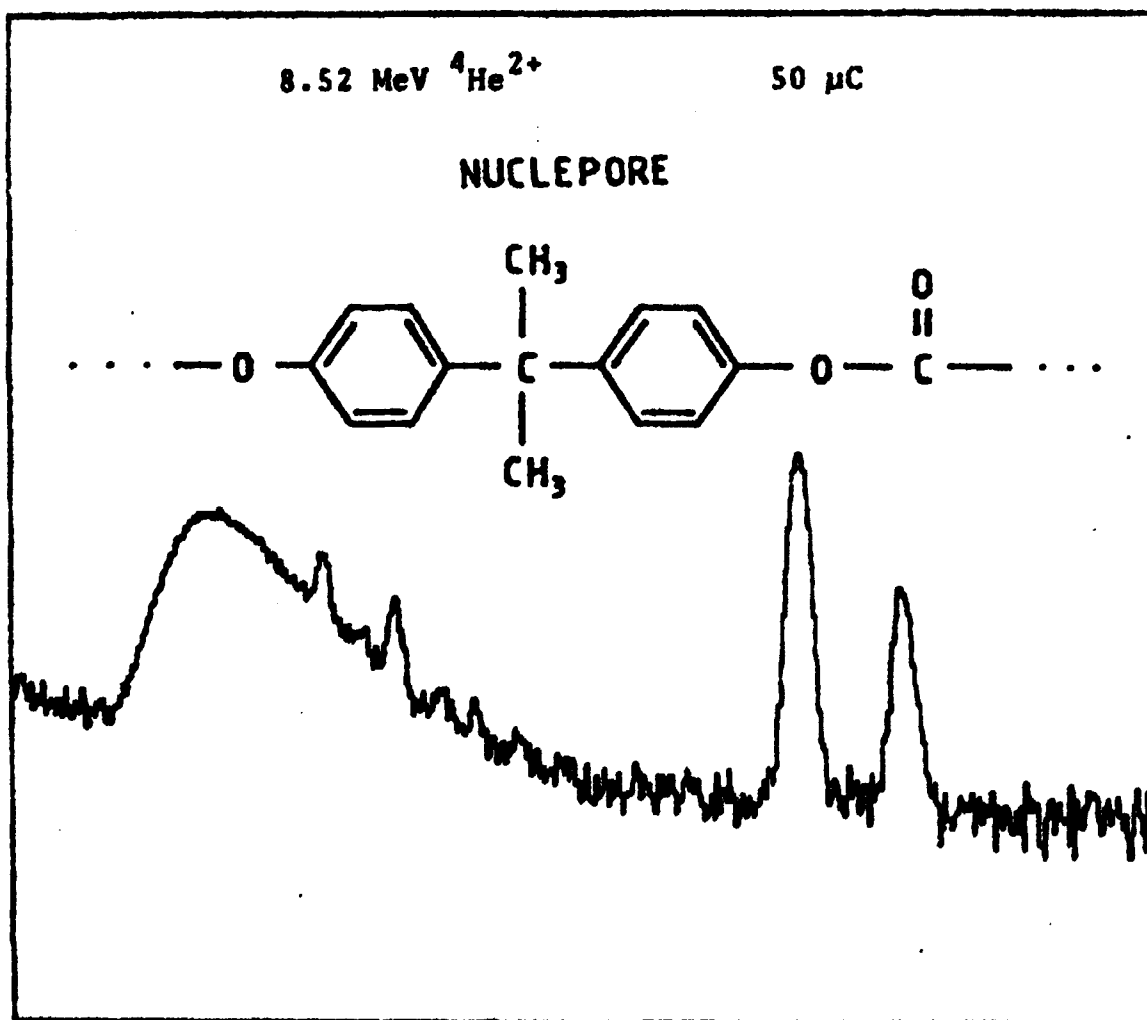


EN JÄMFÖRELSE AV DETEKTIONSGRÄNSERNA VID PIXE-
SPÄRRÄNESANALYS MELLAN 2.13 OCH 2.55 MEV PROTO-
NER OCH 6.07, 7.00, 8.52 OCH 9.12 MEV $^4\text{He}^{2+}$ FÖR
NÅGRA TYPISKA PROVSUBSTRAT.

EXAMENSARBETE FÖR CIVILINGENJÖRSEXAMEN AV

ERIK SNIETLICKI



Handledare:

Civilingenjör MATS BONGARD

Professor SVEN JOHANSSON

INSTITUTIONEN FÖR KÄRNFYSIK

LUNDS TEKNISKA HÖGSKOLA

Dokumentutgivare
Institutionen för kärnfysik, LTH
Handläggare

Dokumentnamn
Examensarbete
Utgivningsdatum
1984-04-26

Dokumentbeteckning
LUTFD2/(TFKF-5013)/1-51/(1984)
Ärendebeteckning

Författare
Erik Swietlicki

Dokumenttitel och undertitel

En jämförelse av detektionsgränserna vid PIXE-spårämnesanalys mellan 2.13 och 2.55 MeV protoner och 6.07, 7.00, 8.52 och 9.12 MeV $^4\text{He}^{2+}$ för några typiska provsubstrat.

Referat (sammendrag)

PIXE (Particle Induced X-ray Emission analysis) has been established as a method of trace element analysis. This work compares the detection limits using 2.13 and 2.55 MeV protons with those attainable using $^4\text{He}^{2+}$ -ions of energies 6.07, 7.00, 8.52 and 9.12 MeV as projectile. This comparison was carried out using three common aerosol substrates: Kimfol, Nuclepore and Teflon. The detection limits using protons or $^4\text{He}^{2+}$ -ions were of the same order but the lower detection limits with $^4\text{He}^{2+}$ -ions according to theory were not observed, largely due to a higher intensity of gamma-quanta being Compton-scattered in the Si(Li) detector. An improvement of the experimental chamber making it more suitable for $^4\text{He}^{2+}$ -ions should lower the detection limits using $^4\text{He}^{2+}$ as projectile.

Referat skrivet av

Författaren
Förslag till ytterligare nyckelord

PIXE, Particle Induced X-ray Emission, trace element analysis, detection limits, comparison, protons, alpha, Helium-ions, aerosol substrates.

Klassifikationssystem och -klass(er)

Indextermer (ange källa)

Omfång
51 sidor

Ovriga bibliografiska uppgifter

Språk
Svenska

Sekretessuppgifter

ISSN

ISSN

Dokumentet kan erhållas från

Mottagarens uppgifter

Institutionen för kärnfysik
Sölvegatan 14, 223 62 LUND

Pris

SIS
DB 1

DOKUMENTOATBLAD enligt SIS 62 10 12

Blankett LU 11:25 1976-07

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

	sidan
1 SAMMANFATTNING	1
SUMMARY	1
2 UPPGIFT	2
3 BESKRIVNING AV PIXE - EN METOD FÖR SPÅRÄMNESANALYS	3
3.1 Inledning	3
3.2 Experimentuppställningen	3
SAMMANSTÄLLNING ÖVER DATA FÖR EXPERIMENTUPPSTÄLLNINGEN	8
4 TEORI	9
4.1 Jonisationstvärnsnitt	9
4.2 Bakgrundsstrålningen	11
5 BERÄKNING AV KÄNSLIGHETEN OCH EXPERIMENTELLA PRODUKTIONSTVÄRSNITT ..	13
5.1 Känsligheten	13
5.2 Experimentella produktionsvärnsnitt	14
6 PRODUKTIONSTVÄRSNITT	15
6.1 Bestämning av produktionsvärnsnittet	15
6.2 Experimentella produktionsvärnsnitt i jämförelse med Åke Larsson/Johansson	16
TABELL ÖVER NÖDVÄNDIGA DATA	21
TABELL ÖVER PRODUKTIONSTVÄRSNITT	22
7 BERÄKNING AV DETEKTIONSGRÄNSER	23
7.1 Definition av detektionsgräns	23
7.2 Bakgrunden N_b	24
8 SLUTSATSER	26
8.1 Presentation och tolkning av mätresultat	26
8.2 Normering av detektionsgränser	28
8.3 Förslag till förbättringar	29
TABELLER OCH DIAGRAM ÖVER DETEKTIONSGRÄNSER	31-44
TABELLER OCH DIAGRAM ÖVER FÖRHÅLLET MELLAN DETEKTIONSGRÄNSER	45-50
REFERENSLISTA	51

1 SAMMANFATTNING

PIXE (Particle Induced X-ray Emission) har etablerat sig som en metod för spårämnesanalys. Vid Institutionen för Kärnfysik vid Tekniska Högskolan i Lund används rutinmässigt 2.55 MeV protoner som exciterande projektil. Detta examensarbete har till uppgift att jämföra detektionsgränserna med 2.13 MeV och 2.55 MeV protoner med de som kan erhållas vid utnyttjande av ${}^4\text{He}^{2+}$ med energierna 6.07, 7.00, 8.52 och 9.12 MeV som projektil. Jämförelsen gjordes för tre vanliga provsubstrat: Kimfol, Nuclepore och Teflon. De lägre detektionsgränser som ${}^4\text{He}^{2+}$ borde ge enligt teorin uppnåddes inte, till stor del beroende på en högre intensitet av Compton-spridda gamma-kvanta i Si(Li)-detektorn. En förbättring av experimentkammaren så att den blir bättre anpassad till ${}^4\text{He}^{2+}$ borde kunna ge lägre detektionsgränser med ${}^4\text{He}^{2+}$ som projektil.

SUMMARY

PIXE (Particle Induced X-ray Emission) has been established as a method of trace-element-analysis. At the Department of Nuclear Physics at the Lund Institute of Technology, Sweden, 2.55 MeV protons are regularly used as the exciting projectile. This work is aiming to compare the detection limits using 2.13 and 2.55 MeV protons with those attainable using ${}^4\text{He}^{2+}$ of energies 6.07, 7.00, 8.52 and 9.12 MeV as projectile. This comparison was carried out using three common backings: Kimfol, Nuclepore and Teflon. The lower detection limits with ${}^4\text{He}^{2+}$ according to theory were not observed, largely due to a higher intensity of gamma-quanta being Compton-scattered in the Si(Li)-detector. An improvement of the experimental chamber making it more suitable for ${}^4\text{He}^{2+}$ should lower the detection limits using ${}^4\text{He}^{2+}$ as projectile.

2 UPPGIFT

Institutionen för Kärnfysik vid Tekniska Högskolan i Lund använder rutinemässigt 2.55 MeV protoner som exciterande projektil vid spårelementanalyser enligt PIXE-metoden (Particle Induced X-ray Emission), en metod som utvecklats vid denna institution. Syftet med detta arbete är att utröna om detektionsgränserna för ett stort antal grundämnen ($Z=19-50$) blir lägre om man istället använder sig av ${}^4\text{He}^{2+}$ som projektil.

Det är inte bara sökandet efter lägre detektionsgränser som motiverar denna undersökning. Med vanlig PIXE med protoner är det svårt att över huvud detektera låg-Z-ämnena. Däremot är detta möjligt vid bakåtspridningsanalys av projektilen, en metod vars massupplösning för tunna prover ökar med projektilens massa. Om man då inte får alltför höga detektionsgränser för PIXE med ${}^4\text{He}^{2+}$ kan man i en och samma körning detektera både låg- och hög-Z-ämnena med gott resultat. Även om ett stort antal partiklar och energier har prövats vid laboratorier runt om i världen, finns det ändå rätt få publicerade undersökningar som direkt jämför de detektionsgränser man får med protoner respektive ${}^4\text{He}^{2+}$ som projektil. De resultat som presenteras är också både motsägelsefulla och svårtolkade, i den meningen att detektionsgränserna egentligen endast gäller för den experimentuppställning som användes vid mätningarna.

Herman et al. (ref.1) jämförde protoner, ${}^4\text{He}^{2+}$ och ${}^{16}\text{O}^{5+}$ vid några olika energier och rekommenderar 2.2 MeV p. Cahill et al. (ref.2) finner att detektionsgränserna för protoner och ${}^4\text{He}^{2+}$ med en energi av 4 MeV per massenhet blir väsentligen desamma, medan Watson et al. (ref.3) som undersökte 1.7 MeV/amu p och ${}^4\text{He}^{2+}$ fann att ${}^4\text{He}^{2+}$ borde ge lägre detektionsgränser för $Z=16-30$. Även denna undersökning kommer i stort sett endast att gälla för den experimentuppställning vid vilken röntgenspektrumet upptogs, och det blir därför svårt att dra några generella slutsatser.

Jag skulle här vilja tacka Mats Bohgard för all tid han offrat och även alla andra på PIXE-avdelningen utan vars hjälp och samlade kunskaper detta examensarbete knappast hade kommit till.

3 BESKRIVNING AV PIXE - EN METOD FÖR SPÄRÄMNESANALYS

3.1 Inledning

Röntgenemission har länge använts för analytiska ändamål, då framför allt i form av röntgenfluorescensanalys. Johansson et al. (ref.4) visade 1970 att även högenergetiska, laddade partiklar med fördel kan användas för att inducera karakteristisk röntgenstrålning. Tvärsnittet för denna process är nämligen ganska högt. PIXE (Particle Induced X-ray Emission) har sedan utvecklats vid en mängd laboratorier världen över till en kraftfull metod att detektera spårämnen. Möjligheten att kunna detektera mycket små mängder av ett ämne är av stor betydelse inom sådana områden som medicin och atmosfärskemi. Detektionsgränser på ända ner till 10^{-12} g har rapporterats. För att närmare förstå principen för PIXE studerar vi den uppställning, vid vilken alla experiment som ligger till grund för detta arbete utfördes.

