sig den första möjligheten för praktisk tillämpning. En metod byggande på detektering av α -partiklar är mer lämpad för tunna prov, men α -partiklarna visar sig åtföljas av γ -strålning. Denna strålning härrör från deexciteringen av 2:a nivån över grundtillståndet hos ${}^6\text{Li}$. En ${}^6\text{Li}$ -kärna som befinner sig i denna exciterade nivå kan endast avexciteras elektromagnetiskt, alltså inget partikelsönderfall. Se litiums nivådiagram, Fig. 5!

Varje α_2 -partikel åtföljs således av γ -strålning med energin $E_\gamma = 3.561 \text{ MeV}$. Resonansutbytet av γ -strålningen åskådliggörs av Fig. 6. Day och Walker, Ref. 13, verkar vara de enda som hittills bestämt tvärsnittet för denna resonans. De har erhållit resonanstvärsnittet 110 mb (totalt) och

halvvärdesbredden 39 keV.

Utbytet av α -partiklar åskådliggörs av Fig.7. I det redovisade energiområdet är utbytet av ${}^9\text{Be}(p, \alpha_1){}^6\text{Li}^M$ -reaktionen större än utbytet av ${}^9\text{Be}(p, \alpha_0){}^6\text{Li}$ -reaktionen. Den exciterade nivån $E_x=2.185$ sönderfaller emellertid huvudsakligen till $\alpha+d$.

Referens 13 har i sitt experiment funnit att intensiteten, för γ -kvanta med energi avvikande från 3.56 MeV, är mindre än 2 %.

Alltså ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2\gamma){}^6\text{Li}$ är en möjlig detekteringsmetod. Nu kommer ett ämne: ${}^{12}\text{C}$, som alltid får förutsättas närvarande i ett okänt prov, ger vid protonbombardemang upphov till γ -kvanta med energin $E_\gamma=3.509$ MeV. Resonansen för ${}^{12}\text{C}(p, \gamma_0){}^{13}\text{N}$ ligger vid protonenergin $E_p=1.698$ MeV, alltså under resonansen för ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2\gamma){}^6\text{Li}$, och kommer då alltid att interferera med berylliumresonansen i ett tänkt tjockt prov.

Young et al, Ref.14, har bestämt totala tvärsnittet till 37 μb för 3.51 nivån. Emellertid har ${}^{13}\text{N}$ en nivå, $E_x=3.56$ MeV, som alltså vid γ -sönderfall skulle ge exakt samma energi på γ -kvantat som för ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2\gamma){}^6\text{Li}$. Young har fastställt en övre gräns på det totala resonanstvärsnittet för den γ -linjen till mindre än 2.6 μb . Detta innebär att man troligtvis kan bortse från interferensriken som uppkommer vid deexcitering av 3.56 nivån. I varje fall i jämförelse med 3.51 nivån.

Denna komplikation med interferens från ${}^{12}\text{C}$ är ganska svårbedömd. Tvärsnittet för produktion av γ -strålning med energin $E_\gamma=3.509$ MeV är ca. 3000 ggr lägre än för reaktionen ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2\gamma){}^6\text{Li}$. Då förhållandet mellan koncentrationerna av ${}^9\text{Be}$ och ${}^{12}\text{C}$ i ett fiktivt prov kan visa omvända förhållanden, krävs ett experimentellt försök för att fastslå om $(p, \alpha_2\gamma)$ är realiserbar.

En koincidensmätning mellan γ och α_2 , för att endast räkna γ från ${}^9\text{Be}$ är nog inte tänkbart vid spårämneskoncentrationer av ${}^9\text{Be}$ och rimliga köbtider.

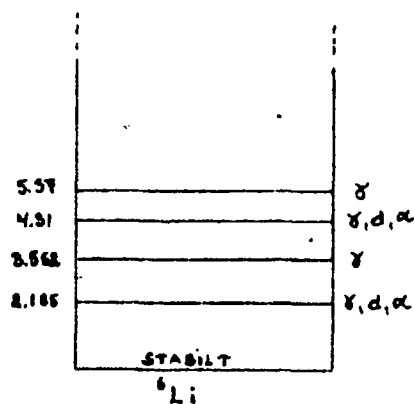


Fig.5
 ${}^6\text{Li}$:s nivå-diagram
 Efter Ref.4

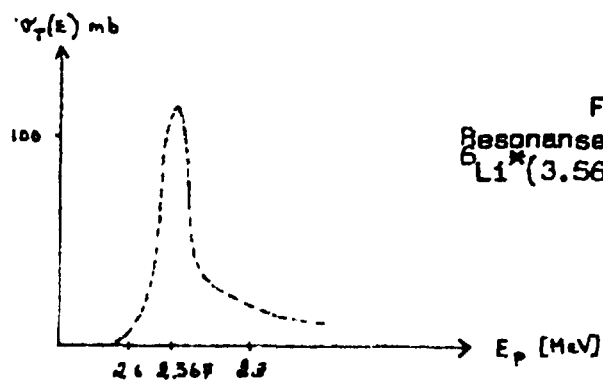


Fig.6
 Resonansexcitationen till
 ${}^6\text{Li}^*(3.56)$ för (p, α) . Efter Ref.13

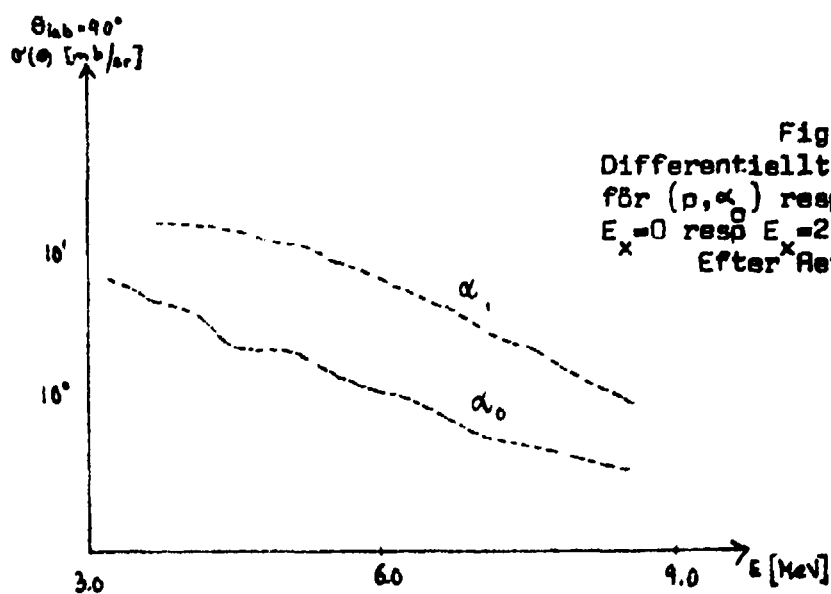


Fig.7
 Differentiellt tvärsnittsutseende
 för (p, α) resp (p, α_1) motav.
 $E_x = 0$ resp $E_x = 2.185$ MeV.
 Efter Ref.11

Sammanfattat: (p, α_2) är en tänkbar reaktion. För definitivt besked krävs ett experimentellt försök.

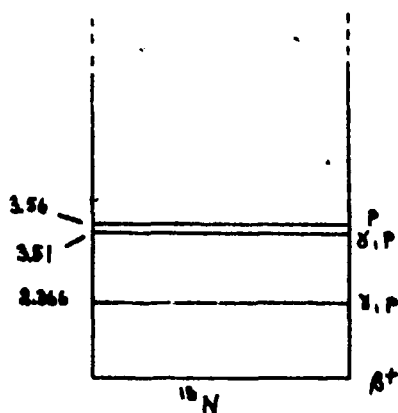
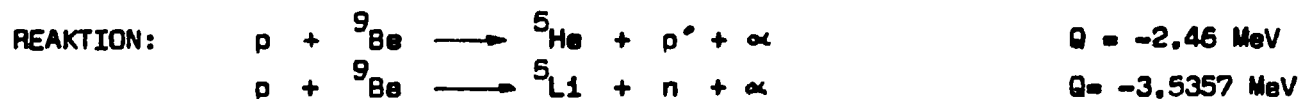


Fig. 8
 ^{13}N :s nivåödiagram. Efter Ref. 3.

Reaktion nr 7 och 8.



Båda dessa reaktioner slutar på en kärna som mycket snabbt övergår till ${}^4\text{He}$: ${}^5\text{He} \longrightarrow {}^4\text{He} + n$ resp. ${}^5\text{Li} \longrightarrow {}^4\text{He} + p$. Inga elektromagnetiska deexcitationer för rimliga protonenergier är tänkbara.

Reaktion nr 9-12

Dessa fyra reaktioner har Q -värden som samtliga ligger under -12 MeV . Detta tycks vara tillräckligt för att avfärda dessa reaktioner utan vidare behandling.

Referenslista för reaktioner med protoner (p).

1. Lauritsen och Ajzenberg-Selove N.P. 78(66)1-
2. Lauritsen och Ajzenberg-Selove N.P. A114(68)1-
3. Ajzenberg-Selove N.P. 152(70)1-
4. Lauritsen och Ajzenberg-Selove N.P. A227(74)1-
5. Hornyak et al N.P. 50(64)424
6. Auwarter N.P. A242(75)129
7. Marion et al P.R. 103(56)713
8. Hahn et al P.R. 85(52)934
9. Yasue et al TOKYO Phys. Soc. of Japan Journal 33(72)265
10. Yasue et al TOKYO Phys. Soc. of Japan Journal 36(74)1254
11. Kim et al Nuclear Data A1(65-66)265
12. Marion och Levin P.R. 115(59)144
13. Day och Walker P.R. 85(52)582
14. Young et al N.P. 44(63)495

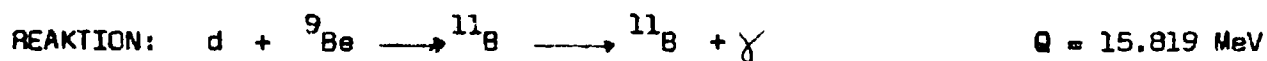
3. Deuteroninducerade reaktioner.

En reaktion kommer därvid att enligt compoundkärnemodellen gå på följande sätt: $d + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{11}\text{B} \longrightarrow$

TABELL 3.

Nr	Reaktion resp. restkärna	Restkärnans sönderfall	$T_{1/2}$	Q-värde MeV
1	$(d, \gamma) {}^{11}\text{B}$	STABIL		15.819
2	$(d, d') {}^9\text{Be}$	STABIL		$E_b = 15.819$
3	$(d, p) {}^{10}\text{Be}$	β^-	$2.7 \cdot 10^6$ år	4.590
4	$(d, n) {}^{10}\text{B}$	STABIL		4.3607
5	$(d, \alpha) {}^7\text{Li}$	STABIL		7.1511
6	$(d, t) {}^8\text{Be}$	2	$3 \cdot 10^{-16}$ s	4.592
7	$(d, 2\alpha) {}^3\text{H}$	β^- (inga γ)	12.26 år	4.687
8	$(d, tn) {}^7\text{Be}$	EC, $E_\gamma = 0.48$ MeV	53 dagar	-14.304

Ovanstående tabell upptar de undersökta reaktionerna, inducerade av deuteroner. Ingen av restkärnorna har ett radioaktivt sönderfall, som kan ligga till grund för en analysmetod. Nedan följer därför en genomgång av ovanstående reaktioner, på samma sätt som för de protoninducerade i Kap.II.2.

Reaktion nr 1.

Flera strålningsövergångar har observerats i samband med deutroninfångningen. De tre starkaste är de som slutar på grundnivån och nivåerna 2.124 resp. 4.444 + 5.019. Övergångar till de sistnämnda nivåerna har experimentellt inte kunnat särskiljas. Övergångar till nästa nivåer drunknar i bakgrunden från de föregående. Referens 2 uppger att $(I_4 + I_5)/I_0 \leq 0.3$. Där I betecknar intensiteten. Se Fig. 9!

Figur 10-12, som kommer från Ref.1, tyder på mycket små tvärsnitt för den aktuella reaktionen. Denna kompilering sträcker sig endast till 3.5 MeV. Referens 3 intygar att utbytet i varje fall inte kommer att öka upp till 6 MeV.

Byggande på de här nämnda referenserna vågas påstå, att det högsta tvärsnitt (totala) man kan räkna med är i storleksordningen $10 \mu\text{b}$. Ett så lågt reaktionstvärsnitt är inte intressant, när den infallande partikeln är laddad och därför endast får en kort räckvidd.

Slutsats: Denna reaktion är inte användbar för detektering av beryllium.