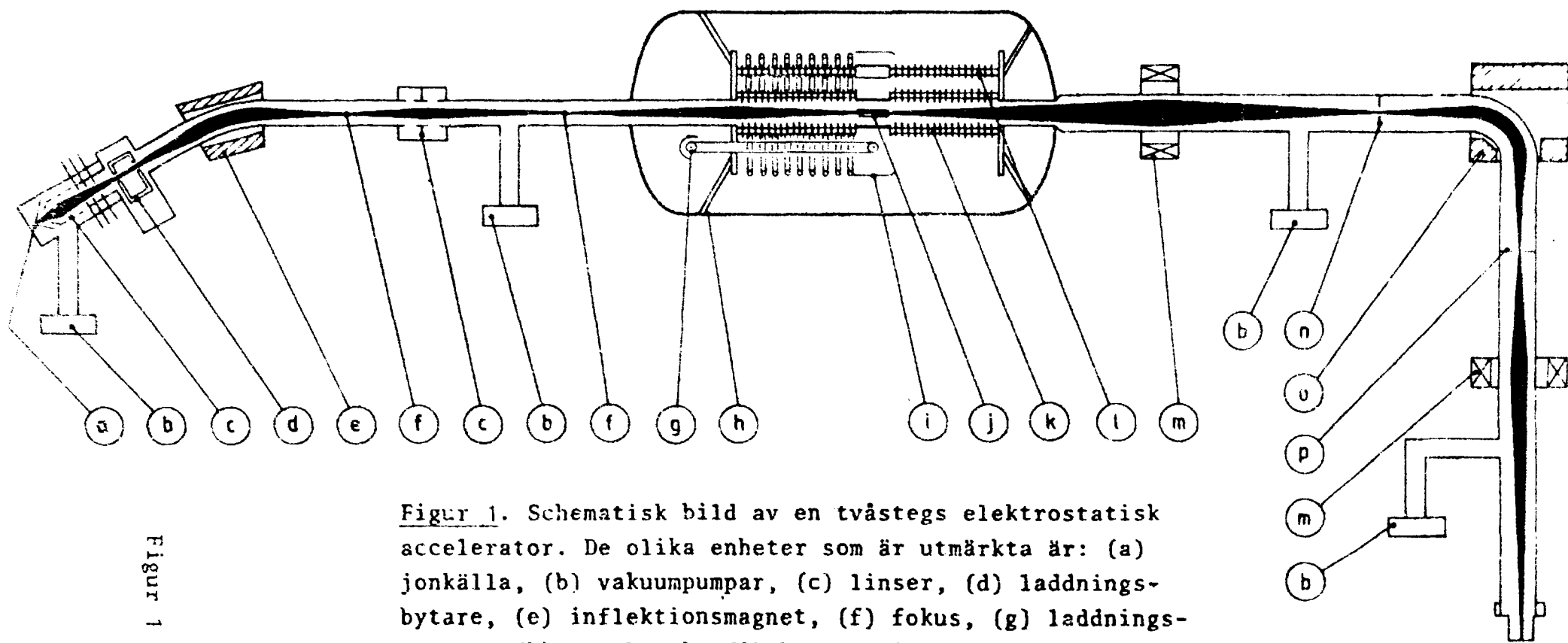
3.2 Experimentuppställningen

Vid Fysiska Institutionen vid Tekniska Högskolan i Lund installerades 1976 en ny accelerator av modell NEC 3 UDH, kallad Pelletronen (ref.6,fig.1). Acceleratorn är en horisontell, elektrostatisk tandemaccelerator med en maximal terminalsänning på 3MV. Den maximala protonströmmen som kan uppnås är ca 5 mikroampere. Att acceleratorn är av tandemtyp betyder att man maximalt kan få 6 MeV protoner eller 9 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$. Tack vare jonkällans konstruktion kan även många andra jonslag accelereras. För dessa mätningar användes 2.13-2.55 MeV protoner och 6.07-9.12 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$.

Efter att ha passerat en analysmagnet som definierar partiklarnas kinetiska energi, infaller strålen mot en bestrålningskammare av rostfritt stål, invändigt delvis klädd med grafit (fig.2). Strålen görs homogen mha en tunn Au-folie, vilket även medför att strömmen minskar pga spridning i folien. Strålen passerar sedan ett antal kol-kollimatorer, vilka definierar strålen ytterligare. Målet som strålen träffar är typiskt en tunn kol- eller plastfolie (provs substrat) på vilken provet som ska analyseras är placerat.

Tre vanlig provsubstrat (eng. backings) användes, här benämnda Kimfol, Nuclepore och Teflon. Dessa innehåller huvudsakligen C, H och O (Kimfol och Nuclepore), C och F (Teflon), men tyvärr även föroreningar av andra ämnen. En sändning Nuclepore-filter visade sig innehålla höga halter av Br. Även Fe och Cr kan vanligen upptäckas i Nuclepore-filter. Teflon ger den högsta bakgrundsnivån bla beroende på Compton-spridning i detektorn av gamma-kvanta från reaktioner med F i filtret.

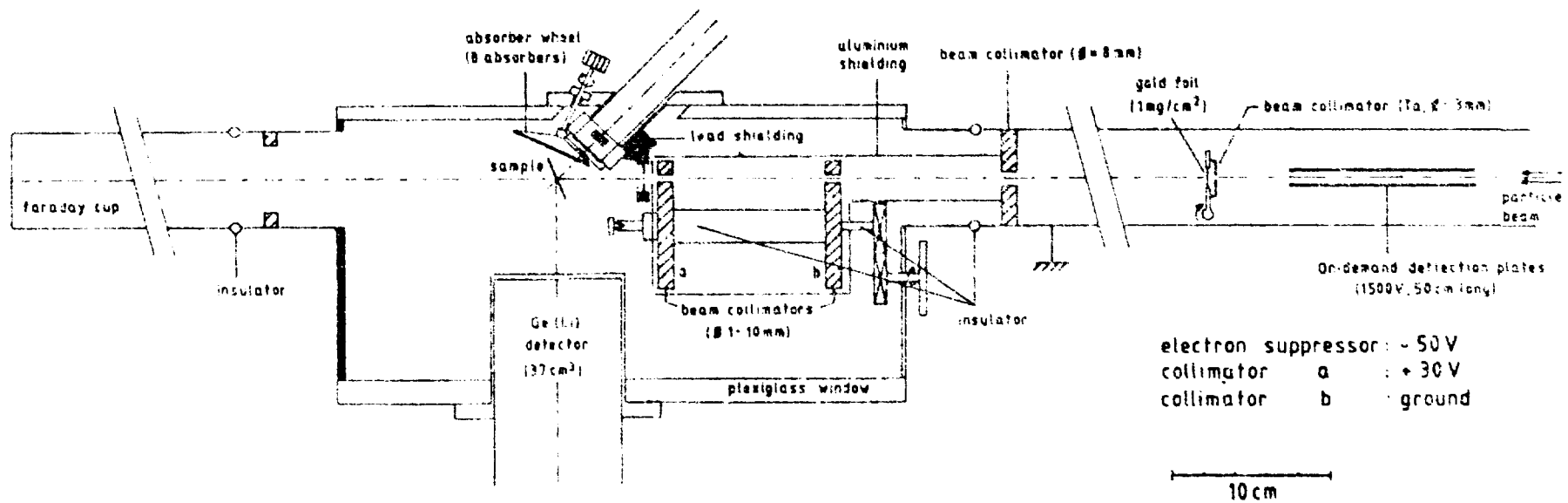
Tvåstegs elektrostatisk accelerator



Figur 1. Schematisk bild av en tvåstegs elektrostatisk accelerator. De olika enheter som är utmärkta är: (a) jonkälla, (b) vakuumpumpar, (c) linser, (d) laddningsbytare, (e) inflektionsmagnet, (f) fokus, (g) laddningssystem, (h) trycktank, (i) högspänningsterminal, (j) stripperkanal, (k) accelerationsrör, (l) mekanisk stomme, (m) kvadrupolmagnet, (n) analysmagnetens objektspalt, (o) analysmagnet, (p) analysmagnetens bildspalt.

Figur 1

Figur 2



De använda provsubstraten är (se även fig. 3):

TILLVERKARE	KEMISK SAMMANSÄTTNING	TJOCKLEK(mg/cm ²)	BENÄMNING I TEXTEN
Kimberley- Clark	Polykarbonat	0.15	Kimfol
Nuclepore	Polykarbonat	1	Nuclepore
Millipore	Polytetrafluoretylen (Fluoropore FHUP, Teflon)	0.9	Teflon

Efter att ha passerat foliet med provet träffar strålen en Faraday-kopp i vilken laddningen samlas upp och mätes med en strömintegrator. Även laddningen som träffar kammarens väggar medtages, och man får på så sätt ett mått på hur många projektiler av ett visst slag som träffat provet. Mätningen är mycket känslig för olika störkällor, såsom dålig jordning, varför eventuella läckströmmar alltid bör kontrolleras.

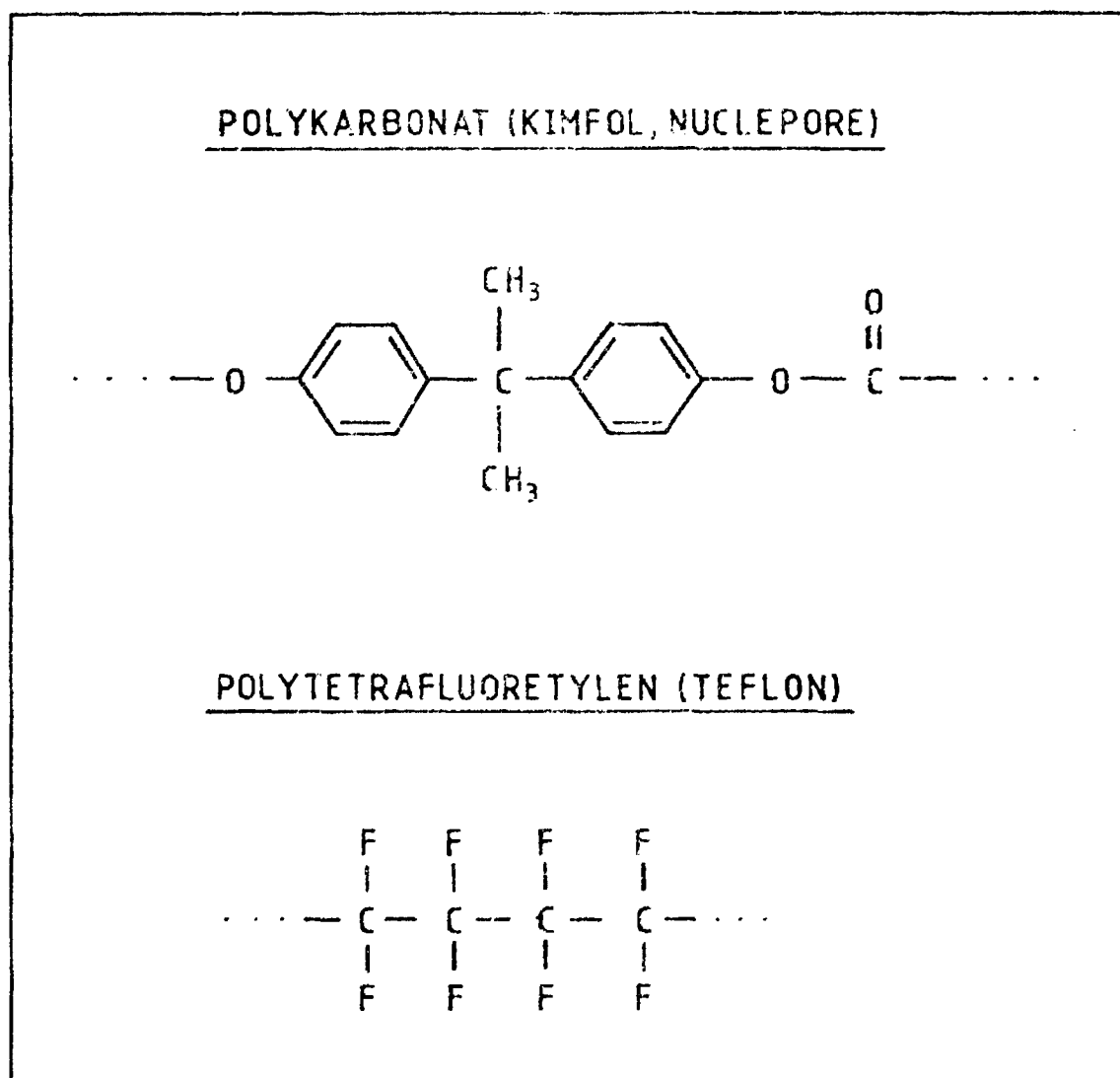
När de högenergetiska, laddade partiklarna träffar provet är sannolikheten stor att projektilen skall slå ut en elektron ur något av de inre skalerna (K- och L-skalerna) hos en atom i provet. När sedan den högt exciterade atomen faller tillbaka till sitt grundtillstånd utsänds röntgenstrålning som är karakteristisk för varje grundämne. Denna röntgenstrålning går genom en tunn Be-folie ut ur vakuumkanmaren och registreras av en Si(Li)-detektor. Detektorn är placerad i 135 graders vinkel i förhållande till strålen vilket visar sig ge en bättre signal-till-bakgrunds-kvot än vid en 90 graders-placering.

Antalet röntgenkvanta med en viss energi är ett direkt mått på mängden i provet av grundämnet ifråga. Signalen från röntgen-detektorn skickas därför via en mångkanalanalysator till en on-line-dator (Nuclear Data 6600), som övervakar insamlingen och lagrar alla spektra på magnetband. En större dator (Fysiska institutionens dator LUCAS; Norsk Data, NORD-100/500) databehandlar dessa spektra och ger direkta resultat i form av mängder av givna element som finns i provet. Ett speciellt analysprogram (HEX) har utvecklats som möjliggör snabb utvärdering av en stor mängd spektra. Detta är ett villkor för att PIXE skall kunna användas som en rutinemässig analysmetod.

Samtidigt med upptagningen av röntgenspektrumet registrerades gamma-kvanta med en Ge(Li)-detektor i en vinkel av 90 grader i förhållande till strålen. Detta gjordes för att underlätta analysen av bakgrunden i röntgenspektrumet.

Den analysmetod som beskrivits ovan kallas alltså PIXE (Particle Induced X-ray Emission). Metodens viktigaste fördelar kan sammanfattas:

- 1 Samtidig multielementanalys
- 2 Snabbhet
- 3 Låga detektionsgränser
- 4 Hög noggrannhet och precision
- 5 Möjlighet till fokusering av den exciterande strålen
- 6 Möjlighet att kombinera med analys mha kärnreaktioner



Figur 3

SAMMANSTÄLLNING ÖVER DATA FÖR EXPERIMENTUPPSTÄLLNINGEN

Accelerator

Modell NEC 3 UDH, 1975.

Typ horisontell, elektrostatisk tandem-accelerator med maximal terminalspänning 3 MV.

Maximal ström ut 5 mikroampere för 2.55 MeV protoner. Referens 6.

Experimentkammare

Tillverkad i rostfritt stål, delvis klädd invändigt med grafit (se fig. 2).

Högvakuum typiskt 10^{-6} torr.

Strålkollimator: 8.0 mm grafit.

Strålarea: 0.430 cm^2 , provarea: 0.531 cm^2 med Au-folie.

Strålarea: 0.263 cm^2 , provarea: 0.306 cm^2 utan Au-folie.

Laddningsintegrator typ Ortec Current Digitizer 439.

Si(Li)-röntgendetektor typ Kevex:

Känslig area: 80 mm^2 , kollimerad till 30 mm^2 .

Kristalltjocklek: 5 mm.

Upplösning: 158 eV vid 5.9 keV.

Detektorfönster: 25 mikrometer Be.

Kammarfönster: 109 mikrometer Be.

Absorbator: 340 mikrometer Mylar.

Röntgenförstärkare: Kevex 4525P.

Ge(Li)-gamma-detektor typ Quartz-Silice:

Känslig volym: 37 cm^3 .

Förstärkare: Tennelec 205A.

Referens 5.

Datorer

On-line-dator:

Nuclear Data ND 6600.

Off-line-dator:

Norsk Data NORD-100/500.

4 TEORI

4.1 Jonisationstvärnsnitt

PIXE befinner sig i ett gränsoråde mellan atom- och kärnfysik. En jon-accelerator används för att få fram laddade partiklar med tillräcklig kinetisk energi för att dessa skall kunna slå ut de inre elektronerna hos en targetatom. Den röntgenstrålning man får ut är karakteristisk för varje enskilt grundämne och finns sedan länge tabellerad som atomfysikaliska grunddata. Av direkt avgörande betydelse för analyskänsligheten är sannolikheten för att en av targetatomens inre elektroner, i K- eller L-skalen, skall erhålla tillräcklig energi från den infallande projektilen för att exciteras över jonisationsbarriären. Den exciterade atomen deexciteras sedan snabbt genom utsändande av röntgenkvanta.

Mycket arbete har genom åren lagts ned på att få fram en teoretisk modell av excitationförloppet som överensstämmer med experimentella data. Den storhet man söker är tvärsnittet för processen. Tre teorier har varit förhärskande: BEA (binary encounter approximation, ref.7), PWBA (plane wave Born approximation, ref.8) och SCA (semi-classical approach, ref.9). Teorierna har efter hand förbättrats men behåller i stort sina särdrag. En jämförelse mellan teorierna och ett stort antal experimentella data har gjorts av Paul (ref.10). Att redogöra för dessa teorier skulle leda utanför examensarbetets ramar, men vissa resultat används här som en grund för vidare överläggningar och tolkningar av resultat. Enligt BEA gäller ett universellt samband som funktion av parametern p :

$$(1) \quad \sigma_{i,x}(E) = Z^2 \cdot \frac{f(p)}{U_x^2}$$

där parametern $p = \frac{m \cdot E}{A \cdot M_p \cdot U_x}$

Här är:

$\sigma_{i,x}$: Jonisationstvärnsnittet för x-skalet. $x = K$ eller L .

E : Projektilens kinetiska energi.

Z : Atomnumret för projektilen.

U_x : Jonisationsenergin för x-skalet.

m : Elektronens vilomassa.

A : Masstalet för projektilen.

M_p : Protonens vilomassa.

Sambandet är universellt i den bemärkelsen att funktionen $f(p)$ antas gälla för alla parametrar p i sambandet (1) ovan. En jämförelse teori-experiment göres då lämpligast genom att plotta $\sigma_{i,x} \cdot U_x^2$ mot p . En kontinuerlig kurva $f(p)$ skall då

erhållas som kan anpassas till olika experimentella data, såsom har gjorts av Johansson/Johansson (ref.11) och Akselsson/Johansson (ref.12).

Sambandet (1) är speciellt intressant om man jämför projektiler med olika Z och A men med samma hastighet. Villkoret på hastigheten kräver att kvoten E/A är densamma för de båda projektilerna. Detta arbete skall koncentrera sig på en jämförelse mellan protoner och ${}^4\text{He}^{2+}$ -partiklar, varför villkoret blir $E_p = \frac{E_\alpha}{4}$. Här betecknas protonens kinetiska energi med E_p och ${}^4\text{He}^{2+}$ -partikelns kinetiska energi med E_α . Sambandet (1) ger oss nu en skalningsregel för jonisationstvärsnittet:

$$(2) \quad \sigma_{i,\alpha}(E_\alpha) = Z_\alpha^2 \cdot \sigma_{i,p}(E_p = \frac{E_\alpha}{4})$$

Index α härrör sig till ${}^4\text{He}^{2+}$ och index p till protoner.

Eftersom Z för ${}^4\text{He}^{2+}$ är 2 säger (2) :

För protoner och ${}^4\text{He}^{2+}$ -partiklar av samma hastighet gäller att jonisationstvärsnittet för ett givet inre elektronskal (K eller L) är 4 gånger större om ${}^4\text{He}^{2+}$ används som projektil än om vi använder protoner.

Detta påstående har kontrollerats av bla Lewis et al. (ref.13) och funnits stämma.

Jonisationstvärsnittet ger inte direkt information om sannolikheten för att man skall få ut ett röntgenkvanta. Den tillgängliga energin kan istället användas för att direkt emittera en elektron. Dessa elektroner kallas Auger-elektroner. Processen har alltså till följd att man förlorar ett röntgenkvantum som bär på nyttig information. Hur stor andel karakteristiska röntgenkvanta man får uttrycks mha faktorn ω , som är det relativa fluorescensutbytet. ω ökar med ökande Z.

Detta arbete intresserar sig huvudsakligen för K_α -strålning, en röntgenövergång mellan L- och K-skalen. K_β -övergången konkurrerar med K_α om att fylla vakansen i K-skalet. Man måste därför korrigera tvärsnittet med en faktor k som uttrycker hur stor del av den totala K-strålningen som ger K_α -kvanta. Det slutliga uttrycket på produktionsvärsnittet σ_p för K_α -strålning blir då:

$$(3) \quad \sigma_p = \sigma_i \cdot \omega \cdot k$$

Det är detta uttryck som i fortsättningen används i beräkningarna.

4.2 Bakgrundstrålningen

Vid en första titt på (2) verkar det som om det alltid vore fördelaktigare att använda ${}^4\text{He}^{2+}$ istället för protoner. Detektionsgränserna beror dock inte bara på jonisationstvärsnittet, utan även bakgrunden måste beaktas. Bakgrundstrålningen är den kontinuerliga del av röntgenfördelningen som inte härrör från den karakteristiska röntgenstrålningen. Den består huvudsakligen av tre komponenter:

Bromsstrålning från sekundära elektroner

Projektbromsstrålning

Comptonspridning av gamma-kvanta

De elektroner som slås ut när projektilen träffar targetatomen kallas sekundära elektroner. De produceras med stor sannolikhet med kinetiska energier upp till;

$$T_m = \frac{4 \cdot m \cdot E}{M_p \cdot A}$$

Beteckningar enligt ovan. Energin T_m är den maximala energi som kan överföras från projektilen till en fri elektron vid en kollision. Ovanför denna energi minskar sannolikheten kraftigt för att en sekundär elektron skall bildas. De sekundära elektronerna växelverkar i sin tur med de övriga atomerna i backingen och bromsas in över små avstånd. Man får en emission av bromsstrålningskvanta, av vilka en stor andel har energier som ligger i röntgenområdet. I likhet med tvärsnittet för produktion av sekundära elektroner uppvisar bromsstrålningsspektret samma kraftiga avtagande för energier högre än T_m . Eftersom det är samma process som ligger till grund för produktionen av sekundära elektroner som för de karakteristiska röntgenkvantumen gäller samma skalningslag (2).

Vid energier högre än T_m börjar en annan bakgrund göra sig gällande, nämligen den bromsstrålning man får från projektilen när denna bromsas in i backingen. Strålningens intensitet är proportionell mot

$$\left(\frac{Z}{A} - \frac{Z_t}{A_t}\right)^2$$

där index t betecknar targetatomerna. Om man har samma förhållande mellan Z och A för både projektilen och den atom projektilen träffar kan man försumma projektbromsstrålningen. För de flesta grundämnen gäller att Z/A ligger kring $1/2$. För ${}^4\text{He}^{2+}$ blir denna kvot exakt $1/2$ varför det borde vara fördelaktigare att använda ${}^4\text{He}^{2+}$ istället för protoner. Tvärsnittet för denna process är ett par storleksordningar lägre än för sekundär elektronbromsstrålning, och är inte av avgörande betydelse.

Bakgrundsnivån ovanför bromsstrålningsbacken bestäms till större delen av Comptonspridda gamma-kvanta. När strålen träffar provet, kollimatoren och kammarens väggar får man oundvikligen gammastrålning. Intensiteten beror huvudsakligen på utformningen av kammaren och valet av material i kollimatorer och kammareväggar. (p, γ)-reaktioner har studerats av bland andra Anttila et al. (ref.14), Räsänen och Hänninen (ref.15) och Demortier (ref.16) samt (${}^4\text{He}^{2+}$, γ)-reaktioner av Giles och Peisach (ref.17). Dessa publikationer är till hjälp vid identifikationen av linjerna i de gammaspektra, som insamlades parallellt med röntgenspektrumet, och ger en ledtråd vid valet av kollimatorer och övriga kammarmaterial.

När ${}^4\text{He}^{2+}$ användes som exciterande projektil erhöles fler och intensivare gammalinjer än då protoner användes. En stor del av dessa gamma-kvanta Comptonspriddes i Si(Li)-detektorn ned i röntgenområdet och gav en avsevärt förhöjd bakgrundsnivå. Därmed eliminerades den fördel som annars den mindre projektilbromsstrålningsbakgrunden skulle ha gett för ${}^4\text{He}^{2+}$ -partiklarna. Trots det större röntgenproduktionstvärsnittet får man högre detektionsgränser med ${}^4\text{He}^{2+}$ än med protoner för Z större än ca 30 (utom för Teflon).

En vidare diskussion av resultaten och bakgrundens inverkan följer i kapitel 8.

5 BERÄKNING AV KÄNSLIGHETEN OCH EXPERIMENTELLA PRODUKTIONSTVÄRSNITT

5.1 Känsligheten

Grundläggande för PIXE är att metoden utnyttjar rent fysikaliska parametrar för att beräkna hur mycket av ett givet grundämne som finns i ett prov. Ett enkelt samband råder för tunna prov:

$$(4) \quad K = \sigma_p \cdot N \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \frac{D}{A} \cdot \epsilon \cdot D \cdot T$$

K : Antalet observerade pulser i K_{α} -toppen.

σ_p : Produktionsvärsnittet för K_{α} -strålning (barn).

N : Antalet projektiler.

Ω : Rymdvinkeln i steradianer.

n : Antalet atomer av det sökta ämnet i den del av provet som omsluts av strålen.

A : Strålens tvärsnittsarea (cm^2).

ϵ : Detektoreffektiviteten för K_{α} -strålningen ifråga.

D : Dödtidskorrektjon (med svep tillslaget $D=1$, se ref. 5).

T : Systemets transmission för K_{α} -toppen ifråga.

Härur kan känsligheten S beräknas enligt:

$$(5) \quad S = \frac{K \cdot A}{m \cdot N \cdot q_e}$$

q_e är elementarladningen, m mängden av grundämnet ifråga. S får då dimensionen:

$$\frac{\text{antal pulser} / \text{laddningsenhet}}{\text{mängdenhet} / \text{areanhet}}$$

S kan beräknas för godtyckliga laddningar (olika N), mängder (olika m) och strålareor (olika A). Dimensionen på S blir därefter.

Vid beräkning av detektorns rymdvinkel Ω används förut bestämda värden på detektorns effektiva area (25 mm^2) och avståndet mellan provet och detektorn (40 mm). Detta ger ett värde

$$\Omega/4\pi = 1.393 \cdot 10^{-3}$$

5.2 Experimentella produktionsvärnsnitt

Sambandet (4) ovan kan, tack vare de många konstanta värdena, uttryckas enklare:

$$(6) \quad \sigma_p = \text{KONSTANT} \cdot M \cdot S$$

Här har atomvikten M för grundämnet ifråga införts, uttryckt i massenheten u ($1u=1.6603 \cdot 10^{-24} \text{ g}$). Ett enkelt samband råder:

$$(7) \quad n = \frac{m}{M \cdot u},$$

där m är mängden av grundämnet ifråga (i g).

Uttrycket (6) används här för att beräkna experimentella produktionsvärnsnitt (se vidare avsnitt 6.2).

6 PRODUKTIONSTVÄRSNITT

6.1 Beräkning av produktionsvärsnittet

Produktionsvärsnittet σ_p är en produkt av jonisationsvärsnittet σ_i , fluorescensutbytet ω och det relativa utbytet k mellan K_β -strålningen och den totala K-strålningen.

$$(8) \quad \sigma_p = \sigma_i \cdot \omega \cdot k$$

Här används Scofield's värden (ref.18) på förhållandet mellan intensiteterna för K_β och K_α -strålning (K_β/K_α). För grundämnena Co, Ga och Cd saknas dock direkta värden varför en interpolation har gjorts i dessa fall. k kan då uttryckas:

$$(9) \quad k = \frac{1}{1 + \frac{K_\beta}{K_\alpha}}$$

k ligger mellan 0.94 (S) och 0.82 (Sn).

De noggrannare värden på fluorescensutbytet ω som Langenberg och van Eck (ref.19) har tagit fram har i detta arbete fått ersätta Bambyneks värden (ref.20), då detta varit möjligt. Langenberg och van Eck ger dock inga värden på ω för K, Ca, Ni, Zn, Se, Br, Zr, Mo, Cd och Sn, varför Bambyneks värden använts i dessa fall.

Återstår att beräkna jonisationsvärsnitten σ_i för olika energier och olika projektile. (protoner och $^4\text{He}^{2+}$). Detta arbete bygger sina uträkningar på de jonisationsvärsnitt som beräknas enligt Akselsson och Johanssons uttryck för σ_i (ref.12). Detta uttryck lyder:

$$(10) \quad \ln(\sigma_i \cdot U^2) = 1.8451 + 0.60365 \cdot x - 0.44481 \cdot (x^2) + \\ + 0.17481 \cdot (x^3) + 0.11142 \cdot (x^4) + 0.01941 \cdot (x^5)$$

där $x = \ln(10^{-3} \cdot E / U)$, $-3.0 < x < 0.8$

σ_i : Jonisationsvärsnittet (10^{-14} cm^2).

U : Jonisationsenergin i eV.

E : Projektilens energi per massenhet ($e\bar{v}/u$).

Värdet på parameteren x ligger i detta arbete alltid innanför gränserna.