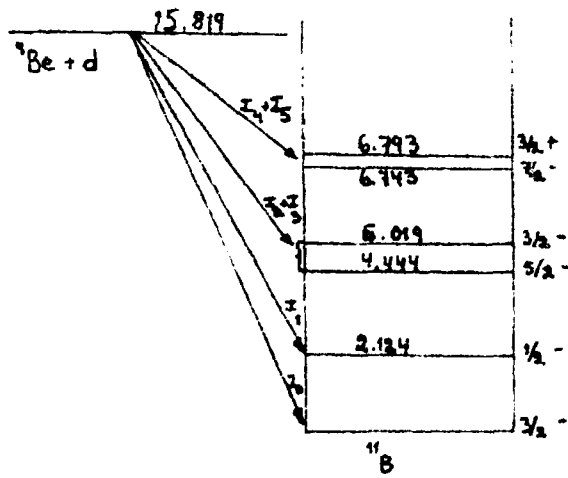


Fig.9
Efter Ref.18

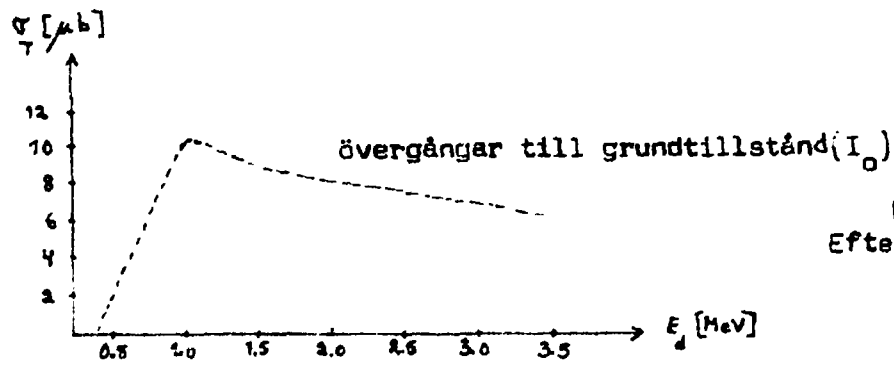


Fig.10
Efter Ref.1

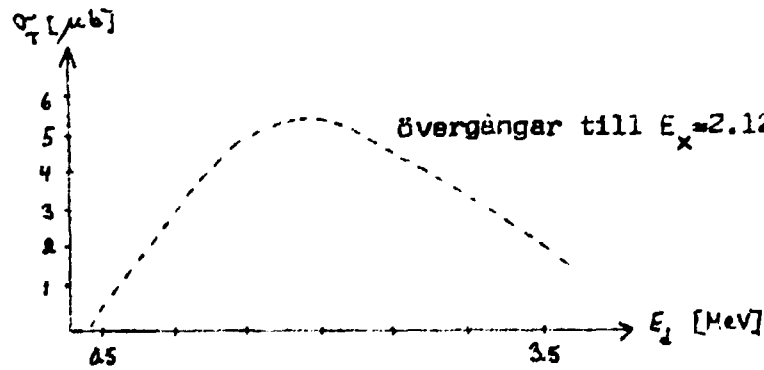


Fig.11
Efter Ref.1

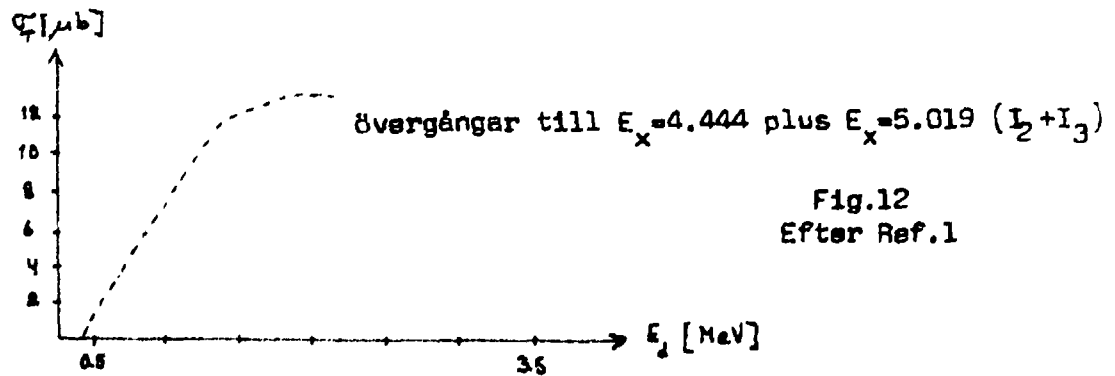
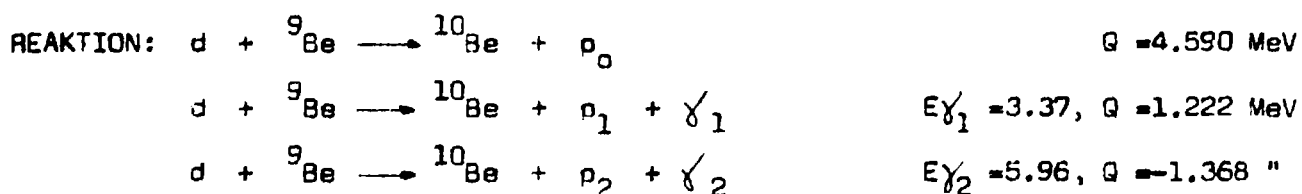


Fig.12
Efter Ref.1

Reaktion nr 2.

Trots ihärdigt och långvarigt sökande har ingenting framkommit som tyder på att γ -strålning, med någon nämnvärd intensitet, produceras vid inelastisk deuteronsoridning. Fastän de två första exciterade nivåerna för ${}^9\text{Be}$ enligt Ref.1 (se Fig.2) kan deexciteras elektromagnetiskt, har inte några tvärsnittsbestämningar påträffats i den litteratur som gåtts igenom.

På grundval av denna avsaknad och det som framkom vid (p,p') -reaktionen, dras slutsatsen att ingen γ -strålning av tillräcklig intensitet kommer att produceras.

Reaktion nr 3.

Ovanstående reaktioner kan i stora drag betraktas som strippingreaktioner. Den första reaktionen som lämnar ${}^{10}\text{Be}$ i grundtillståndet, vilket sedan genom β^- -sönderfall övergår till ${}^{10}\text{B}$, erbjuder inga detektionsmöjligheter. Reaktionen ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}$ är betydligt intressantare. Till höger om nivåer i Fig.13 har markerats på vilket sätt nivåerna sönderfaller. Både den första och andra exciterade nivån, sönderfaller enbart elektromagnetiskt.

Tröskeln för (d, p_2) -reaktionen är 1.67 MeV. Nivån 5.96 är en dubbelnivå, med den inbördes skillnaden 1.6 keV. Den undre sönderfaller huvudsakligen genom kaskad till 3.37 nivån (90 %), medan den övre tvärtom till största delen går direkt till grundtillståndet.

En absolut tvärsnittsbestämning för (d, p_1) -reaktionen har gjorts i intervallet $E_d = (0.9, 3)$ MeV av Ref.8. Figur 15 försöker åskådliggöra huvudbeteendet. Ett maximum verkar ligga vid ca 1.7 MeV, med det totala tvärsnittet 40 mb. Eftersom nivån endast var γ -instabil, blir följden att tvärsnittet för produktion av γ -strålning med $E_\gamma = 3.37$ MeV är ca 40 mb. Tyvärr är enbart detta bara en tredjedel av vad som krävs.

Men den undre 5.96 nivån deexciteras genom kaskad till 3.37-nivån. Figur 14 visar utbytet av $E_\gamma = 3.37$ resp. $E_\gamma = 5.96$ MeV i ett experiment utfört av Ref.5. Som synes är utbytet av $E_\gamma = 3.37$ tämligen konstant tills sönderfallet från nivån 5.96 fyller på. Figur 16, som visar det differentiella tvärsnittet i intervallet $E_d = (3.5, 6)$ MeV, avslöjar t.o.m. att utbytet avtar med ökande E_d . Alltså kommer ökningen i utbytet av $E_\gamma = 3.37$ MeV från (d, p_2) -reaktionen. Inga absoluta tvärsnittsbestämningar av denna har påträffats, men det differentiella tvärsnittet tyder på ett stort totalt tvärsnitt (Ref.4). Samma intryck får man också av Fig.14.

För att bilda sig en uppfattning om det totala tvärsnittet för produktion av γ -strålning med $E_\gamma = 3.37$ MeV, för $E_d > 3$ MeV resoneras enligt följande: Utbytet vid $E_d = 5$ MeV är tydligen ca 4 ggr större än vid 1.7 MeV. Vid 1.7 MeV $\sigma_T = 40$ mb. Alltså skulle man kunna räkna med ca 150 mb för $3 < E_d < 6$ MeV. Detta verkar bra. Dessa spekulationer bör naturligtvis prövas, om deuteroner väljs som detektionsmetod.

Slutsats: Reaktionen $(d, p_{1,2})$ bör prövas experimentellt.

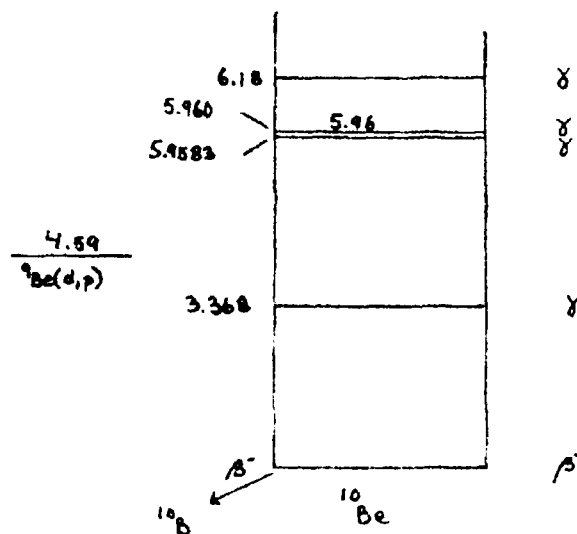


Fig.13
Nivåschema för ^{10}Be
Efter Ref.5

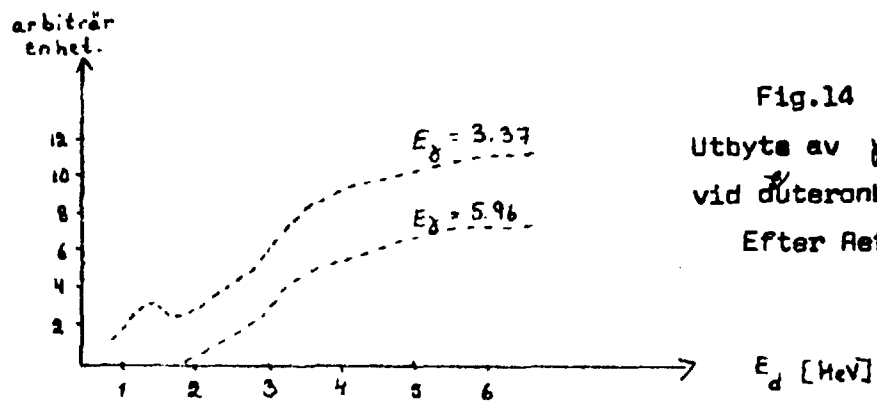


Fig.14
Utbyte av γ -strålning
vid d -bombardemang
Efter Ref.5

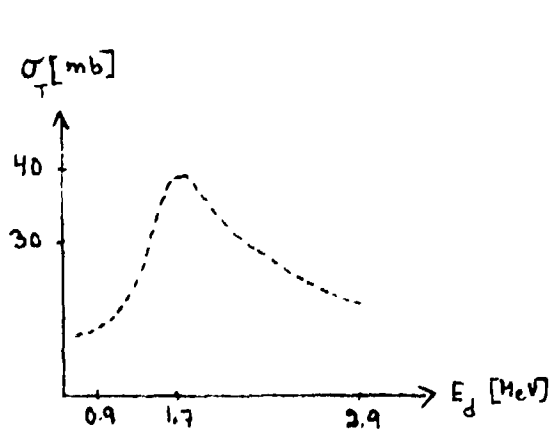


Fig.15
Totala utbytet av (d,p_1)
Efter Ref.8

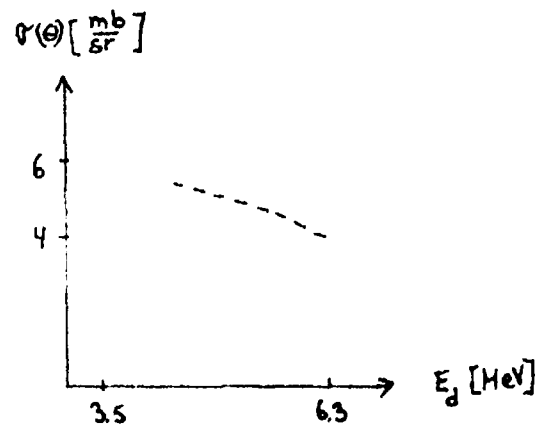


Fig.16
Differentiella tvärsnittsbör.
($\theta=40^\circ$) för (d,p_1) . Efter Ref.8

Reaktion nr 4.