6.2 Experimentella produktionsvärnsnitt i jämförelse med Akselsson/Johanssons

Som visats ovan (6) kan man beräkna egna värden på produktionsvärnsnitten. Detta bör göras för att få svar på frågan om man verkligen kan använda sig av Akselsson/Johanssons uttryck (10) för jonisationsvärnsnittet även för ${}^4\text{He}^{2+}$ -projektiler. För att kunna göra det måste man först räkna ut experimentella känsligheter för olika grundämnen, vilket sedan ger produktionsvärnsnitten enligt (6), och därefter jämföra med de teoretiska värdena uträknade enligt (10).

För att få reda på känsligheten måste man ha ett antal prover med kända kvantiteter av ett visst grundämne. Sådana "standardprover" tillverkades därför speciellt här för genom att pipettera på kända mängder av ett grundämne på ett Nucleopore-filter. Proven gjordes i möjligaste mån interferensfria i det avseendet att de olika ämnenas röntgenlinjer inte skulle sammanfalla. Proven innehöll 2 mikrogram av följande ämnen:

Ti
V
Cr, Zn, Sn
Mn, Cd
Co
Ni
Cu
Mo

Lösningarna innehöll även andra ämnen som inte studerades. Nucleoporefiltren visade sig vara förorenade med Br från tillverkningen i sådana mängder att även känsligheten för dessa grundämnen kunde beräknas. Proverna analyserades vid en rutinmässig PIXE-körning med 2.55 MeV protoner. Spektrumen databehandlades sedan med HEX. PIXE-analysen gav andra värden på vilka mängder som pipetterats på filtret, och dessa mängder antogs gälla även om de ibland avvek betydligt från 2 mikrogram. Pipetteringen gjordes i två omgångar med 5 mikroliter i varje omgång, dvs totalt 10 mikroliter på varje backing. Provet tilläts torka mellan varje pipettering. Felet vid pipetteringen antas maximalt ligga runt 15 %, vilket gör att de mängder som PIXE-analysen ger är mer pålitliga.

Därefter analyserades samma prover igen, men nu med 6.29 och 8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ som joniserande projektill. De spektra som erhöles analyserades vid insamlingsdatorn ND 6600 för att få antalet pulser i topparna. Analysen gick till på samma sätt som beskrives under rubriken "Bakgrund" nedan. Mängden av ett visst ämne var känd efter den rutinmässiga PIXE-analysen och känsligheterna för de grundämnen som nämnts ovan kunde därför räknas ut. Känsligheterna angavs här i (pulser per ${}^4\text{He}^{2+}$ -projektill / nanogram per provare).

Strålarean var 0.490 cm^2 för $6.29 \text{ MeV } ^4\text{He}^{2+}$ och 0.283 cm^2 för $8.52 \text{ MeV } ^4\text{He}^{2+}$, vilket ger en provarea på 6.531 cm^2 respektive 0.306 cm^2 pga provets vinkel (22.5 grader) mot strålriktningen. Skillnaden i strålarea beror på att $^4\text{He}^{2+}$ -strålen passerade en 45 mikrometers Au-folie i fallet med den lägre energin men inte vid den högre. Au-folien sätts in i strålen för att man skall få en homogen stråle. Samtidigt reduceras dock strålens intensitet en faktor 15 . För $8.52 \text{ MeV } ^4\text{He}^{2+}$ blev strömmen alltför låg med Au-folien inne, varför folien togs bort. I och med detta infördes en osäkerhet i mätningarna eftersom proven inte var homogena. De experimentella produktionsvärnsnitt kunde nu beräknas enligt (6) ovan. Dimensionen på de uträknade känsligheterna ger följande värden på konstanten:

$$\text{Konstant} = 3.27 \cdot 10^{11} \quad \text{med Au-folie (} 6.29 \text{ MeV } ^4\text{He}^{2+} \text{)}$$

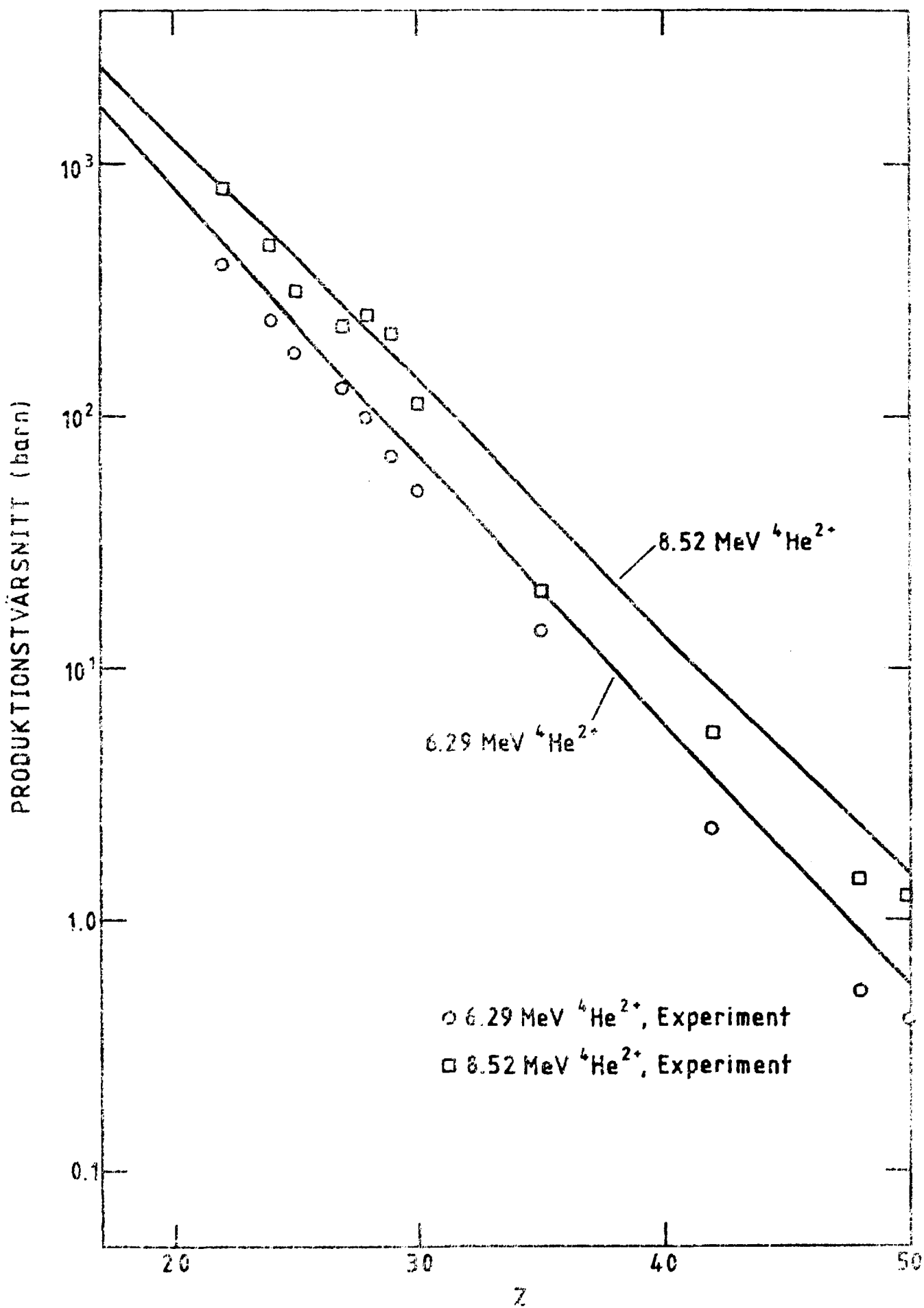
$$\text{Konstant} = 5.84 \cdot 10^{11} \quad \text{utan Au-folie (} 8.52 \text{ MeV } ^4\text{He}^{2+} \text{)}$$

Resultaten kan sammanställas i följande tabell (se också diagram 1):

JÄMFÖRELSE MELLAN EXPERIMENTELLA PRODUKTIONSTVÄRSNITT
OCH AKSELSSON / JOHANSSONS
(Enhet: barn)

Element	$6.29 \text{ MeV } ^4\text{He}^{2+}$		$8.52 \text{ MeV } ^4\text{He}^{2+}$	
	Experimentella	Akselsson/Johansson	Experimentella	Akselsson/Johansson
Ti	410	560.6	807	829.8
Cr	240	302.6	484	529.3
Mn	177	225.1	318	410.4
Co	130	142.7	223	266.3
Ni	98.2	115.1	254	218.7
Cu	69.0	89.81	216	173.6
Zn	50.7	70.68	112	138.9
Br	14.0	26.69	20.4	42.99
Mo	2.26	3.701	5.48	8.694
Cd	0.506	0.8901	1.44	2.345
Sr	0.401	0.3526	1.22	1.524

Som synes är överensstämmelsen inte alltför god.



I fallet med 8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ kan de stora variationerna i förhållande till de teoretiska värdena till stor del tillskrivas en viss inhomogenitet i strålen (ingen Au-folie) vid bestrålningen av våra prov. Man kan i de flesta fall med blotta ögat se om strålen ej är homogen när Au-folien tas bort. Med hjälp av kvadrupolmagneter kan man justera fläckens utseende, men man får ändå aldrig samma homogenitet på strålen som med Au-folien inne. Har man då ett inhomogent prov är risken stor att strålintensiteten blir hög vid ett ställe på provet där man har en liten koncentration av det ämne man vill analysera, vilket ger ett alltför lågt värde på mängden av ämnet ifråga. Eventuellt råder det motsatta förhållandet, vilket ger ett för högt värde. Vid pipetteringen av standard-proverna flyter droppen ut och en större del av ämnena i vattenlösningen lägger sig som en ring på filtret. Det är därför svårt att säga något säkert om hur strålen ligger på provet.

De experimentella värdena för 6.29 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ är genomgående lägre än de teoretiska. Tack vare att Au-folie användes blir dock värdena bättre samlade för 6.29 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$. Värdet för Br är endast 52 % av det teoretiska värdet. Br pipetterades inte på våra provsubstrat utan fanns i substratet som en förorening. Detta betyder att projektiledbromsning och röntgenabsorption i substratet blir större för Br än för de övriga ämnena, med lägre känslighet som följd. Denna effekt är större för 6.29 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ pga den lägre energin. Om man vill tro att Akselsson/Johanssons uttryck gäller även för ${}^4\text{He}^{2+}$ projektiler har man att förklara ett systematiskt fel i storleksordningen 25-30 %. En tänkbar förklaring är att felaktiga värden på laddningen, dvs det antal ${}^4\text{He}^{2+}$ -projektiler som infallit mot provet uppmättes. Läckströmmar uppstår lätt om jordningen av kammaren inte är perfekt och alla upptänkliga störkällor eliminerade. Även en sådan till synes obetydlig detalj som en vanlig glödlampa som lyser upp kammaren kan inducera en betydande läckström. De läckströmmar som uppkommer utan stråle är dock betydligt lättare att handskas med än de som uppkommer när man leder in projektilstrålen i kammaren. De förra upptäcks nämligen lätt vid en kontroll. När strålen är på kan elektroner som slås ut ur provet söka sig tillbaka genom strålkollimatoren och in i röret. Man mäter då en alltför stor ström. Elektroner som slås ut i kollimatoren kan omvänt komma in i kammaren och bidra till laddningsintegrationen. I detta fallet mäter man en alltför låg ström. Båda dessa fel vid laddningsmätningen förhindras dock i vanliga fall av spänningar (-50 V respektive +30 V) applicerade på lämpliga ställen i kammaren (se fig. 2). ${}^4\text{He}^{2+}$ -körningarna gjordes inte samtidigt varför det kan ha funnits vissa skillnader i uppställningen. En eventuell osäkerhet i de angivna rymdvinklarna, transmissionsfaktorerna och detektoreffektiviteten kan givetvis också påverka resultaten.

Den relativa samstämmigheten över flera tiopotenser gör att detta arbete trots allt använder de värden på produktionsvärsnitten som Akselsson/Johansson ger. En noggrannare analys av olika teoretiska uttryck på jonisationsvärsnitten finns i en artikel av Campbell, Cookson och Paul (ref.21). Om man med hjälp av denna artikel jämför Akselsson/Johanssons jonisationsvärsnitt med det empiriska uttryck som Johansson/Johansson (ref.11) erhållit genom att sammanställa ett stort antal experimentella data, finner man att de förra stämmer bättre med de senaste utvecklade teorierna (ref.26).

TABELL ÖVER NÖDVÄNDIGA DATA

Element (Z)	Mittkanal K_{α}	2-FWHM (kanaler)	ω	K_{β}/K_{α}	U_K (eV)	$\epsilon \cdot T$	M (u)
S (16)	69.2	6.58	0.0806	0.0659	2472	-	32.064
Cl(17)	78.7	6.78	0.0979	0.0862	2822	$4.374 \cdot 10^{-5}$	35.435
K (19)	99.4	7.21	0.138*	0.1211	3607	0.006252	39.102
Ca(20)	110.7	7.44	0.163*	0.1315	4038	0.02510	40.08
Ti(22)	135.3	7.90	0.2227	0.1355	4965	0.1321	47.90
V (23)	148.5	8.08	0.2484	0.1367	5465	0.2168	50.942
Cr(24)	162.4	8.38	0.2790	0.1337	5989	0.3106	51.996
Mn(25)	176.9	8.62	0.3020	0.1385	6540	0.4050	54.9380
Fe(26)	192.1	8.87	0.3386	0.1391	7112	0.4922	55.847
Co(27)	207.9	9.13	0.3701	0.1396	7709	0.5704	58.9332
Ni(28)	224.3	9.38	0.414*	0.1401	8333	0.6391	58.71
Cu(29)	241.4	9.64	0.4432	0.1379	8979	0.6970	63.54
Zn(30)	259.1	9.86	0.479*	0.1410	9659	0.7453	65.37
Ga(31)	277.5	10.17	0.5282	0.1457	10368	0.7859	69.72
Ge(32)	296.6	10.43	0.5536	0.1504	11104	0.8190	72.59
As(33)	316.3	10.70	0.5868	0.1560	11868	0.8456	74.9216
Se(34)	336.6	10.97	0.596*	0.1624	12658	0.8677	78.96
Br(35)	357.7	11.24	0.622*	0.1683	13474	0.8826	79.904
Rb(37)	401.8	11.80	0.6731	0.1780	15201	0.9116	85.47
Sr(38)	424.9	12.07	0.7057	0.1821	16105	0.9255	87.62
Zr(40)	473.2	12.64	0.730*	0.1913	17998	0.9407	91.22
Mo(42)	524.3	13.21	0.764*	0.1981	20002	0.9457	95.94
Cd(48)	695.1	14.95	0.840*	0.2163	26711	0.9344	112.40
Sn(50)	758.0	15.55	0.859*	0.2230	29200	0.9012	118.69

ω enligt Langenbeck, van Eck (ref.19), utom * enligt Bambynek (ref.20).

K_{β}/K_{α} enligt Scofield (ref.18). $\epsilon \cdot T$ interpolerade värden.

U_K enligt Woldaeht (ref.22).

TABELL ÖVER PRODUKTIONSTVÄRSNITT UTRÄKNADE ENLIGT AKSELSSON/JOHANSSONS
 FEMTEGRADSANPASSNING FÖR JONISATIONSTVÄRSNITTET σ_i

(Enhet barn)

Element	protonenergi i MeV			${}^4\text{He}^{2+}$ -energi i MeV			
	2.13	2.55	6.07	6.29	7.00	8.52	9.12
S (16)	708.5	797.6	2069	2151	2398	2834	2974
Cl(17)	581.6	657.8	1616	1689	2326	2465	2465
K (19)	378.6	457.8	957.9	1011	1179	1513	1633
Ca(20)	307.7	381.0	747.5	792.2	935.7	1231	1340
Ti(22)	207.5	267.6	469.1	500.6	604.4	829.8	917.5
V (23)	164.2	215.8	360.3	385.7	470.2	657.7	732.1
Cr(24)	132.3	176.9	281.9	302.6	372.0	529.3	593.0
Mn(25)	102.6	139.3	212.9	229.1	283.9	410.4	462.4
Fe(26)	83.42	114.9	169.1	182.4	227.6	333.7	378.0
Co(27)	66.57	92.93	132.0	142.7	179.3	266.3	303.1
Ni(28)	54.67	77.26	106.2	115.1	145.4	218.7	250.0
Cu(29)	43.41	62.04	82.77	89.81	114.2	173.6	199.4
Zn(30)	34.72	50.15	65.01	70.68	90.36	138.9	160.1
Ga(31)	28.43	41.49	52.33	57.00	73.26	113.7	131.6
Ge(32)	22.26	32.79	40.30	43.97	56.81	89.06	103.4
As(33)	17.71	26.31	31.54	34.47	44.77	70.84	82.51
Se(34)	13.57	20.33	23.78	26.04	33.99	54.28	63.42
Br(35)	10.75	16.23	18.54	20.34	26.69	42.99	50.38
Rb(37)	5.787	10.41	11.34	12.48	16.55	27.15	32.00
Sr(38)	5.474	8.461	8.994	9.923	13.23	21.90	25.89
Zr(40)	3.400	5.334	5.397	5.980	8.069	13.60	16.17
Mo(42)	2.173	3.461	3.325	3.701	5.058	8.694	10.40
Cd(48)	0.5862	0.9814	0.7863	0.8901	1.274	2.345	2.862
Sn(50)	0.3809	0.6501	0.4848	0.5526	0.8054	1.524	1.874

7 BERÄKNING AV DETEKTIONSGRÄNSER

7.1 Definition av detektionsgräns

Vid beräkning av detektionsgränser måste man känna till känsligheten S och antalet pulser i bakgrunden under toppen; N_D . Man kan då beräkna detektionsgränserna MDL (Minimum Detection Limits) enligt:

$$(11) \quad MDL = \frac{3\sqrt{N_D}}{S}$$

Dimensionen på MDL beror på S och N_D . Eftersom detta arbete jämför detektionsgränserna för två sorters projektiler med olika laddning ($^1\text{H}^+$ och $^4\text{He}^{2+}$) räknas här inte med en laddning utan med ett visst antal partiklar. Detta antal är valt till $2.5 \cdot 10^{14}$ stycken. Man får då för $^4\text{He}^{2+}$ en laddning 80.1050 mikrocoulomb och för protoner 40.0525 mikrocoulomb, vilket får anses vara en ganska typisk laddning vid rutinemässiga analyser.

De blanka proverna kördes utan Au-folie vilket gav en stråle med diametern 6 mm. Alla detektionsgränser är uträknade för motsvarande provarea som blir 0.306 cm^2 . Det gängse sättet att ange detektionsgränser är annars per cm^2 varför detta val kan tyckas lite märkligt. Vid en inbördes jämförelse kvittar det dock vilken area man väljer bara man hela tiden räknar med samma area.

Eftersom mängder i storleksordningen nanogram är typiska för PIXE-MDL valdes den slutliga dimensionen på detektionsgränserna, MDL:

$$\left(\frac{\text{nanogram}}{0.306 \text{ cm}^2} \right)$$

$$\left(2.5 \cdot 10^{14} \text{ projektiler} \right)$$

Alla prover kördes med en 340 mikrometers Mylar-absorbator mellan provet och detektorn. Det primära skälet till detta var att minska räknehastigheten vid insamlingen av våra spektra. Tyvärr begränsar man samtidigt möjligheterna att detektera låg-Z-ämnen, vilket tydligt märks på de höga detektionsgränserna. Transmissionen för S (Z=16) blir lika med noll.

Andra avgörande faktorer vid bedömningen av detektionsgränserna är energidepositionen i provet, räknehastigheten, insamlingstiden och tillgängligheten av både protoner och $^4\text{He}^{2+}$ -partiklar med lämplig energi och ström. Dessa faktorer diskuteras mer senare.

När nu dimensionen på MDL valts ut kan man räkna ut konstanten (6). Denna blir ju inte densamma som i avsnitt 6.2 pga den annorlunda dimensionen på S , nämligen (pulser per $2.5 \cdot 10^{14}$ projektiler / nanogram per 0.306 cm^2 provarea).

Insatt i (4) erhålls:

$$(12) \quad S = 741.6 \cdot \frac{\epsilon \cdot T \cdot \sigma_p}{M}$$

Detektoreffektiviteten ϵ och transmissionen T räknas ut av HEX mha förut bestämda data och molekylvikten M fås ur tabellverk. Dessa värden är desamma för alla typer av projektiler och endast σ_p varierar i (12) ovan. För att få S för protoner respektive ${}^4\text{He}^{2+}$ sätts produktionsvärdet för projektilen och energin ifråga in i uttrycket ovan.

7.2 Bakgrunden N_b

Bakgrunden N_b är antalet pulser per $2.5 \cdot 10^{10}$ projektiler under en given topp i spektrat räknat på en bredd av 2 halvvärdesbredder FWHM (Full Width at Half Maximum) kring mittkanalen. Eventuella interferenstoppar är borttagna. Detta gjordes i faller med ${}^4\text{He}^{2+}$ -spektrumen mha av insamlingsdatorn (Nuclear Data 6600) och för protonspektrumen mha den bakgrund som HEX läde in. FWHM är inte en konstant utan varierar med energin. Enligt Knoll (ref.27) har vi:

$$\frac{\text{FWHM}}{H} = \frac{\sqrt{a + bE}}{E}$$

där E är röntgenenergin och H mittkanalens energi vilka, liksom FWHM, är uttryckta i eV. a och b är anpassade konstanter. Om man vill ha FWHM uttryckt direkt i kanaler (på mångkanalanalysatorn) kan man skriva:

$$(13) \quad \text{FWHM} = \sqrt{a' + b' \cdot CH}$$

där CH är mittkanalens nummer, och a' respektive b' är nya konstanter. FWHM räknades här ut som ett genomsnitt av ett flertal värden på halvvärdesbredden givna i HEX, vilka sedan jämfördes med (13) ovan. Den maximala avvikelsern uppgick till ett fåtal procent.

Den dator som användes vid insamlingen av spektrumen (ND 6600) används med fördel även vid analys av de röntgenspektra som erhöles vid körning med ${}^4\text{He}^{2+}$ - projektiler. HEX är nämligen endast anpassad för 2.55 MeV p och har problem att lägga en användbar bakgrund för andra projektiler. ND 6600 har en funktion med vars hjälp man kan ringa in ett godtyckligt antal kanaler och direkt få antalet pulser totalt i dessa kanaler samt antalet pulser i en topp. Antalet pulser i

toppen ges då av ND 5600 som det antal pulser som ligger ovanför en linje vilken drages mellan de två yttersta kanalerna.

Genom att lägga de två yttersta kanalerna något olika får man som regel avvikande resultat på bakgrunden. Denna bakgrundsanpassning är alltså förknippad med ett visst godtycke. I de fall det ansågs nödvändigt uppmättes bakgrunden på flera olika sätt och ett medelvärde togs.

Statistiken i vissa spektra var ibland så dålig att ett stort fel ändå introducerades vid beräkning av N_b . Felet i uppmätningen av N_b antas ligga på maximalt 15 %. Pulsstatistiken ger ett relativt fel som beräknas som $1/\sqrt{N_b}$. Det minsta värde som mättes var $N_b=11$, vilket ger ett maximalt fel på 30 %. I de fall N_b var mindre än 11 sattes $N_b=10$. Felet i pulsstatistiken adderas kvadratisk till felet i uppmätningen.

Alla spektra som erhöles från protonkärningar analyserades mha HEX. Den bakgrund som HEX då lade in accepterades inte utan vidare. Programmet har nämligen en tendens att lägga in en bakgrund som "svänger" vilket i många fall gav en alldeles för låg bakgrund för ämnena vid slutet av bromstrålningsbacken (tex Zn, Ga, Ge). Ibland angav HEX tom en negativ bakgrund för dessa ämnen, vilket uppenbarligen är felaktigt. Istället lades en bakgrund in för hand från slutet av bromstrålningsbacken. Detta gjordes genom att ta ett genomsnitt av antalet pulser över ca 15-25 kanaler runt toppen, och även mellan topparna för att se om anpassningen blev någorlunda jämn. Förslaget kräver förhållandevis rena bakings eftersom det annars är svårt att uppskatta om man verkligen har en topp eller inte.

8.1 Presentation och tolkning av mätresultat

I de tabeller och diagram som följer direkt efter detta kapitel presenteras de slutliga resultaten av experimenten. Detta sker direkt i form av detektionsgränser angivna i nanogram per 0.306 cm^2 provarea / $2.5 \cdot 10^{14}$ projektiler. När de uträknade detektionsgränserna plottas i ett diagram syns tydligt om ett enskilt värde avviker kraftigt från en linje som kan tänkas dras genom de övriga punkterna. Dessa "onormala" värden ritas ej in, och utmärks speciellt i tabellerna. De slutliga detektionsgränserna bör vara "kontinuerliga" i den bemärkelsen att de varierar nämligen långsamt och jämnt med Z. De bakomliggande fysikaliska storheterna uppvisar inga stora oregelbundna hopp.

Diagrammen 2-5 visar detektionsgränserna för de fyra ${}^4\text{He}^{2+}$ -energierna var för sig, med de olika provsubstraten inlagda. Detta gör det möjligt att direkt

jämföra provsubstratets inverkan på detektionsgränserna. Även detektionsgränserna med en tom ram är inlagda för att ange den teoretiskt lägsta detektionsgräns som kan uppnås med den nuvarande experimentkammaren, för det tänkta fall att man har ett prov utan substrat. Som synes ligger värdena för Kimfol inte långt över dessa "minimala" detektionsgränser.

Diagrammen visar också med all önskvärd tydlighet att Teflon ger de högsta detektionsgränserna. Detta torde bero på de höga halterna av F i substratet som ger upphov till gammastrålning. Gammastrålningen Comptonspredas sedan i Si(Li)-detektorn, med en förhöjd bakgrundnivå som följd. Teflon är till sin kemiska sammansättning polytetrafluoretylen och innehåller alltså mycket F, inte som en förorening, utan som en komponent i plasten.

Detektionsgränserna för Kimfol och Nuclepore, vilka båda är polykarbonater, visar att provsubstratets tjocklek spelar in. Kimfol är ca 7 gånger tunnare än Nuclepore, vad gäller massa per cm^2 , vilket avspeglar sig i att detektionsgränserna med Kimfol är lägre.

Diagrammen 6-9 visar var för sig detektionsgränser på ett speciellt provsubstrat. Här är även detektionsgränserna för de två protonenergierna 2.13 och 2.55 MeV inlagda. Diagrammen möjliggör en direkt jämförelse av detektionsgränserna med användande av protoner och ${}^4\text{He}^{2+}$ som projektiler vid olika energier. Detta för samma antal projektiler och samma provarea. Värdena ligger i stort sett samlade för alla projektiler, och det kan vid en förre anblick tyckas svårt att utläsa några större skillnader. Det är för vilken den lägsta detektionsgränsen uppnås ligger förskjutet mot något lägre Z för en lägre projektilenergi bla beroende på att bromsstrålningsbacken då flyttas neråt.

Man ser också att ${}^4\text{He}^{2+}$ ger lägre detektionsgränser för ämnena med röntgenenergi som ligger i bromsstrålningsbacken men inte för ämnena med högre Z.

${}^4\text{He}^{2+}$ ger nämligen upphov till så pass mycket gammastrålning från kärnreaktioner och Coulombexcitation av kärnor att man får en avsevärt förhöjd bakgrundsnivå vid detektionen, främst beröende på Comptonspridning i Si(Li)-detektorn. Även Comptonspridda fotoner från provet och andra delar av kammaren kan tänkas ge upphov till en bakgrund i röntgenspektret, men dessa effekter torde inte ge det dominerande bidraget till bakgrunden.

Ju mer energi ett gammakvantum skall förlora vid den inelastiska spridningen, desto mindre sannolik är processen. Fotonen förlorar maximalt med energi vid kollisionen med en elektron när fotonen sprides 180 grader. Som exempel kan nämnas att den primära fotonen inte får ha en högre energi än 40 keV för att den skall kunna Comptonspridas direkt ner i det område som täcks av röntgenspektret, dvs under 35 keV. För fotoner med en energi över 40 keV måste alltså en multipel Comptonspridning ske för att en direkt inverkan av dessa skall märkas i röntgenspektret. Man får därför ett relativt litet bidrag till den kontinuerliga bakgrunden i röntgenspektret från de högenergetiska gammakvanta som Comptonsprides direkt i prov och kammare.

Istället Comptonsprides en stor andel gammakvanta i Si(Li)-detektorns känsliga volym. Den spridda fotonen som därefter lämnar den känsliga volymen registreras inte av detektorn, och man får därför en laddningsuppsamling som inte är proportionell mot den ursprungliga fotonens energi. Den laddning som samlas upp motsvarar ofta en energi i röntgenområdet, vilket ger upphov till en kontinuerlig bakgrund i spektret.