REAKTION:	$d + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{10}\text{B} + n_0$	Q = 4.3607 MeV
	$d + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{10}\text{B}^* + n_1$	Q = 3.6424 "
	$d + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{10}\text{B}^* + n_2$	Q = 2.621 "
	$d + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{10}\text{B}^* + n_3$	Q = 2.206 "
	$d + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{10}\text{B}^* + n_4$	Q = 0.771 "

Hos ${}^{10}\text{B}$ är de fyra första exciterade nivåerna γ -instabila. Vid reaktionen ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$, hamnar man högt ovanför grundtillståndet redan vid låga deuteroneenergier. Eftersom target-kärnan är lätt, blir inte Coulombbarriären särskilt besvärande. Inte oväntat är de totala tvärsnitten för (d,n_1) -reaktionerna acceptabla. Störst är tvärsnittet för den reaktion som lämnar ${}^{10}\text{B}$ -kärnan i det första exciterade tillståndet t.o.m. större än $\sigma_T(d,n_0)$.

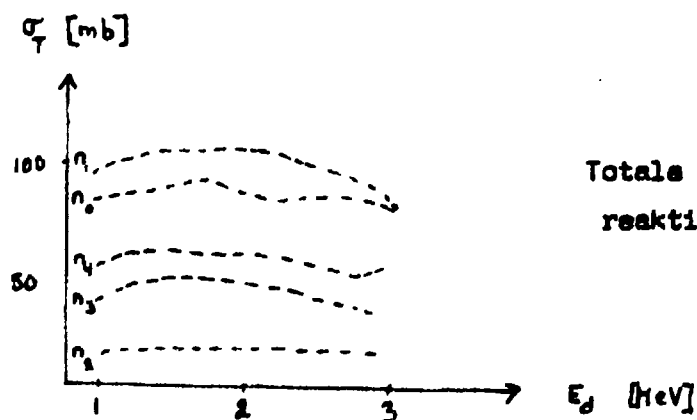
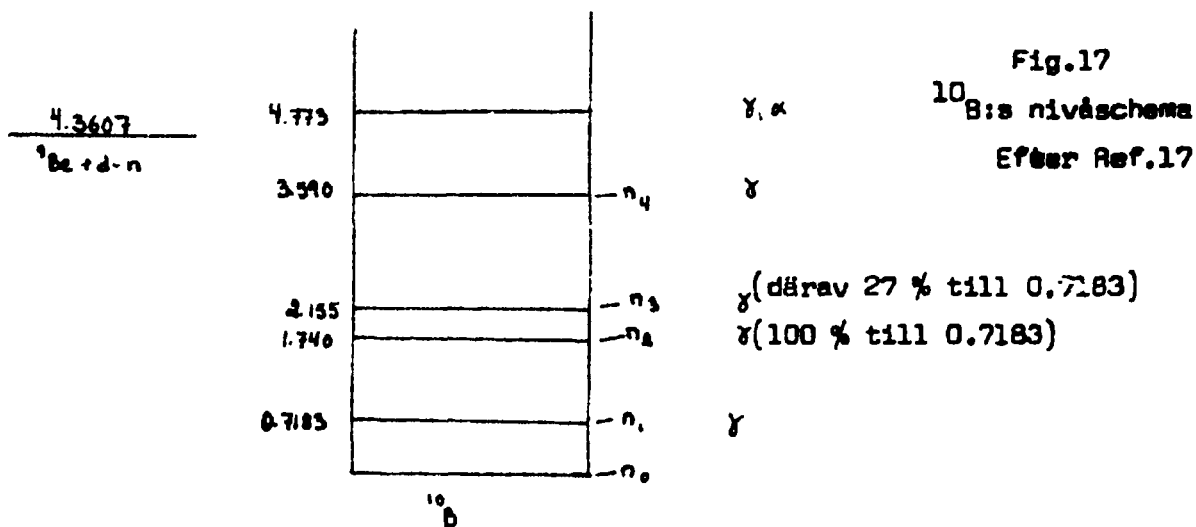
Nivåerna, som följer efter dessa fyra, är förutom γ -instabila även instabila mot α -sönderfall. Referens 10 dokumenterar på ett förträffligt sätt utbytet mellan 1 och 3 MeV. Se Fig.18!

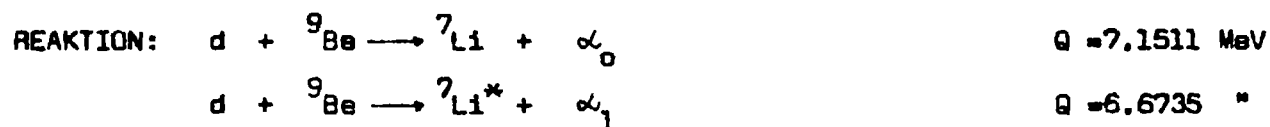
För (d,n_1) -reaktionen enbart syns det ej alltför vågat att uppskatta det totala tvärsnittet i intervallet 1-3 MeV till ca 95 mb. Emellertid uppvisar reaktionerna (d,n_4) , (d,n_3) resp. (d,n_2) ett icke obetydligt utbyte. Då deexciteringen av dessa nivåer genom kaskad huvudsakligen kommer att passera nivån 0.7183, bör utbytet av γ -strålning med $E_\gamma = 0.72$ MeV att avsevärt öka.

Utbyteskurvornas utseende ovanför 3 MeV är inte helt klarlagt. Differentiella tvärsnitt hos Ref.12 tyder på att i varje fall $\sigma_T(d,n_1)$ ej är helt försumbart. Ytterligare referenser är Ref.11,13-15.

Sammanfattat kan man utgående från vad som här redovisats, påstå att (d,n)-reaktioner säkerligen ger ett totalt tvärsnitt på ca 150 mb, för $E_d = 0.72$ MeV. Med resultatet från (d,p) reaktionen i färskt minne tycks deuteroner redan nu vara ett bättre alternativ än protoner.

Slutsats: Reaktionen ${}^9\text{Be}(d,n_1){}^{10}\text{B}$ bedöms vara mycket lämpliga.



Reaktion nr 5.

De studerade referenserna har observerat α -partiklar till grundtillståndet i intervallet (0.5, 2.5) MeV.

Eftersom α -partiklar enbart inte är en tänkbar analysmetod, kvarstår frågan om det produceras γ -kvanta. I nivådiagrammet är till höger markerat nivåernas sönderfallskaraktär. Som synes är den första exciterade nivån γ -instabil. Referens 16 har bestämt tvärsnitten för produktion av α_0 och α_1 -partiklar i ovannämnda intervall. Figur 20 tyder på att tvärsnittet för produktion av α_1 -partiklar visar ett maximum vid ca 1.5 MeV, säg 40 mb.

Utseendet därefter är i skrivandets stund okänt. Om uppgiften att nivån 0.477 endast är γ -instabil (från Ref.17) är riktig, borde tvärsnittet för produktion av γ -kvanta med energi $E_\gamma = 0.47$ MeV uppgå till ca 40 mb, vid $E_d = 1.5$ MeV.

Sammanfattat: Reaktionen (d, α) är troligen inte den bästa av reaktionerna med deutroner.

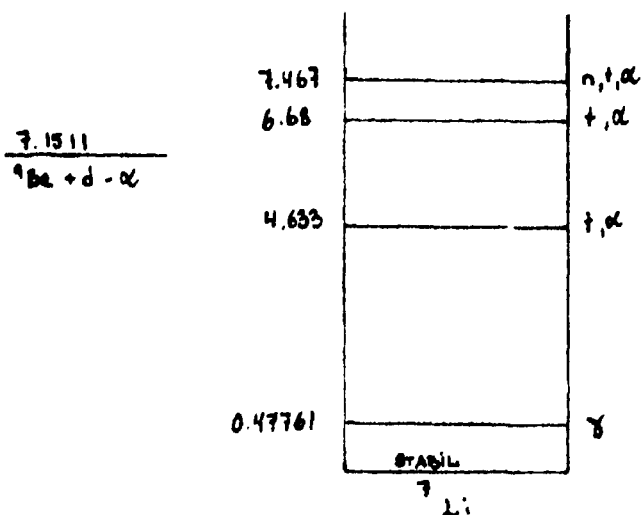


Fig.19
 ${}^7\text{Li}$'s nivåschema
Efter Ref.17

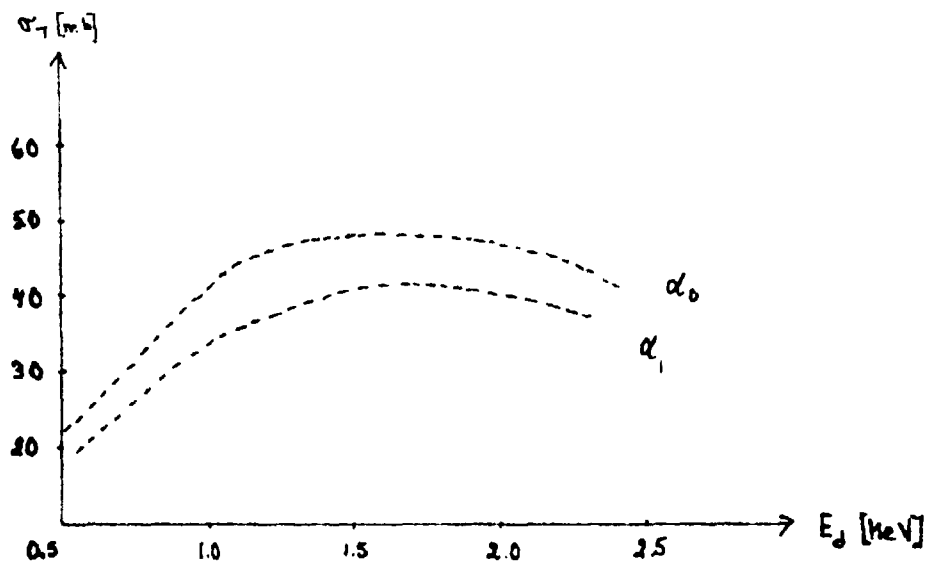
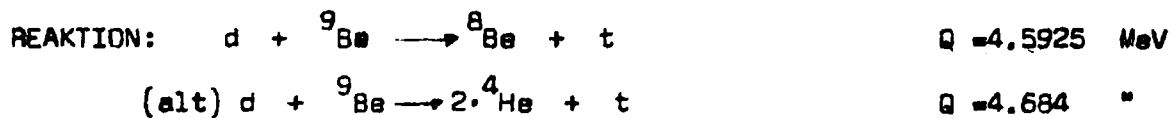


Fig.20

Totala tvärsnitt för produktion av α_0 och α_1 . Efter Ref.16.

Reaktion nr 6.



Referens 7 och 16 ger information om denna reaktion. Det differentiella tvärsnittets utseende ger underlag för uppskattningen att $\tilde{\sigma}_T(d, t_0) \approx 100 \text{ mb}$. Eftersom de fyra första exciterade nivåerna hos ${}^8\text{Be}$ är α -instabila förväntas inga elektromagnetiska deexcitationer. Se Fig.21!

Slutsats: Ingen γ -strålning produceras och inga ytterligare detektionsmöjligheter kan bygga på denna reaktion.

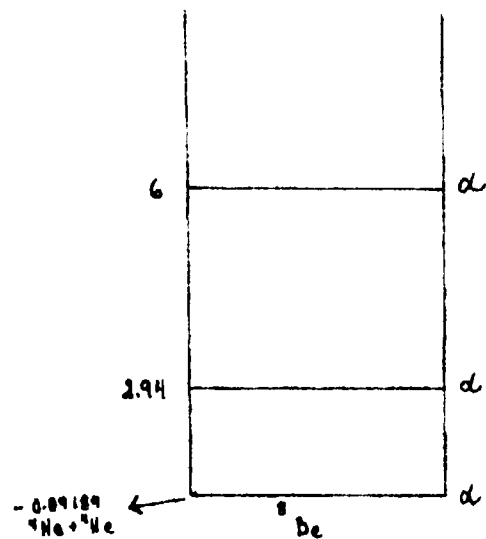
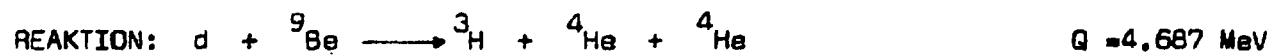


Fig.21
 ^8Be : nivåschema
 Efter Ref.17

Reaktion nr 7.



Den direkta tre-kroppar-uppsplittringen tycks inte inträffa, enligt Ref.19 och troligen ingen γ -strålningen i varje fall.

Reaktion nr 8.

Reaktionen har Q -värdet $-14,304 \text{ MeV}$ och är därmed utan intresse.

Referenslista för deuteriumreaktioner.

1. Battleson et al P.R. C4(71)1604
2. Ziegler et al N.P. 83(66)152
3. Nuclear Data A1(65-66)288
4. Rousch et al N.P. 128(69)417
5. Mccrary et al P.R. 108(57)392
6. Powel et al N.P. 147(70)69
7. Read et al N.P. 23(61)393
8. Zwiegliniski et al N.P. A250(75)97
9. Annegarn P.R. C9(74)419
10. Siemssen et al N.P. 69(65)209
11. Bardes et al P.R. 120(60)1369
12. Park et al P.R. C8(73)1560
13. Fuchs et al Physics Letters 24(69)234
14. Fife et al N.P. 91(67)164
15. Siemssen et al Phys. Rev. Lett. 16(66)1050
16. Biggerstaff et al N.P. 36(62)631
17. Ajzenberg N.P. A227(74)56
18. Ajzenberg-Selove och Lauritsen A114(68)5
19. Gelinas P.R. 89(53)483

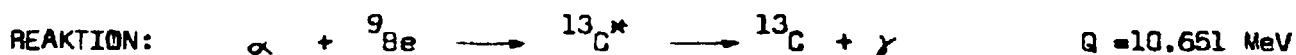
4. Reaktionen inducerade av α -partiklar.

En reaktion kommer därvid att enligt compoundkärnemodellen gå på följande sätt: $\alpha + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{13}\text{C} \longrightarrow$

TABELL 4.

Nr	Reaktion resp. restkärna	Restkärnans sönderfall	$T_{1/2}$	Q-värde MeV
1	$(\alpha, \gamma) {}^{13}\text{C}$	STABIL		10.651
2	$(\alpha, \alpha') {}^9\text{Be}$	STABIL		$E_b = 10.651$
3	$(\alpha, n) {}^{12}\text{C}$	STABIL		5.704
4	$(\alpha, n) 3 \cdot {}^4\text{He}$	STABIL		-1.570
5	$(\alpha, \alpha' n) {}^8\text{Be}$	2α	$3 \cdot 10^{-16} \text{ s}$	-1.665
6	$(\alpha, 2\alpha) {}^5\text{He}$	n, α	$2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$	-2.46
7	$(\alpha, p) {}^{12}\text{B}$	$\beta^-(0) 97\%$	0.02 s	-6.884
8	$(\alpha, d) {}^{11}\text{B}$	STABIL		-8.028
9	$(\alpha, t) {}^{10}\text{B}$	STABIL		-13.229
10	$(\alpha, {}^3\text{He}) {}^{10}\text{Be}$	$\beta^-(0)$	$2.7 \cdot 10^6 \text{ år}$	-13.7665

I tabell 4 upptas de reaktioner, inducerade av α -partiklar, som studerats. Eftersom restkärnornas radioaktivitet inte lämpar sig för analysering av beryllium, fortsätts nedan direkt med reaktionsgenomgången.

Reaktion nr 1.

Reaktionen är en radiativ infångning av en α -partikel. Förutom den första, andra och tredje nivån hos ${}^{13}\text{C}$ är endast nivåerna 13.3 resp. 15.1 instabila mot γ -sönderfall, i det här aktuella energintervallet. Utbyteskurvan uppvisar mycket riktigt resonanstendenser vid mot dessa svarande α -partikelenergies, $E_{\alpha} = 2.8$ resp. $E_{\alpha} = 5.4 \text{ MeV}$. Upptill $E_{\alpha} = 12 \text{ MeV}$ finns inga ytterligare resonansnivåer. Tyvärr har inga tvärsnittsbestämningar påträffats. En förutsägelse om reaktionens användbarhet blir därför. Troligen är tvärsnitten låga i beaktande att så var fallet för reaktionerna (p, γ) resp. (d, γ) . Vid ev. utnyttjande av α -partiklar konstateras enkelt om γ -strålning med här förväntad energi erhålles. Eftersom 13.3 är den första γ -instabila nivån, och deexcitationen kan förväntas ske antingen till grundnivån eller till de tre påföljande, bör vid ett experimentellt försök kontrolleras om det erhålles γ -strålning, som härrör från deexcitationen av nivåerna 3.854, 3.6842 resp. 3.854.

Det förmodade låga tvärsnittet antyder emellertid att reaktionen inte är ett förstklassigt alternativ.

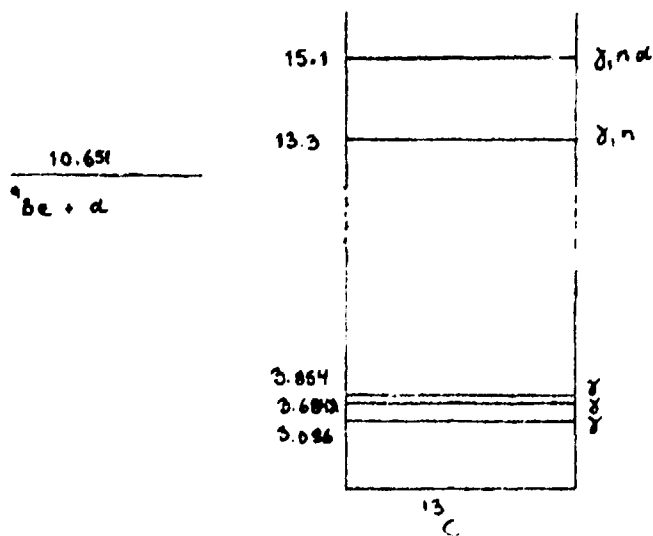
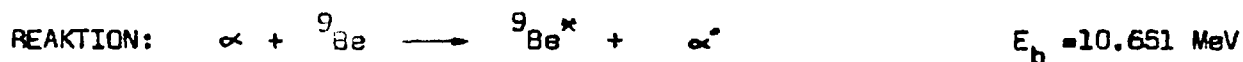
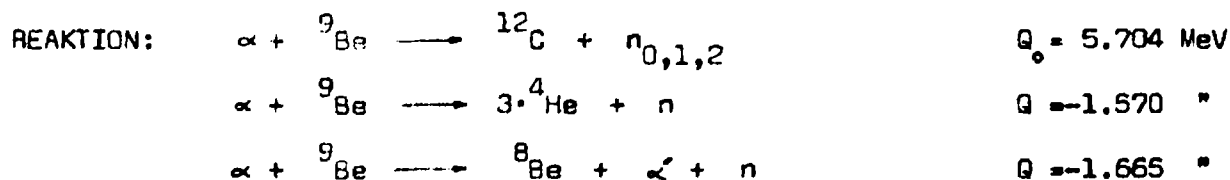


Fig. 22
 ${}^{13}\text{C}$'s nivåschema
 Efter Ref. 6

Reaktion nr 2.

Genomgående har det varit svårt att finna referenser för inelastisk spridning mot ${}^9\text{Be}$. Resultatet för denna reaktion har också blivit knapert. Tendansen för kärnan ${}^9\text{Be}$ att splittras upp i en neutron plus ${}^8\text{Be}$, innebär troligtvis även här att ingen γ -strålning produceras och α -partiklarna enbart är inte användbara. Energin för γ -strålningen skulle annars bli $E_\gamma = 1.68$ resp. 2.43 MeV .

Reaktion nr 3,4 och 5.

De två sista reaktionerna kan avfärdas ganska omgående. I måttligt exciterade tillstånd är ${}^8\text{Be}$ -kärnan endast α -instabil och ${}^4\text{He}$ producerar heller ingen γ -strålning.

Den kvarvarande reaktionen, alltså den som slutar på ${}^{12}\text{C}$ -kärnan, är den reaktion som är betydelsefull i (α, n) -neutronkällor, t.ex. PuBe eller PoBe . Där den ena komponenten är α -instabil.

De högenergetiska neutronerna som lämnar ^{12}C -kärnan i grundtillståndet är betydelsefulla vid acceleratorproducerade neutroner. Detta energiområde täcks inte så lätt av T+D och D+D-reaktionerna.

Eftersom varje n_1 -neutron åtföljs av γ -strålning med energin $E_\gamma = 4.44$ MeV, förefinnes här ett uppslag till detekteringsmetod.

Figur 24 visar totala tvärsnittet för produktion av neutronerna n_1 och n_2 , som synes är $\sigma_T(n_1)$ störst och uppgår maximalt till ca 275 mb. I intervallet (1.75, 7) MeV uppskattas att $\sigma_T(n_2)$ i varje fall inte i snitt understiger 100 mb.

Referens 4, som har uppmätt differentiella tvärsnitt för reaktionen (α, n_1) , pekar på att $\sigma_T(n_1)$ sjunker monotont med E_α , men ändå uppgår till ca 150 mb vid 9.8 MeV.

Om praktiska möjligheter förefinnes att utnyttja ^4He 's tvåvärda laddningstal uppväges α -partiklarnas begränsade räckvidd mer än väl av det långa energiområde inom vilket de blir ytterst nyttiga. I denna diskussion har inte tagits hänsyn till om eventuellt (α, n_2) -reaktionen fyller på 4.44 nivån. Det skulle inte försämra utbytet av $E_\gamma = 4.4$ MeV. Mätning på neutronerna enbart går ej. Övriga referenser är Ref.2 och 3.

Sammanfattning: Reaktionen $^9\text{Be}(\alpha, n_1)^{12}\text{C}$, som ger γ -strålning med energin $E_\gamma = 4.44$ MeV, bedöms vara en lämplig detekteringsmetod särskilt om praktiska resurser finns att använda energiområdet 1-10 MeV

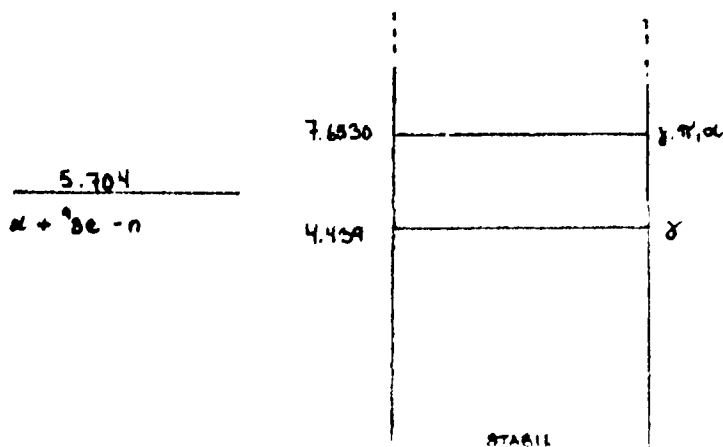


Fig.23
 ^{12}C 's nivåschema
Efter Ref.7

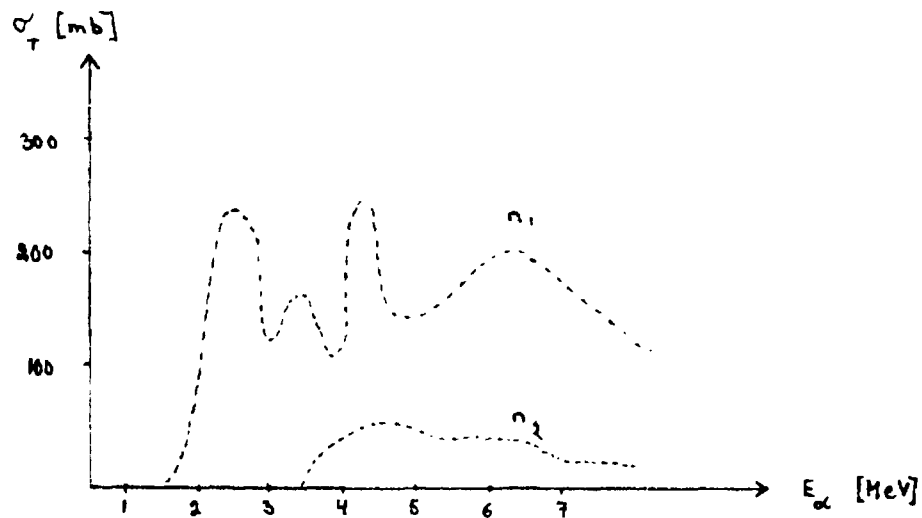
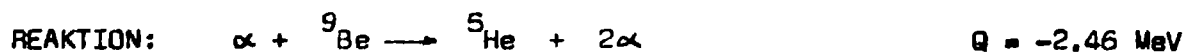


Fig. 24

Utbyte av n_1 och n_2 från (α, n) -reaktionen.
Efter Ref. 1

Reaktion nr 6.



Se Fig. 25! Här erbjuds inga detekteringsmöjligheter, ty ${}^5\text{He}$ i exciterat tillstånd är endast n - eller α -instabil

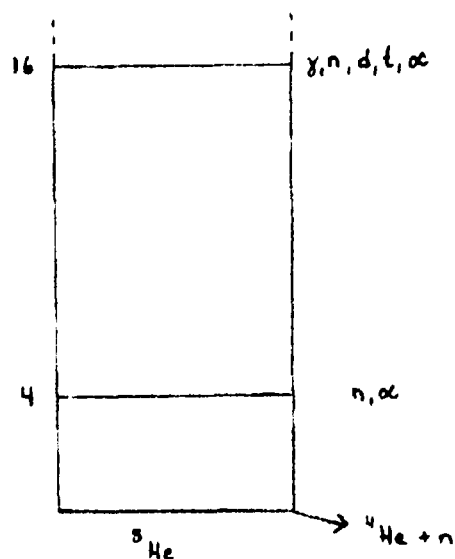


Fig. 25
 ${}^5\text{He}$:s nivåschema
Efter Ref. 8

Reaktion nr 7.