Diagram 9 visar detektionsgränser med 2.55 MeV protoner på Nuclepore där de tre olika värdena för varje Z kommer från tre olika körningar. Diagrammet ger ett exempel på osäkerheten i våra mätvärden.

Diagrammen 10-12 anger direkt hur detektionsgränserna med protoner respektive ${}^4\text{He}^{2+}$ förhåller sig. Även här jämförs detektionsgränserna för samma antal projektiler och samma provare. Diagrammen visar kvoten mellan detektionsgränserna. För att ${}^4\text{He}^{2+}$ skall vara bättre som projektil skall denna kvot vara större än 1, i annat fall är protoner lämpligare. Här ses tydligt hur den intensivare gammastrålningen ger högre detektionsgränser för ${}^4\text{He}^{2+}$, även om produktionsvärsnittet för K_{α} -strålning är högre. Detta gäller i samtliga fall utom för Teflon, ett filter som även med protoner ger mycket gammastrålning. BEA-teorin för jonisationsvärsnittet (se 6.1) säger att för protoner och ${}^4\text{He}^{2+}$ -projektiler med samma hastighet (exempelvis 2.13 MeV p och 8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$) skall jonisationsvärsnittet skalas med kvadraten på projektilernas laddning Z.

${}^4\text{He}^{2+}$ skall alltså ge fyra gånger högre jonisationstvärsnitt. Den primära jonisationen ger också upphov till de sekundära elektroner som ger bromsstrålningsbakgrunden. Även tvärsnittet för denna process skall därför skalas en faktor fyra. Detektionsgränserna med ${}^4\text{He}^{2+}$ i förhållande till protoner med samma hastighet borde därför skalas med en faktor 2 när man ligger uppe på bromsstrålningsbacken och med minst (ingen projektilbromsstrålning med ${}^4\text{He}^{2+}$) en faktor fyra för högre Z. Detta fås ur definitionen av detektionsgränserna (se 7.1). Bakgrunden N_D kommer här in under ett rottecken. Inget av diagrammen 10-15 uppvisar detta utseende, vilket pekar på gammastrålningens betydelse för detektionsgränserna.

8.2 Normering av detektionsgränser

I alla diagram normeras detektionsgränserna till ett visst antal projektiler, här $2.5 \cdot 10^{14}$ stycken. Även andra normeringssätt kan motiveras. Detektionsgränser är nämligen ett lite luddigt begrepp, även om detta arbete valt en till synes entydig definition och normering. Många frågor dyker upp. Behöver mer tid offras om man använder ${}^4\text{He}^{2+}$ -projektiler för att uppnå villkoret med lika antal projektiler? Är det lika lätt att använda ${}^4\text{He}^{2+}$ med den accelerator som står till buds? Kan man då få ut lika hög ström ur acceleratoren? Tål proven en lika hög ström om man använder ${}^4\text{He}^{2+}$? Får man kanske en så hög röntgenintensitet att man blir räknehastighetsbegränsad? Som synes kan man tänka sig flera helt olika normeringar, dvs sätt att jämföra detektionsgränser.

Antag att man har lågbelastade prover, dvs provsubstrat på vilket ligger en mycket liten mängd av det prov man vill undersöka. Man blir då inte räknehastighetsbegränsad, utan det är snarare effektutvecklingen i prov och substrat som begränsar den ström man kan lägga på provet. Ett naturligt sätt att normera är då till projektilens energiförlust i provet. Under antagande att provsubstraten består av enbart C med en densitet på 1 gram/cm^2 kan man göra en jämförelse av hur mycket energi en projektil deponerar i substraten. Värdena på stopping powers; dE/dx , är hämtade ur Zieglers sammanställningar (ref.23 och 24). dE/dx för ${}^1\text{H}^+$ och ${}^4\text{He}^{2+}$ i P är som mest 40 % större än i C. dE/dx antas vidare vara konstant i substratet. Följande tabell erhålls då:

UPPSKATTAD ENERGIFÖRLUST I PROVSUBSTRATET PER PROJEKTIL

(Enhet keV)

Protonenergi(MeV)	Kimfol	Nuclepore	Teflon
2.13	21	140	130
2.55	19	120	110
${}^4\text{He}^{2+}$ -energi(MeV)	Kimfol	Nuclepore	Teflon
6.07	100	680	610
7.00	90	600	540
8.52	80	540	480
9.12	75	500	450

Enligt Bethe-Blochs formel för dE/dx skall projektiler med lika hastighet skalas med laddningen Z i kvadrat. Detta stämmer också tämligen bra. Avvikelsen kan förklaras av svårigheten att avläsa korrekt i diagrammen för dE/dx . Tabellen ger möjlighet att normera om detektionsgränserna till energiförlusten i provet. Diagram 10 ger tex att 2.13 MeV protoner ger 1.75 gånger högre detektionsgränser för Ca än med 8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ på Nuclepore för samma antal projektiler. Om man istället vill normera till energiförlusten multipliceras detta värde med roten ur $140/540$ dvs 0.51. Förhållandet mellan detektionsgränserna blir nu istället 0.89, dvs till förmån för protonerna. Räknar man på detta sätt även för de övriga grundämnena visar sig protoner ge bättre detektionsgränser för de flesta Z .

8.3 Förslag till förbättringar

Rent teoretiskt borde man få mellan två och fyra gånger lägre detektionsgränser med ${}^4\text{He}^{2+}$ än för protoner med lika hastighet och till lika antal. Om man istället normerar till energiförlusten borde man få mellan 1 och 2 gånger lägre detektionsgränser med ${}^4\text{He}^{2+}$. Resultaten av experimenten visar tydligt att så ej är fallet.

Ovan i detta kapitel diskuterades inverkan av de gammakvanta som erhålls vid bestrålning. Det står klart att man inducerar betydligt fler gamma-reaktioner när man använder ${}^4\text{He}^{2+}$ som projektil jämfört med protoner. Det vis gammaspetra som upptogs parallellt med röntgenspektrumen.

Många av gamma-linjerna kommer direkt från provet och är därför svåra att undvika.

Man kan minimera provsubstratets inverkan genom att välja ett tunt och föroreningsfritt provsubstrat. Substratet bör vidare inte heller innehålla ämnen som lätt ger upphov till gamma-strålning, exempelvis F i Teflons fall.

Kammarens bidrag har man stora förutsättningar att kunna påverka. Kollimatorer kan väljas i ett material som ger lågt gamma-utbyte. Giles (ref.17) påvisar att 5 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ på C, Co och Ni inte ger några karakteristiska gamma-linjer.

Gamma-spektrumet upptagna här gav däremot en 4.439 MeV gamma-linje som härrör från ${}^{12}\text{C}$. Eftersom uppställningens strålkollimatorer är tillverkade av kol (dock ej spektrografkol), och även kammarens insida delvis är täckt med kol, verkar det troligt att en stor del av gamma-bidraget kommer just från experimentuppställningen. Givetvis får man även ett bidrag från provsubstraten eftersom dessa till stor del består av just kol.

Man kan få en uppfattning om hur mycket kammaren egentligen inverkar, om man tar förhållandet mellan bakgrunderna med och utan provsubstrat i det område där Comptonbakgrunden dominerar, dvs för ämnena Ge-Sn. Areal under K_{α} -topparna, med tom ram respektive Kimfol som substrat, adderades och kvoten (bakgrund med Kimfol / bakgrund med tom ram) bildades. För 6.07 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ blev denna kvot 1.7 och för 8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ 2.7. Bakgrunden för 6.07 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ höjs alltså bara med ca 70 % om man sätter ett Kimfol-substrat. Det betyder att ett icke föraktligt bidrag till bakgrunden i röntgenspektrat kommer från någon annan del av experimentkammaren. För att man skall kunna anse att kammaren är väl anpassad till ${}^4\text{He}^{2+}$ -projektiler borde kammarens bidrag hållas under 10 %.

Den ${}^4\text{He}^{2+}$ -inducerade 4.439 MeV gamma-linjen i ${}^{12}\text{C}$ kan studeras vidare i Mitchell och Ophels artikel (ref. 25). Tvärsnittet uppvisar resonanskaraktär, och turligt nog undveks dessa resonans- ${}^4\text{He}^{2+}$ -energier.

Kol-kollimatorn är skärmd från Si(Li)-detektorns känsliga volym med ca 1 cm Pb. En överslageräkning visar, att trots detta skydd hela 60 % av 4.4 MeV gamma-fotoner passerar utan att växelverka. De resterande 40 %-en växelverkar nästan enbart med Comptonspridning och parbildning, och oskadliggöres alltså inte helt i blyet. En naturlig tanke är att pröva en kollimator av ett annat material, då ${}^4\text{He}^{2+}$ används som projektil, särskilt de av Giles nämnda ämnena Co och Ni.

En systematisk studie av de gamma-spektra som upptogs parallellt med röntgenspektrumet kan ge fler ledtrådar till utformningen av en bättre kammare. Detta examensarbete hade dock inte till uppgift att närmare analysera dessa spektra och deras kvantitativa inverkan på röntgenspektrats bakgrund.

DETEKTIONSGRÄNSER FÖR 2.13 MeV PROTONER

MDL angivna i (ng per 0.206 cm² provarea / 2.5 · 10¹⁴ protoner)

Element	KIMFOL	NUCLEPORE	TEFLON
Cl	-	61.4	619
K	1.13	2.41	8.45
Ca	0.473	1.01	2.98
Ti	0.150	0.305	1.03
V	0.0950	0.198	0.790
Cr	0.0613	0.129	0.646
Mn	0.0492	0.0977	0.627
Fe	0.0412	0.0786	0.609
Co	0.0352	0.0718	0.666
Ni	0.0296	0.0605	0.700
Cu	0.0301	0.0594	0.859
Zn	0.0340	0.0567	1.02
Ga	0.0421	0.0582	1.27
Ge	0.0537	0.0555	1.63
As	0.0674	0.0678	2.00
Se	0.0904	0.0904	2.74
Br	0.114	0.114	3.36
Rb	0.186	0.186	5.52
Sr	0.233	0.233	6.96
Zr	0.384	0.384	11.5
Mo	0.629	0.629	18.8
Cd	2.77	2.77	83.1
Sn	4.66	4.66	140

Se diagram 6, 7 och 8.

DETEKTIONSGRÄNSER FÖR 2.55 MeV PROTONERMDL angivna i (ng per 0.306 cm² provarea / 2.5·10¹⁴ protoner)

Element	KIMFOL	NUCLEPORE	TEFLON
Cl	33.2	-	-
K	1.31	2.94	8.33
Ca	0.609	1.30	3.12
Ti	0.223	0.468	1.12
V	0.145	0.314	0.816
Cr	0.0917	0.202	0.623
Mn	0.0655	0.139	0.568
Fe	0.0475	0.0952	0.530
Co	0.0411	0.0758	0.568
Ni	0.0326	0.0664	0.587
Cu	0.0276	0.0706	0.702
Zn	0.0259	0.0671	0.824
Ga	0.0302	0.0579	1.03
Ge	0.0364	0.0545	1.26
As	0.0454	0.0536	1.57
Se	0.0603	0.0668	2.07
Br	0.0752	0.0757	2.56
Rb	0.121	0.121	4.16
Sr	0.151	0.151	5.23
Zr	0.245	0.245	8.42
Mo	0.395	0.395	13.4
Cd	1.65	1.65	57.1
Sn	2.73	2.73	95.8

Se diagram 6, 7 och 8.

DETEKTIONSGRÄNSER FÖR 6.07 MeV $^4\text{He}^{2+}$

MDL angivna i (ng per 0.306 cm² provarea / $2.5 \cdot 10^{14}$ $^4\text{He}^{2+}$)

Element	TOM RAM	KIMFOL	NUCLEPORE	TEFLON
Cl	9.29	22.1	30.7	309
K	0.123	0.587	0.880	4.53
Ca	0.0381	0.234	0.329	1.58
Ti	0.0167	0.0682	0.118	0.575
V	0.0140	0.0511	0.0821	0.442
Cr	0.01175	0.0408	0.0673	0.392
Mn	0.0136	0.0323	0.0541	0.408
Fe	0.0158	0.0268	0.0454	0.444
Co	0.0162	0.0265	0.0442	0.486
Ni	0.0197	0.0315	0.0436	0.519
Cu	0.0225	0.0400	0.0513	0.696
Zn	0.0281	0.0356	0.0598	0.888
Ga	0.0359	0.0461	0.0635	1.03
Ge	0.0445	0.0605	0.0787	1.25
As	0.0541	0.0772	0.102	1.63
Se	0.0746	0.0895	0.134	2.22
Br	0.0938	0.122	0.156	2.82
Rb	0.174	0.186	0.256	4.72
Sr	0.160	0.263	0.284	6.12
Zr	0.352	0.358	0.539	10.2
Mo	0.584	0.760	0.908	16.9
Cd	2.98	2.90	3.33	81.0
Sn	4.65	4.37	6.59	148

Ett \sim anger ett troligtvis alltför lågt värde.

Se diagram 2, 6, 7 och 8.

DETEKTIONSGRÄNSER FÖR 7.00 MeV $^4\text{He}^{2+}$

MDL angivna i (ng per 0.306 cm² provarea / $2.5 \cdot 10^{14}$ $^4\text{He}^{2+}$)

Element	TOM RAM	NUCLEOPRE	TEFLON
Cl	9.44	35.2	310
K	0.0991	1.19	4.96
Ca	0.0396	0.427	1.73
Ti	0.0137	0.133	0.550
V	0.0112	0.0937	0.465
Cr	0.00876	0.0786	0.358
Mn	0.0103	0.0612	0.401
Fe	0.0106	0.0533	0.420
Co	0.0111	0.0410	0.455
Ni	0.0134	0.0394	0.470 [^]
Cu	0.0169	0.0421	0.705*
Zn	0.0224	0.0512	0.779
Ga	0.0310	0.0520	0.921
Ge	0.0316	0.0654	1.20
As	0.0406	0.0980	1.52
Se	0.0581	0.0919 [^]	1.86
Br	0.0615	0.137	2.37
Rb	0.101	0.186	3.96
Sr	0.132	0.267	5.03
Zr	0.254	0.421	8.72
Mo	0.396	0.641	13.3
Cd	1.60	3.06	66.4
Sn	3.25	5.16	106.7

Ett [^] anger ett troligtvis för lågt värde.

Ett * anger ett troligtvis för högt värde.

Se diagram 3, 7 och 8.