Eftersom uppgifter endast funnits för $E \sim 20 \text{ MeV}$, är användbarheten osäker. I varje fall kommer det att krävas ca 8 MeV:s α -partiklar för att åstadkomma reaktionen (α, p_1). Enligt nivåns sönderfallskaraktär är γ -strålning möjligt att erhålla.

Sammanfattat: Reaktionen är troligen inte användbar.

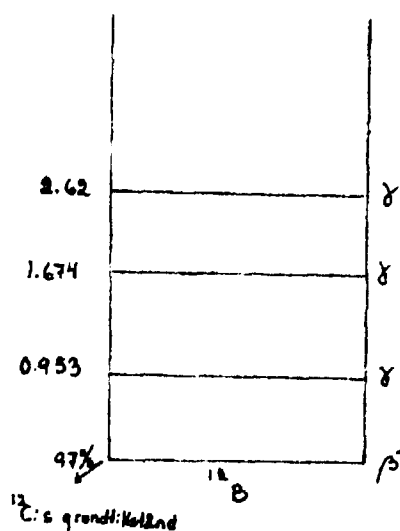


Fig.26
 ${}^{12}\text{B}$:s nivåschema
Efter Ref.7

$$\frac{-6.884}{\alpha + {}^9\text{Be} - \text{p}}$$

Reaktion nr 8.

Enbart reaktionen (α, d_0) ger inget eftertraktansvärt, men reaktionen (α, d_1) är verifierad. Tyvärr finns inga tvärsnittsbestäm-

ningar gjorda. Eftersom energitröskeln är så hög, innebär det att $E > 10$ MeV för att åstadkomma reaktionen (α, d_1) . Då har man nog redan passerat gränsen för vad som är uppnåeligt med en 3 MV tandem acceleratör.

Sammanfattat: På grund av den höga energitröskeln blir denna reaktion svårutnyttjbar.

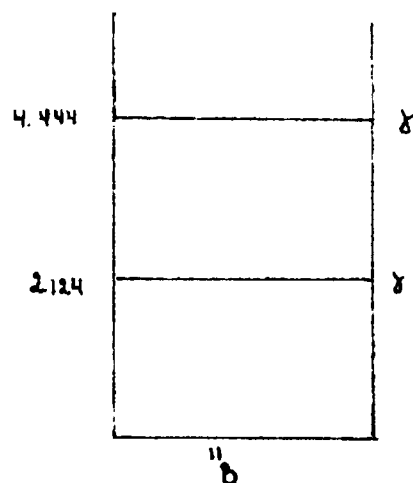
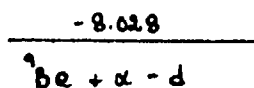


Fig.27
 ^{11}B :s nivåschema
Efter Ref.7



Reaktion nr 9 och 10.

Reaktionen $^9\text{Be}(\alpha, t)^{10}\text{B}$ har Q-värdet -13.229 MeV och blir då inte intressant. Reaktionen $^9\text{Be}(\alpha, ^3\text{He})^{10}\text{B}$ har Q-värdet -13.7665 MeV och har ej rapporterats.

Referenslista för reaktioner inducerade av α -partiklar.

- | | | | |
|----|--------------------------------|-----------|-------------|
| 1. | Zwan et al | N.P. | A152(70)481 |
| 2. | Obst et al | P.R. | C5(72)738 |
| 3. | De Martini et al | P.R. | C7(73)1835 |
| 4. | Nuclear Data | A1(65-66) | |
| 5. | Rasmussen et al | P.R. | 100(55)851 |
| 6. | Ajzenberg-Selove | N.P. | 152(70)6 |
| 7. | Ajzenberg-Selove och Lauritsen | N.P. | A114(68)1- |
| 8. | Ajzenberg-Selove och Lauritsen | N.P. | A227(74)1- |

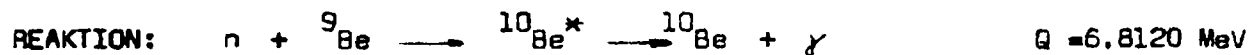
5. Neutroninducerade reaktioner.

En reaktion kommer därvid att enligt compoundkärnemodellen gå på följande sätt: $n + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{10}\text{Be} \longrightarrow$

TABELL 5.

Nr	Reaktion resp. restkärna	Restkärnans sönderfall	$T_{1/2}$	Q-värde MeV
1	$(n, \gamma) {}^{10}\text{Be}$	$\beta^- (0)$	$2.7 \cdot 10^6$ år	6.8120
2	$(n, n') {}^9\text{Be}$	STABIL		$E_b = 6.8120$
3	$(n, nn') {}^8\text{Be}$	2α	$3 \cdot 10^{-16}$ s	-1.6651
4	$(n, \alpha) {}^6\text{He}$	β^- (inga γ)	0.81 s	-0.602
5	$(n, t) {}^7\text{Li}$	STABIL		-10.4389
6	$(n, p) {}^9\text{Li}$	β^-, n (inga γ)	0.17 s	-12.836
7	$(n, d) {}^8\text{Li}$	β^-	0.85 s	-14.664

De neutroninducerade reaktionerna som studerats, anges i ovanstående tabell. Ingen av halveringstiderna är lämplig för metoden: "aktivera först - mät sedan". Då samtliga restkärnor antingen är stabila eller β^- -instabila och β^- -sönderfall inte i något fall ger upphov till γ -strålning, kan inte heller neutronaktivering med efterföljande radioaktivt sönderfall ^{användas/} genom direkt-reaktion-mätning. Reaktionsgenomgången följer här efter på vanligt sätt.

Reaktion nr 1.

Radiativ infångning av neutroner verkar inte så bra, ty ${}^{10}\text{Be}$ -kärnan hamnar vid infångning av termiska neutroner i ett exciterat tillstånd ca. 6.8 MeV över grundtillståndet och därifrån och upp till 18 MeV sönderfaller den exciterade kärnan endast med neutroner eller tritoner.

Det termiska neutroninfångningstvärsnittet är lågt (9.2 mb). Fastän inga referenser för icke-termiska neutroner påträffats avskrivs reaktionen som användbar.

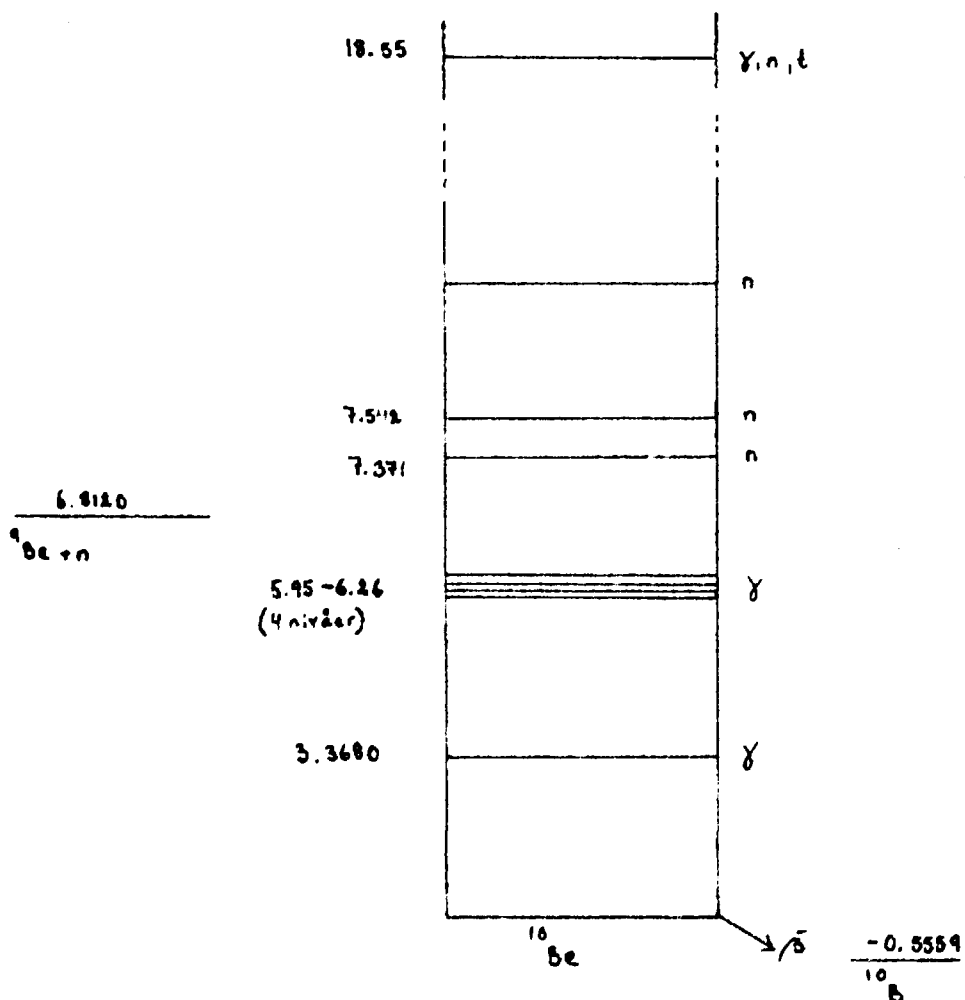
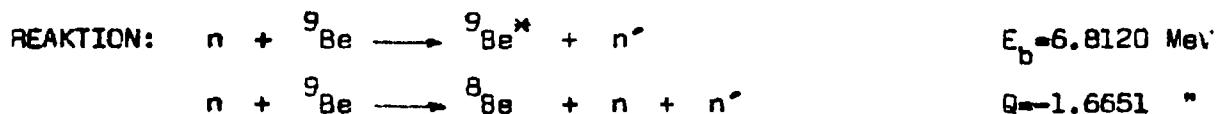


Fig. 28
 ${}^{10}\text{Be}$'s nivåschema
Efter Ref. 9

Reaktion nr 2 och 3.

Dessa reaktioner kan förlöpa på ett antal olika sätt.

Time-of-flight studier visar att neutronspektret består av dels kontinuerliga, dels diskreta neutronenergier. Reaktionsförloppen är inte helt klarlagda. Men eftersom för våra ändamål vi endast behöver intressera oss för ev. γ -produktion, då inte neutronerna i sig själva är lämpliga som detektionsmetod, behöver ej detaljerna vara exakt kända.

Det nonelastiska spridningstvårsnittet (alltså icke $\sigma(n,n)$) stiger ända upp till 600 mb vid $E_n = 6$ MeV. Se Fig.30!

En möjlig uppkomst för γ -strålning är inelastisk spridning till nivån 1.68 resp. nivån 2.43 MeV hos ${}^9\text{Be}$ -kärnan. Se Fig.29! Den senare nivån har stor del i $(n,2n)$ -reaktionen, då denna nivå till stor del övergår till ${}^8\text{Be}+n$. Kärnan ${}^8\text{Be}$ ger i detta sammanhang inte upphov till γ -strålning. Enda möjligheten som kvarstår är om nivån 1.68 resp. nivån 2.43 hos ${}^9\text{Be}$ -kärnan deexciteras elektromagnetiskt. Både Ref. 1 och 2 konstaterar avsaknad av γ -deexcitation från ${}^9\text{Be}^*$. Referens 3 uppger dessutom att det differentiella tvårsnittet γ -strålning med energin $E_\gamma = 1.7$ resp. $E_\gamma = 2.43$ MeV, är mindre än 0.02 mb/sr vid $E_n = 2.56$ MeV.

Sammanfattning: Trots stora tvårsnitt för nonelastisk spridning uppgår tvårsnittet för γ -produktion till högst 0.2 mb. Reaktionen kan avskrivas.

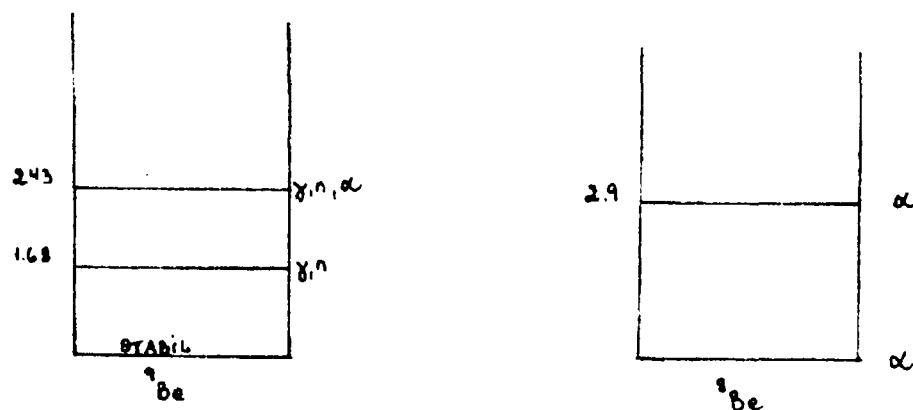


Fig.29
 ^8Be :s och ^9Be :s energinivåer

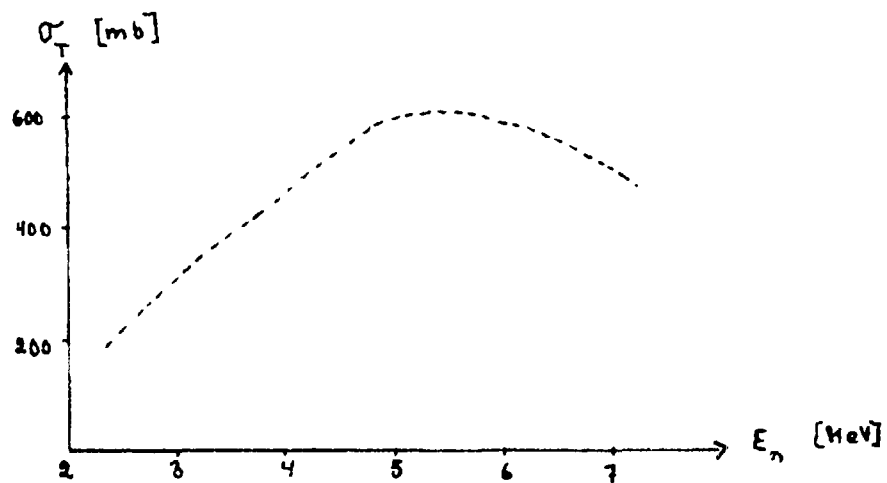
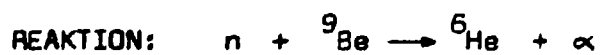


Fig.30
 Det nonelastiska neutrontvärsnittet för ^9Be
 Efter Ref.1

Reaktion nr 4.



$Q = -0.602 \text{ MeV}$

Referens 5 och 6 omtalar ett kraftigt α -partikelutbyte omkring

$E_n = 3.5$ MeV, $\sigma_T = 100$ mb. Men då nivån 1.8 ej är γ -instabil och nästa nivå först är $E_x = 13.4$ MeV, finns det liten chans att ${}^6\text{He}$ -kärnan kommer att producera γ -strålning för rimliga värden på de infallande neutronenergierna. Ingen γ -strålning är heller rapporterad.

Alltså reaktionen är inte användbar.

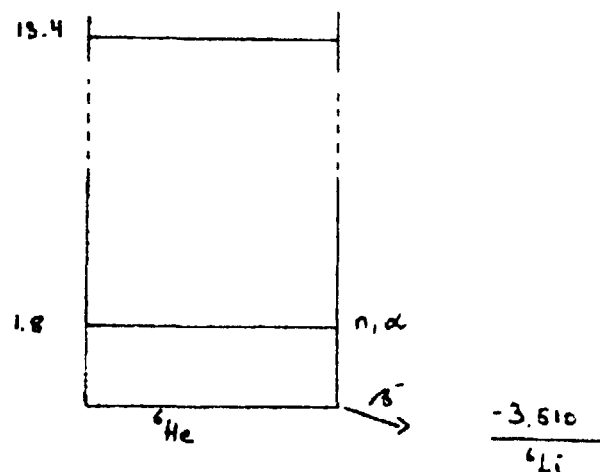
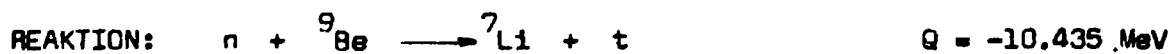


Fig.31
 ${}^6\text{He}$'s nivådiagram

Reaktion nr 5.



Reaktionen (n, t_0) är ointressant, men däremot (n, t_1) -reaktionen kräver en närmare studie. Kärnan ${}^7\text{Li}$'s andra nivå är endast γ -instabil, och ger vid sönderfall γ -strålning med energin $E_\gamma = 0.477$ MeV. Tvärsnittet för (n, t_1) -reaktionen är ca 20,11 och 30 mb vid $E_n = 13.6, 14.1$ och 14.7 MeV

respektive. Samma upplysningar får man från Ref.7 (och ev. Ref.6). Enligt Benveniste är också (n, t, γ) -reaktionen med $E_{\gamma} = 0.477$ MeV den enda reaktion som producerar γ -strålning med neutroner.

Dessa relativt låga tvärsnitt uppväges av neutronernas långa räckvidd i förhållande till laddade partikler. I synnerhet gäller detta när det rör sig om 14 MeV:s neutroner.

Reaktionen kan inte avfärdas, utan kvarstår som ett alternativ.

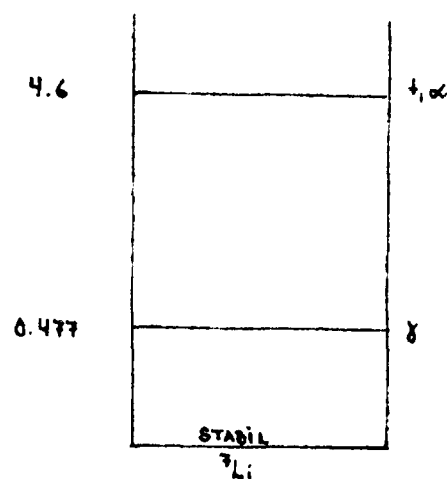
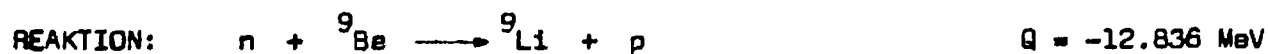


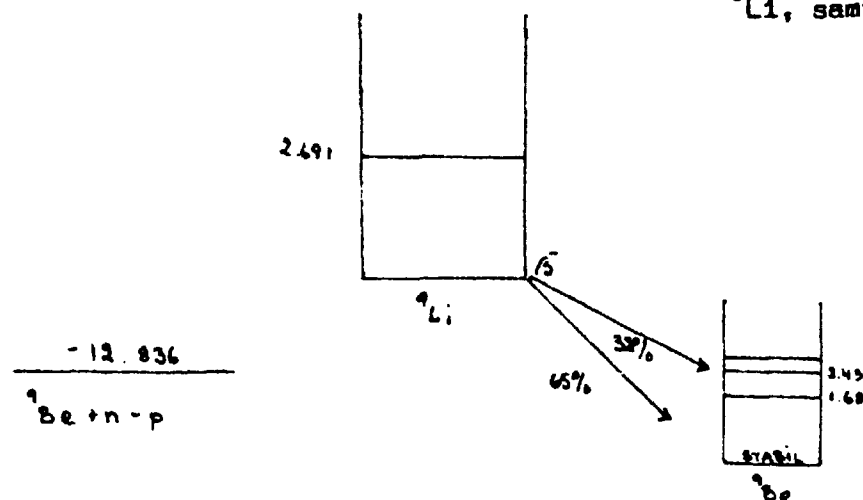
Fig.32
 ${}^7\text{Li}$:s nivåschema

Reaktion nr 6.



Referens 10 ger uppgiften att vid $E_n = 15.5$ MeV är $\sigma(n, p) = 0.7$ mb. Sönderfallet av ${}^9\text{Li}$ sker till ${}^9\text{Be}$:s grundtillstånd och andra exciterade nivå. Detta resulterar enligt tidigare i en frånvaro av γ -strålning. Se Fig.33!

Fig.33

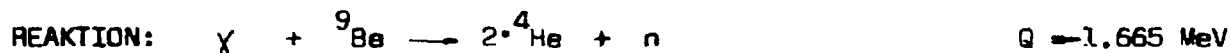
 ${}^9\text{Li}$, samt dess sönderfallReaktion nr 7.

Denna reaktion har tröskeln 16.293 MeV, och har inte rapporterats.

Referenslista för neutroninducerade reaktioner.

1. Marion et al P.R. 114(59)1584
2. Andersson et al P.R. 111(58)572
3. P.R. 102(56)767
4. Nuclear Data A1(66)165
5. Perroud et al N.P. A227(74)330
6. Nuclear Data A1(66)142
7. Benveniste et al N.P. 19(60)58
8. N.P. 78(66)107
9. N.P. A227(74)1-
10. N.P. 78(66)107

6. Reaktionen med γ -strålning.



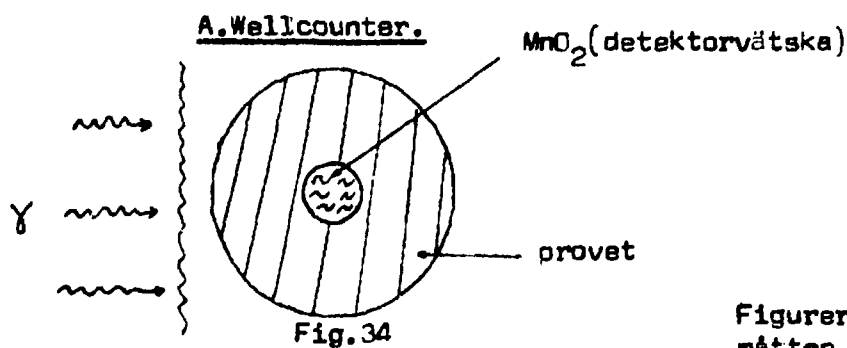
Berylliumkärnans unika egenskaper föreslår analysering med fotodisintegration, ty tröskelenergin för denna (γ, n)-reaktion är den lägsta för alla naturligt förekommande element. Den närmast kommande kärnan är ${}^2\text{D}$, vars neutron är bunden med energin 2.225 MeV. Detta betyder att i intervallet 1.665 till 2.225 MeV är beryllium den enda kärnan som producerar neutroner vid bestrålning med fotoner. Neutronfluxen kommer därför att vara ett direkt mått på berylliummängden i provet.

Denna metod kom till användning redan i början på 50-talet (Ref.3), vid analysering av låghaltig berylliummalm. Källan för γ -strålningen var ett ${}^{124}\text{Sb}$ -preparat med styrkan ca. 1 Ci. Nukliden ${}^{124}\text{Sb}$, med halveringstiden 60 dagar, ger vid β^- -sönderfall upphov till γ -strålning enligt följande: $E_{\gamma_1} = 1.691$ (51 %), $E_{\gamma_2} = 2.091$ (7 %), $E_{\gamma_3} = 2.293$ (0.6 %). Neutronerna detekterades med BF_3 -räknare. Eftersom neutronerna ej är termiska användes ett paraffinlager för att åstadkomma den nödvändiga nedbromsningen. Fördelen med denna metod är att bakgrundsnivån kan hållas låg. Experimentet i Ref.2 har en bakgrund på 12 pulser/min.

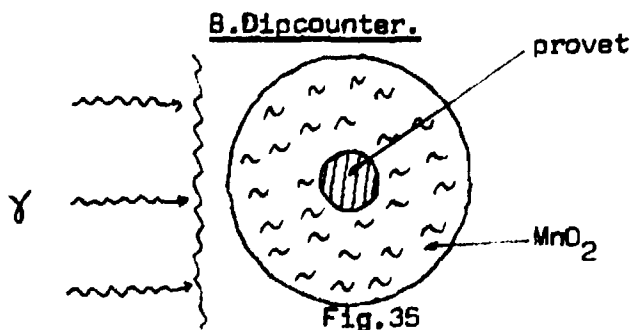
En (γ, n)-monitor byggd på här nämnda principer redogörs för i Ref.4, där istället för mineral avförings och näsprov analyseras. Målet är där att få fram en snabb och enkel procedur, som kan mäta innehållet i prover från människor, som blivit utsatta för en akut exponering av beryllium. Känsligheten för denna metod uppges bli ca. $1 \mu\text{g/g}$. Detta är, som mycket riktigt påpekas, långt från de spårämneskoncentrationer som blir följden av en kronisk exponering. Ett flertal andra konstruktioner har uppförts med olika geometri och varierande detektorantal (se Ref.listan).

Förutom det låga reaktionstvärsnittet för (γ, n) -reaktionen på ca. 1 mb, vilket kanske till stor del uppväges av den långa räckvidden både fotoner och neutroner, finns det två ytterligare nackdelar med denna metod. Nämligen problem med att åstadkomma hög intensitet på den infallande γ -strålningen respektive svårigheter att uppnå hög effektivitet på neutron-detekteringen.

Ett försök att tackla dessa problem har gjorts av Ref.1, genom att använda bromsstrålning som producerats av elektroner från en accelerator. Fördelen är här i förhållande till ett radioaktivt preparat att hela energintervallet från 1.665 till 2.225 MeV kan utnyttjas. Referens 7 redogör utförligt om förväntad intensitet på bromsstrålning, och Ref.5 behandlar utbytet av neutroner från ^9Be om man utnyttjar en Linac, som alstrar bromsstrålningen. I stället för att direkt mäta neutronfluxen med BF_3 -räknare, användes i denna variant de producerade fotonneutronernas förmåga att inducera aktivitet i en ^{55}Mn -lösning. Denna aktivitet får naturligtvis efter bestrålningen bestämmas med traditionella detektorer. Två alternativa detektorgeometrier kan användas. Se Fig.34,35!