DETEKTIONSGRÄNSER FÖR 8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$

MDL angivna i (ng per 0.396 cm² provarea / $2.5 \cdot 10^{14}$ ${}^4\text{He}^{2+}$)

Element	TOM RAM	KIMFOL	NUCLEPORE	TEFLON
Cl	13.0	30.2	43.5	210
K	0.156	1.01	1.34	3.05
Ca	0.0468	0.455	0.577	1.19
Ti	0.0155	0.124	0.177	0.388
V	0.0126	0.0817	0.115	0.299
Cr	0.0118	0.0584	0.882	0.259
Mn	0.0116	0.0495	0.0733	0.230
Fe	0.0133	0.0418	0.0638	0.220
Co	0.0148	0.0377	0.0573	0.252
Ni	0.01549	0.0358	0.0515	0.262
Cu	0.0188	0.0383	0.0578	0.322
Zn	0.0229	0.0493	0.0603	0.387
Ga	0.0311	0.0616	0.0652	0.470
Ge	0.0398	0.0555 [*]	0.0838	0.577
As	0.0422	0.0756	0.100	0.723
Se	0.0573	0.0974	0.134	0.967
Br	0.0770	0.135	0.179	1.18
Rb	0.107	0.142 [*]	0.307	1.93
Sr	0.125	0.237	0.343	2.48
Zr	0.203	0.373	0.564	3.93
Mo	0.410	0.542	0.837	6.29
Cd	1.70	2.60	3.47	27.6
Sn	2.81	4.62	6.33	45.5

* anger ett troligtvis alltför lågt värde.

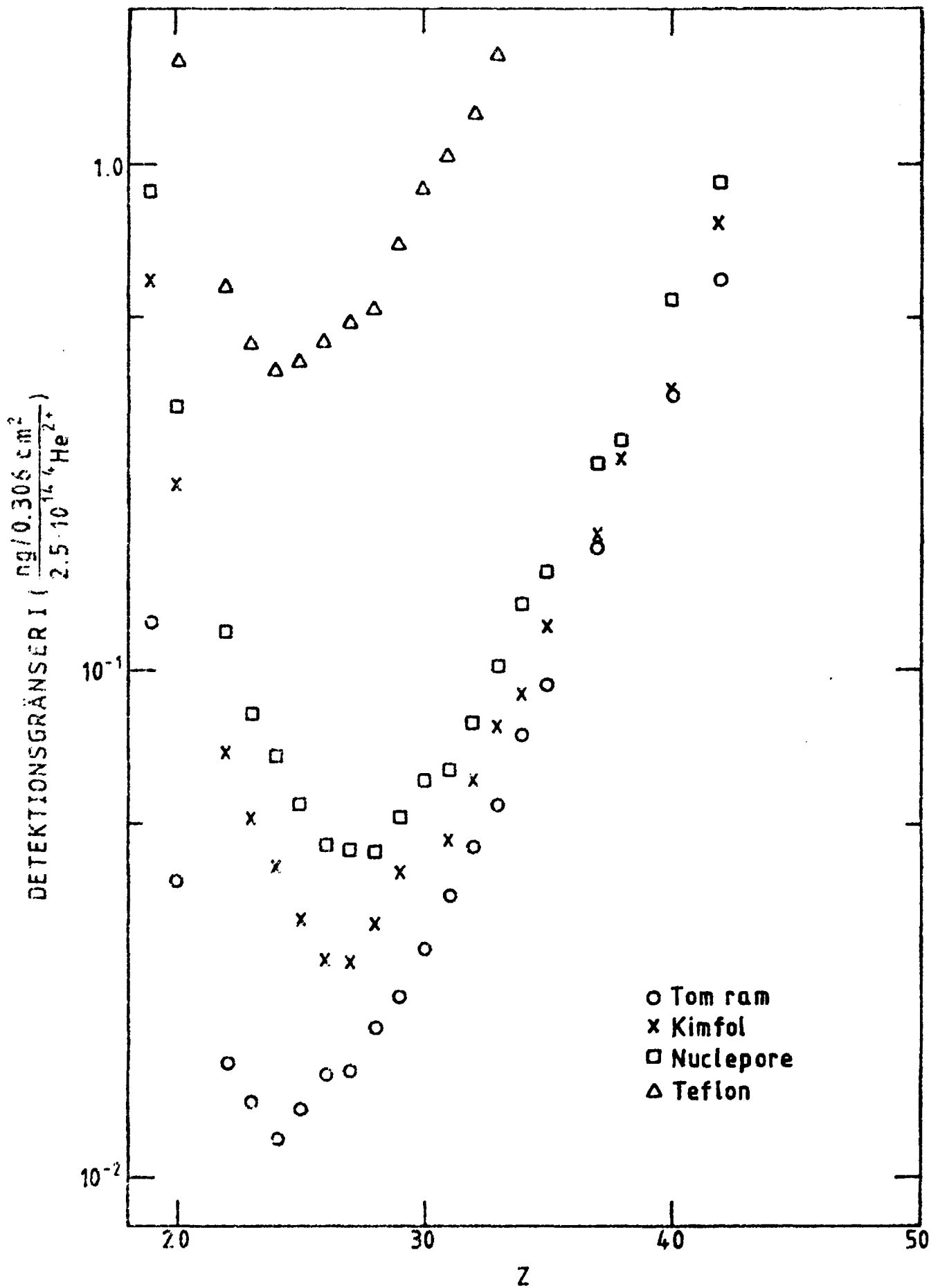
Se diagram 4, 6, 7 och 8.

DETEKTIONSGRÄNSER FÖR 9.12 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ MDL angivna i (ng per 0.306 cm^2 provarea / $2.5 \cdot 10^{14}$ ${}^4\text{He}^{2+}$)

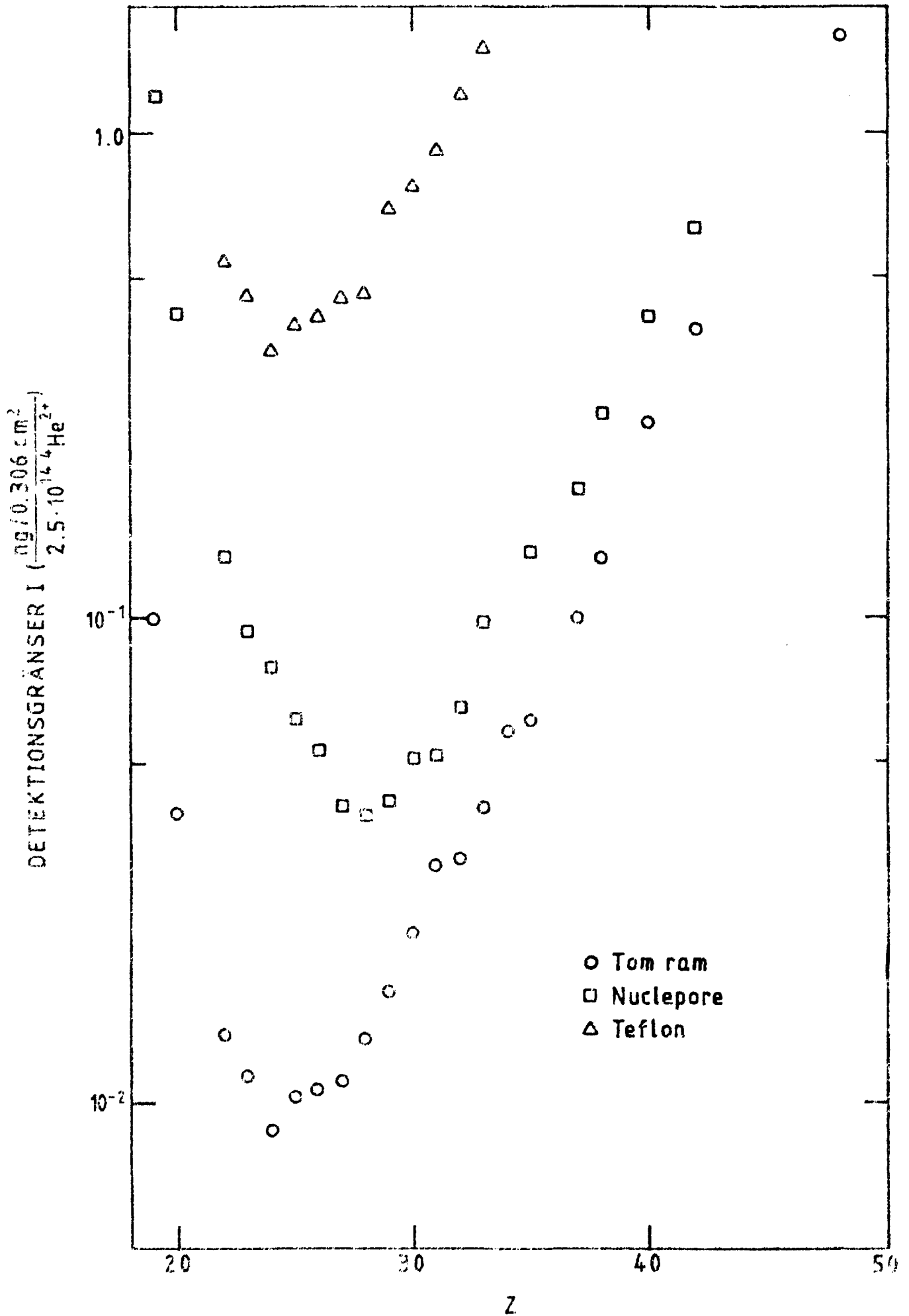
Element	NUCLEPORE
Cl	60.9
K	1.44
Ca	0.606
Ti	0.196
V	0.127
Cr	0.0920
Mn	0.0795
Fe	0.0656
Co	0.0636
Ni	0.0623
Cu	0.0727
Zn	0.0771
Ga	0.0850
Ge	0.110
As	0.147
Se	0.196
Br	0.244
Rb	0.416
Sr	0.425
Zr	0.739
Mo	1.17
Cd	5.31
Sn	8.00

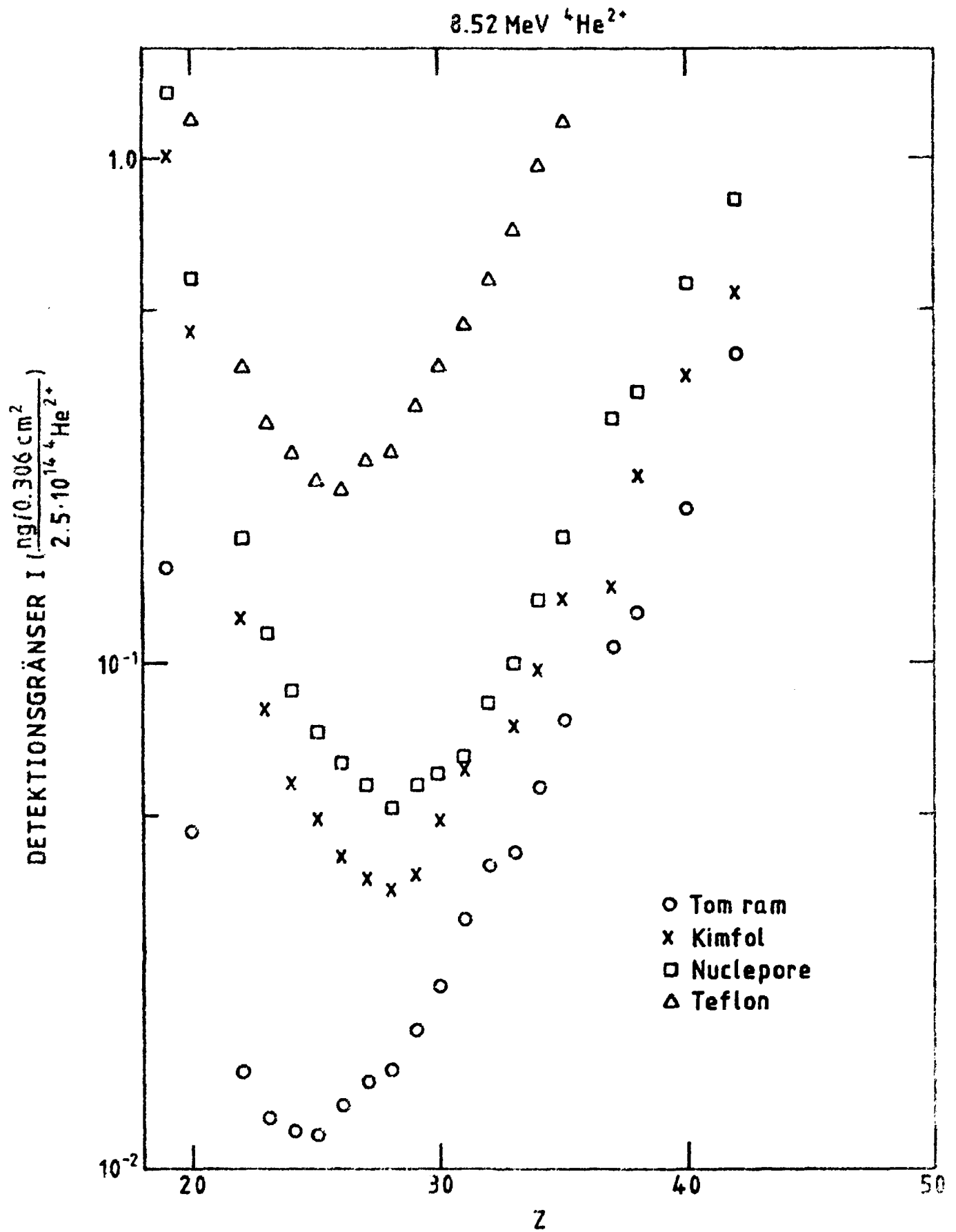
Se diagram 5 och 7.