Figurerna har båda måtten $\phi 10, \phi 3$ (cm)



I de olika fallen får alltså i A en cylinderformad ihålig detektor resp. i B en mer normalt formad detektor, som intar provets plats, användas. Trots dessa nya grepp och med 1 mA ström resp. 1 h körtid, har inte känsligheten kunnat pressas längre än till 0.6 ppm. Möjligen går denna metod att förbättra, t.ex. prov med ^{115}In som detektorvätska, men ytterligare förslag uteblir. I stället genomförs nedan ett kort resonemang rörande metoden med ett radioaktivt preparat som γ -strålare.

En sådan (γ, n) -monitor består alltså i princip av följande "variabla" komponenter: 1) Geometri, 2) Detektorarrangemang, 3) Moderator, 4) γ -strålare.

- 1) Eftersom de tidigare konstruktionerna utnyttjade rymdvinkeln bra, finns det troligen inte så mycket att vinna på ett annorlunda geometriskt arrangemang.
- 2) De tidigare använda detektorerna har varit BF_3 -räknare, med låg enskild effektivitet. Om modernare metoder för neutrondetektering är tillämpliga, kan säkert detektionsgränsen sänkas betydligt.
- 3) En bättre neutronmoderator än paraffin är tungt vatten, men D_2O är ej lämpligt, ty andelen icke önskade neutroner kommer därvid att öka, om γ -strålaren emitterar fotoner med $E_\gamma > 2.225$ MeV, med viss liten intensitet.
- 4) Valet av γ -strålare slutligen är begränsat av en lämplig halveringstid och av att källan inte får utsända fotoner, vars energi överstiger 2.225 MeV, med någon större intensitet. Radionuklider, som är α -instabila, blir oanvändbara, ty icke önskade neutroner kan produceras genom (α, n) -reaktioner med lätta kärnor. Energin på γ -strålningen bör ligga strax under 2.225 MeV (ej över), eftersom reaktionstvårsnittet ökar med ökande E_γ . Ett radioaktivt preparat som ur den synpunkten är bättre än ^{124}Sb , är ^{88}Y . Den nukliden har halveringstiden 106 dagar och ger vid β^+ -sönderfall γ -strålning enligt följande: $E_\gamma = 1.836$ (100%), $E_\gamma = 2.734$ (<1 %).

Vid en ev. nykonstruktion av en (γ, n) -monitor bör ett starkt preparat (10-100 Ci om möjligt) med en lämplig energi (t.ex. ^{88}Y) användas och en undersökning, om inte scintillatorvätska som neutrondetektor kan användas, göras.

Ref. lista för Fotodisintegration (γ, n).

1. Guinn och Lukens, American Nuclear Society Transactions 9 (1966)106
(finns hos KTH i Stockholm)
2. Rai och Dayal, Indian J. Pure Appl. Phys. 5(1967)183
3. Gaudin och Pannell, Anal. Chem. 23(1951)1261
4. Eakins och Dally, The Annals of Occup. Hygiene Vol. 15-16 (72-73)33
5. Khandewal et al, Nucl. Sci. Eng. Vol 60, No4 (1976)481
6. Proceedings of Photonuclear Reactions and Applications (Asimolar)
Vol 2 (1973)1137
7. Koch och Motz, Rev. Mod. Phys. 31(1959)920

7. Sammanfattning.

Nedanstående TABELL upptar förslagen, till analysmetoder av små mängder beryllium, som denna reaktionsundersökning givit underlag för.

TABELL 6.

Infallande "partiklar" och lämplig energi	Reaktion	Detektionsobjekt	Anm.
protoner, resonans vid $E_p = 2.567$ MeV med halvvärdsbredden 39 keV	${}^9\text{Be}(p, \alpha\gamma){}^6\text{Li}$	γ -strålning med $E_\gamma = 3.561$ MeV	interferensrisk från ${}^{12}\text{C}$
deuteroner med t.ex. $E_d = 6$ MeV	${}^9\text{Be}(d, p\gamma){}^{10}\text{Be}$	γ -strålning med $E_\gamma = 3.365$ MeV	
deuteroner med t.ex. $E_d = 4$ MeV	${}^9\text{Be}(d, n\gamma){}^{10}\text{B}$	γ -strålning med $E_\gamma = 0.717$ MeV	Ev. för lågt E_γ med tanke på bakgrundsnivån
α -partiklar med $E_\alpha > 1.5$ MeV	${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$	γ -strålning med $E_\gamma = 4.438$ MeV	
neutroner med t.ex. $E_n = 14$ MeV	${}^9\text{Be}(n, t\gamma){}^7\text{Li}$	γ -strålning med $E_\gamma = 0.478$ MeV	Ev. för lågt E_γ
γ -strålning med $E_\gamma < 2.225$ MeV	${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$	neutroner, icke termiska.	

Eftersom fotodisintegrationens möjligheter till stor del kanske är kända och α -partiklar har nackdelen med ett kort inträngningsdjup, vill författaren sätta ett litet plus för en metod som bygger på deuteroner som infallande partiklar. Naturligtvis detekteras $E_\gamma = 0.72$ och $E_\gamma = 3.37$ MeV samtidigt vid en sådan lösning.

Kap. III. Experiment.

Som avslutning av examensarbetet valdes att undersöka resonansen för reaktionen ${}^9\text{Be}(p, \alpha\gamma){}^6\text{Li}$, $E_p = 3.561$ MeV, vid $E_p = 2.567$ MeV. Vid behov av rekaputilation se sidan 17! För att vara förvissad om ett tillräckligt utbyte användes ett rent berylliumprov (0.12 mm tjockt), som target. Experimentets syfte var att om möjligt få svar på följande frågor:

- Bli $E_\gamma = 3.561$ MeV den enda γ -linjen karakteristisk för beryllium, som erhålles vid reaktionen.
- Kommer reaktionen ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$, $E_p = 3.509$ MeV, att kunna orsaka interferens.
- Är den ålderstagna bestämningen av resonanstvärsnittet för reaktionen ${}^9\text{Be}(p, \alpha\gamma){}^6\text{Li}$ riktig.
- Vad blir detektionsgränsen för en metod byggande på $(p, \alpha\gamma)$ -reaktionen.

Experimentell procedur

En protonstråle, från institutionens 3 MV tandem accelerator, kollimerad till 4 mm i diameter, användes. Protonenergin valdes till 2.81 MeV, för att säkert ligga över resonansenergin. Strömstyrkan var $2 \mu\text{C}/\text{min}$. På avståndet 10 cm från target placerades en Ge(Li)-detektor, med effektiva volymen 38.7 cm^3 . Efter förstärkning i konventionell elektronik, behandlades pulserna i mätsystemet ND 4410 (bl.a. mångkanalanalysator och minidator). Detektorn kalibrerades före och efter körningen med ett AdTh -preparat. Upplösningen befanns vara 5.2 keV vid $E_\gamma = 2.615$ MeV.

Resultat

- Ett på 5 minuter upptaget γ -spektra visas i Fig.36. Förutom γ -linjen från $(p, \alpha\gamma)$ -reaktionen, $E_p = 3.561$ MeV, med tillhörande single och double escape toppar, finns ytterligare 3 linjer. De härrör sannolikt från reaktioner med ${}^{27}\text{Al}$. Inelastisk protonspridning mot ${}^{27}\text{Al}$ ger upphov till

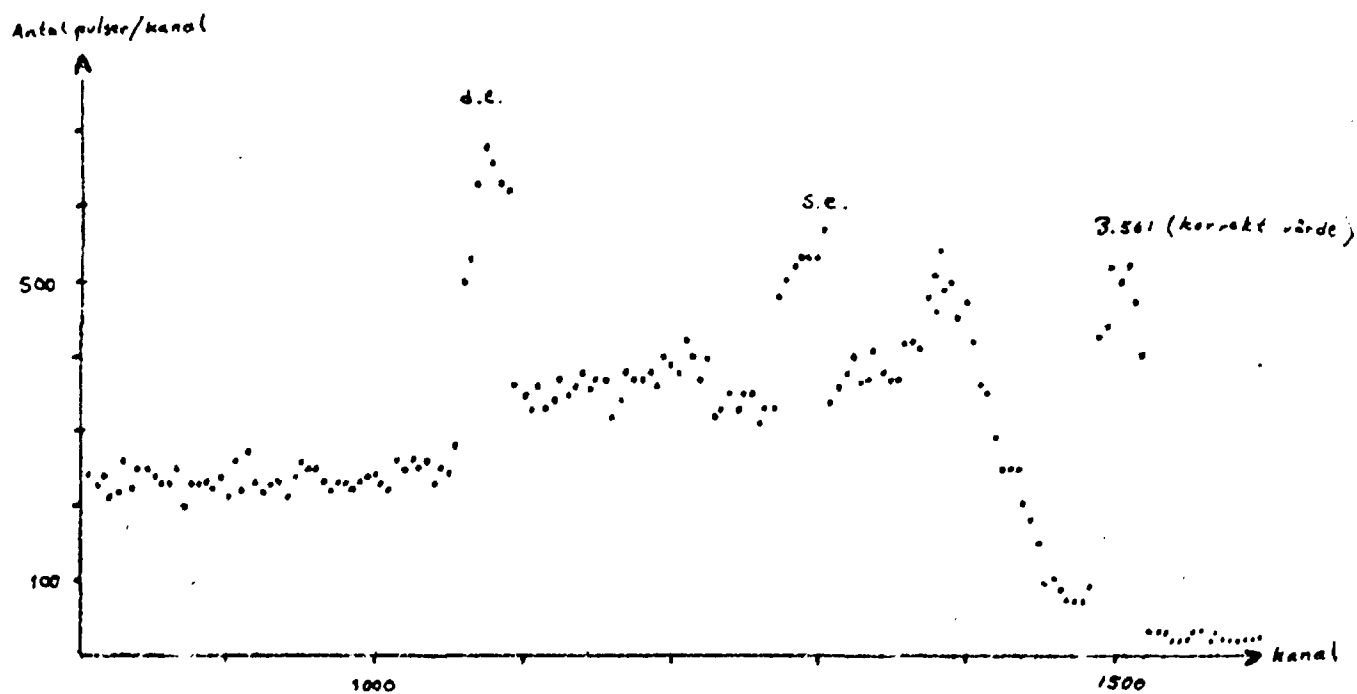
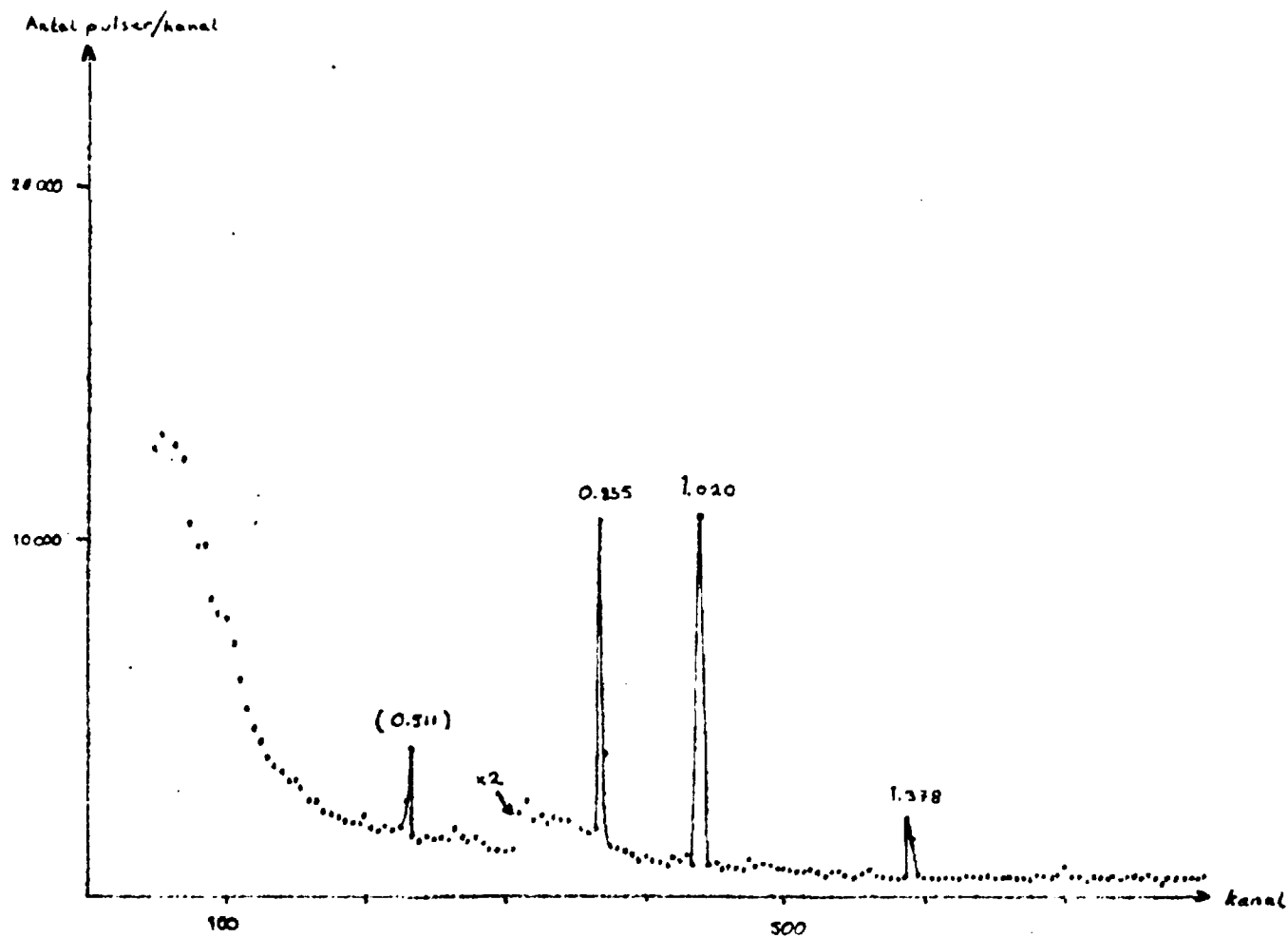
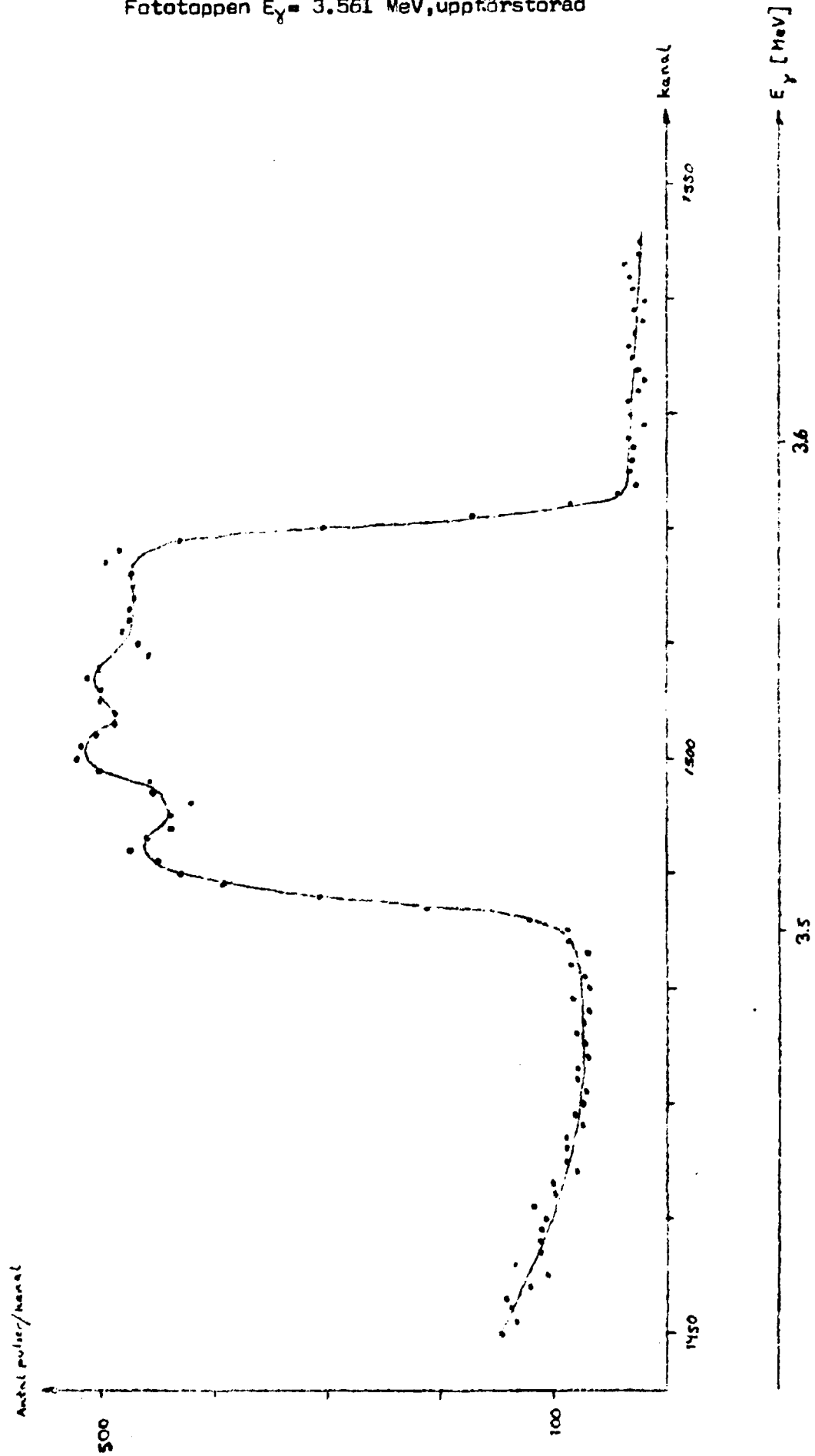


Fig.36
Gamma spektra från protonbombardemang på
ett berylliumprov (10 μ C)

Fig.37
Fototoppen $E_\gamma = 3.561$ MeV, uppförstorad



$E_{\gamma}=0.844$ resp. $E_{\gamma}=1.014$ MeV. En ytterligare möjlig reaktion med ^{27}Al är $^{27}\text{Al}(p,\alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$, $E_{\gamma}=1.361$ MeV. Överensstämmelsen med de i Fig.36, av författaren bestämda energierna, är inte särskilt god. Fototoppen från $E_{\gamma}=3.561$ MeV visas uppförstorad i Fig.37. Den kraftiga Dopplerbreddningen medför att halvvärdesbredden är 32 kanaler eller 77 keV.

b) En planerad körning på ett prov som innehöll ^{12}C (mylar) oinriktades p.g.a. ett missöde. Ett pulshöjdspektra upptogs därför under 30 min. från den γ -strålning, som producerades när protonstrålen fick träffa kanten på en ramhållare (av plast). Detta gjordes i förhoppning att reaktionen $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, $E_{\gamma}=3.509$ MeV, ändå skulle ge ett visst utbyte. Eftersom betingelserna därför blev oklara och ingen antydning till γ -linje i det aktuella energiintervallet upptäcktes, kan ej någon definitiv bedömning göras rörande interferensrisken från ^{12}C ("ramspektrat" redovisas ej). Som svar kan möjligen sägas att eftersom $E_{\gamma}=3.561$ MeV från ^9Be var starkt Dopplerbreddad, bör en ev. interferens från ^{12}C , $E_{\gamma}=3.509$ MeV, kunna bemästras om den sistnämnda linjen blir smal.

c) För att kunna svara på frågan genomförs nedan en approximativ beräkning med hjälp av formeln: $f \cdot U = f \cdot n_0 \cdot \sigma_{\text{med}} \cdot N \cdot d =$ antalet detekterade pulser, där U =totala antalet inträffade reaktioner (utbytet), f =den del av utbytet som detekteras (förlustfaktor), n_0 =totala antalet infallande protoner, N =antalet ^9Be -kärnor/ cm^3 , d =den sträcka i provet varunder utbytet erhålles (här approximerat med sträckan svarande mot halvvärdesbredden), σ_{med} =medelvärde för reaktionstvårsnittet.

Diametern på den effektiva ytan hos detektorn = 4.15 cm
 Avstånd detektor-target = 10 cm } \Rightarrow nyttig rymdvinkel = 0.135 sr

Detektorns effektivitet = 0.01

Rymdvinkeln och effektiviteten medför tillsammans förlustfaktorn
 $f = \frac{0.135 \cdot 0.01}{4\pi} = 1.07 \cdot 10^{-4}$

Nettoantalet pulser i fototoppen = 13700
bestämt från Fig.37.

Resonansens halvvärdesbredd är 39 keV, vilket i beryllium motsvarar
det undersökta djupet $d = 1.89 \mu\text{m}$.

Berylliums densitet: $\rho_{\text{Be}} = 1.84 \text{ g/cm}^3 \Rightarrow N = 1.23 \cdot 10^{23}$ st ^9Be -kärnor/ cm^3

Uppsamlad laddning på 5 min. = $10 \mu\text{C} \Rightarrow$ totala antalet infallande
protoner $n_0 = 6.25 \cdot 10^{14}$

Detta medför: $1.07 \cdot 10^{-4} \cdot 6.25 \cdot 10^{14} \cdot \sigma_{\text{med}} \cdot 1.23 \cdot 10^{23} \cdot 1.89 \cdot 10^{-4} = 13700$

vilket i sin tur medför att $\sigma_{\text{med}} = 88 \text{ mb}$.

Resonanstvärsnittet är tidigare bestämt till 110 mb. Denna approx.
beräkning svarar mot att resonanskurvans form ersatts med en rektangel, vars
höjd är 88 mb och bredd 39 keV.

d) Frågan innebär att en teoretisk uppskattning av detektionagränsen
under idealiserade förhållanden får göras.

Om detektoreffektiviteten kan förbättras en faktor 10 och rymd-
vinkelfaktorn 5 ggr, så skulle förlustfaktorn förbättras till ca. $5 \cdot 10^{-3}$.

$\sigma_{\text{med}} = 88 \text{ mb}$ (enl. tidigare)

Ett rimligt värde på den hopsamlade laddningen anses vara 3 mC \Rightarrow
 $n_0 = 1.88 \cdot 10^{16}$.

Efter en kontrollräkning inses att resonansens bredd (39 keV) i
de flesta ämnen kommer att motsvara en sträcka omkring $1 \mu\text{m} = d$

Antag att provets täthet är 2 g/cm^3 } $\Rightarrow 2 \cdot X \text{ g } ^9\text{Be/cm}^3$
Antag det finns $X \text{ g } ^9\text{Be/g}$ prov

$\Rightarrow N \cdot d = \frac{2 \cdot 10^{-4} \cdot 6.023 \cdot 10^{23}}{9.01} \cdot X = 1.37 \cdot X \cdot 10^{19}$ st ^9Be -kärnor/ cm^2

Under ovanstående antaganden erhålles att nettoantalet detekterade
pulser $f \cdot U = 0.005 \cdot 1.88 \cdot 10^{16} \cdot 88 \cdot 10^{-27} \cdot 1.37 \cdot 10^{19} \cdot X = 11.3 \cdot X \cdot 10^7$ (enl. samma
formel som i c). Emellertid hade pulsen i det utförda experimentet bredden
77 keV eller 32.5 kanaler. Om detta antages gälla vid denna idealisering

så erhålles: Nettoantalet detekterade pulser/kanal = $\frac{11.3 \cdot X \cdot 10^7}{32.5} = 3.5 \cdot X \cdot 10^6$

eller nettoantalet detekterade pulser/keV = $1.5 \cdot X \cdot 10^6$

Dessa uttryck innebär t.ex. att om ett prov med koncentrationen 10^{-6} g ^9Be /g prov önskas analyseras erhålles endast nettoantalet 3.5 pulser/kanal. Resonemanget är starkt idealiserat och approximativt, men ovanstående uttryck pekar bestämt på att användbarheten av resonansen från reaktionen $^9\text{Be}(p, \alpha\gamma)^6\text{Li}$, som analysmetod, näppeligen kan få betydelse under koncentrationen 1 ppm.

Ett visst värde kan ändå finnas genom att denna analysmetod enkelt går att sammanlänka med PIXE-metoden, som använder protoner vid rutinanalyser. Därvid skulle det bli möjligt att samtidigt analysera beryllium i koncentrationer överstigande 1 ppm.

Kap. IV. Undersökningens resultat.

Av de på sidan 53 föreslagna metoderna, har experimentellt provats den första, som bygger på reaktionen $^9\text{Be}(p, \alpha\gamma)^6\text{Li}$. Den bedöms ha detektionsgränsen 1 ppm. Analysering med fotodisintegration har utförts tidigare, men detektionsgränsen verkar även här ligga strax under 1 ppm. Emellertid har undersökningen visat att reaktionerna $^9\text{Be}(d, p\gamma)^{10}\text{Be}$ respektive $^9\text{Be}(\alpha, n\gamma)^{12}\text{C}$ är två alternativ, som har goda förutsättningar att lyckas uppfylla de krav på känslighet, som angavs i inledningen. Vid en eventuell uppföljning av denna undersökning, bör enligt författaren, dessa två reaktioner bli föremål för vidare behandling.