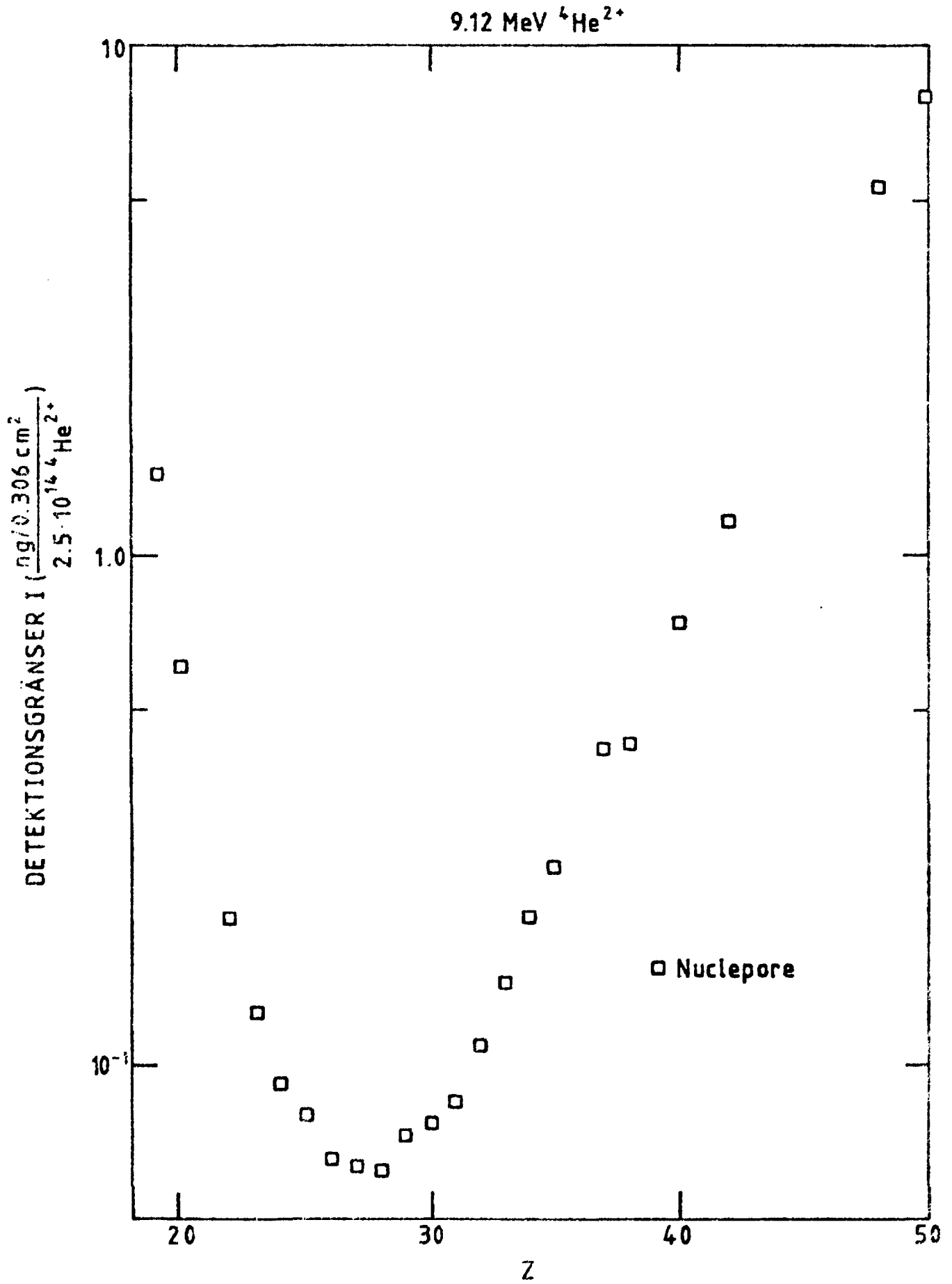
6.07 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$



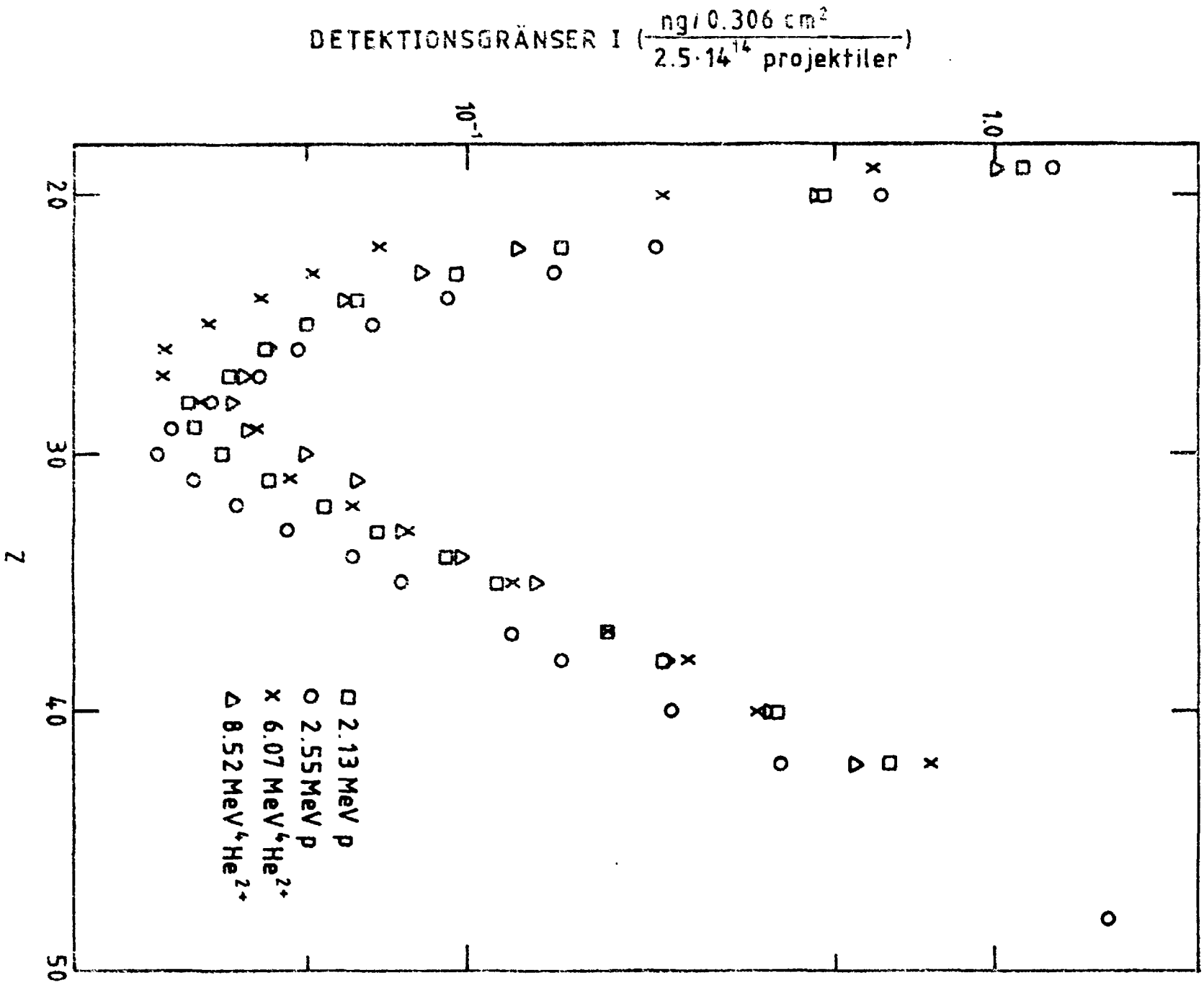
7.00 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$







KIMFOL



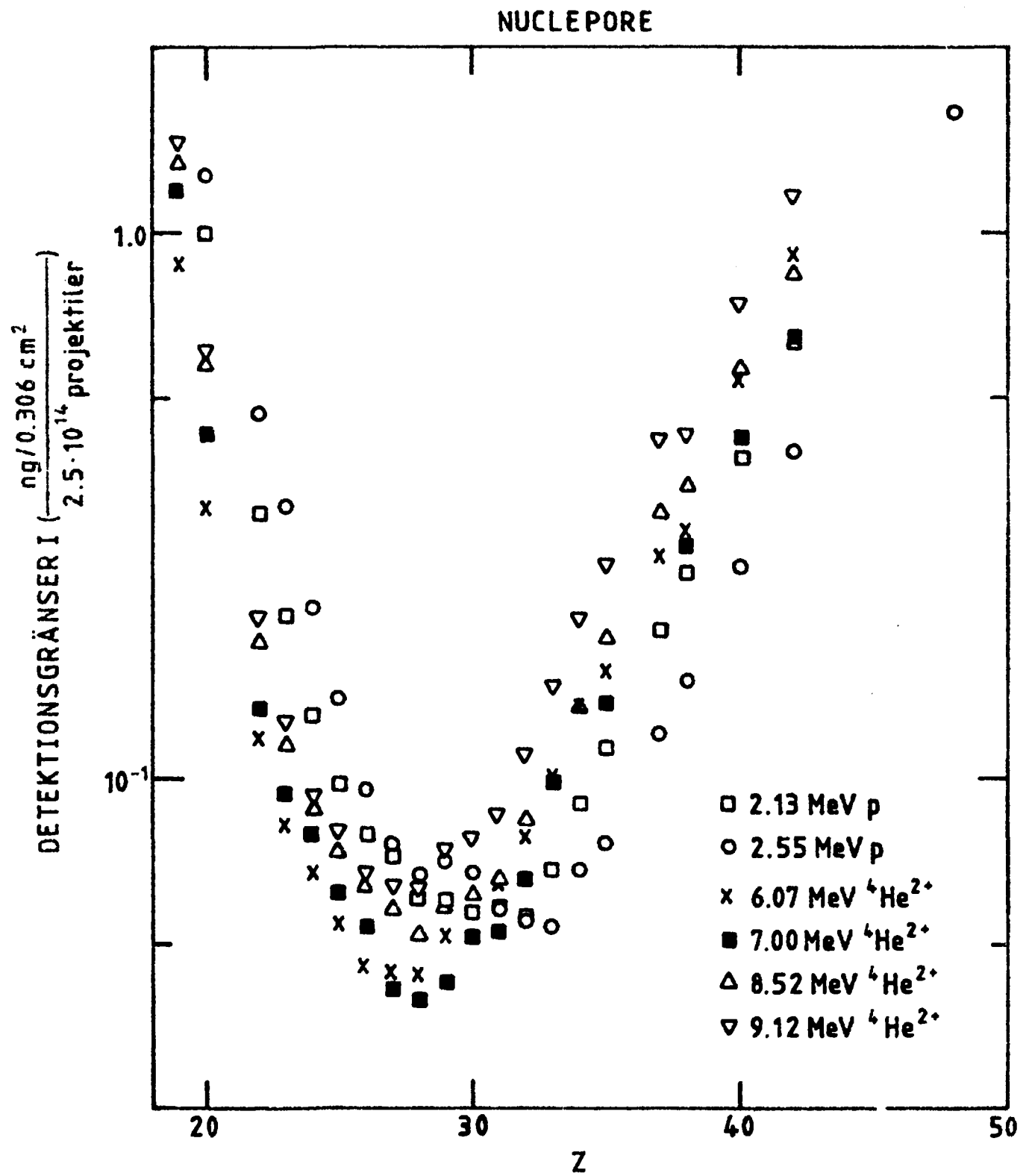
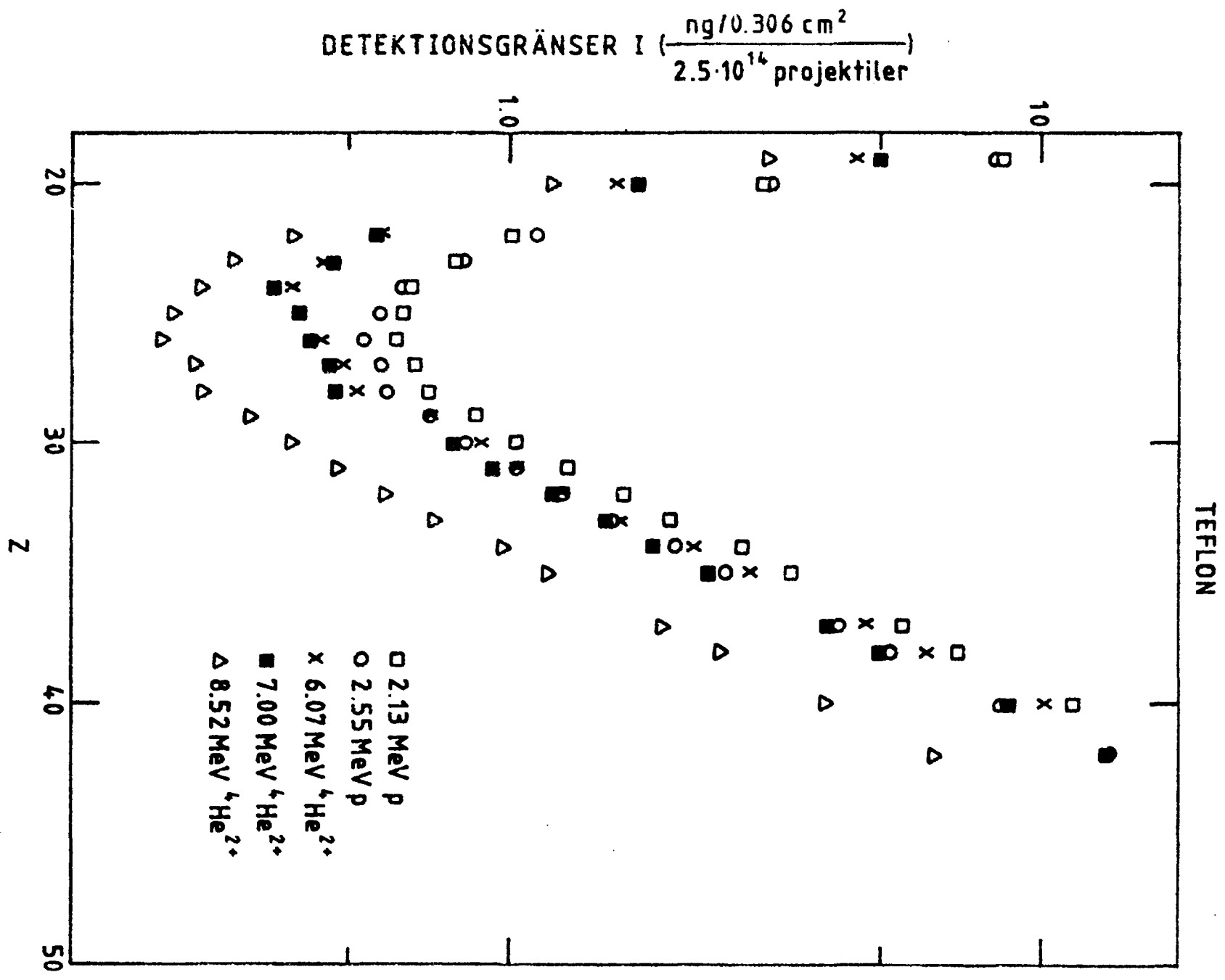
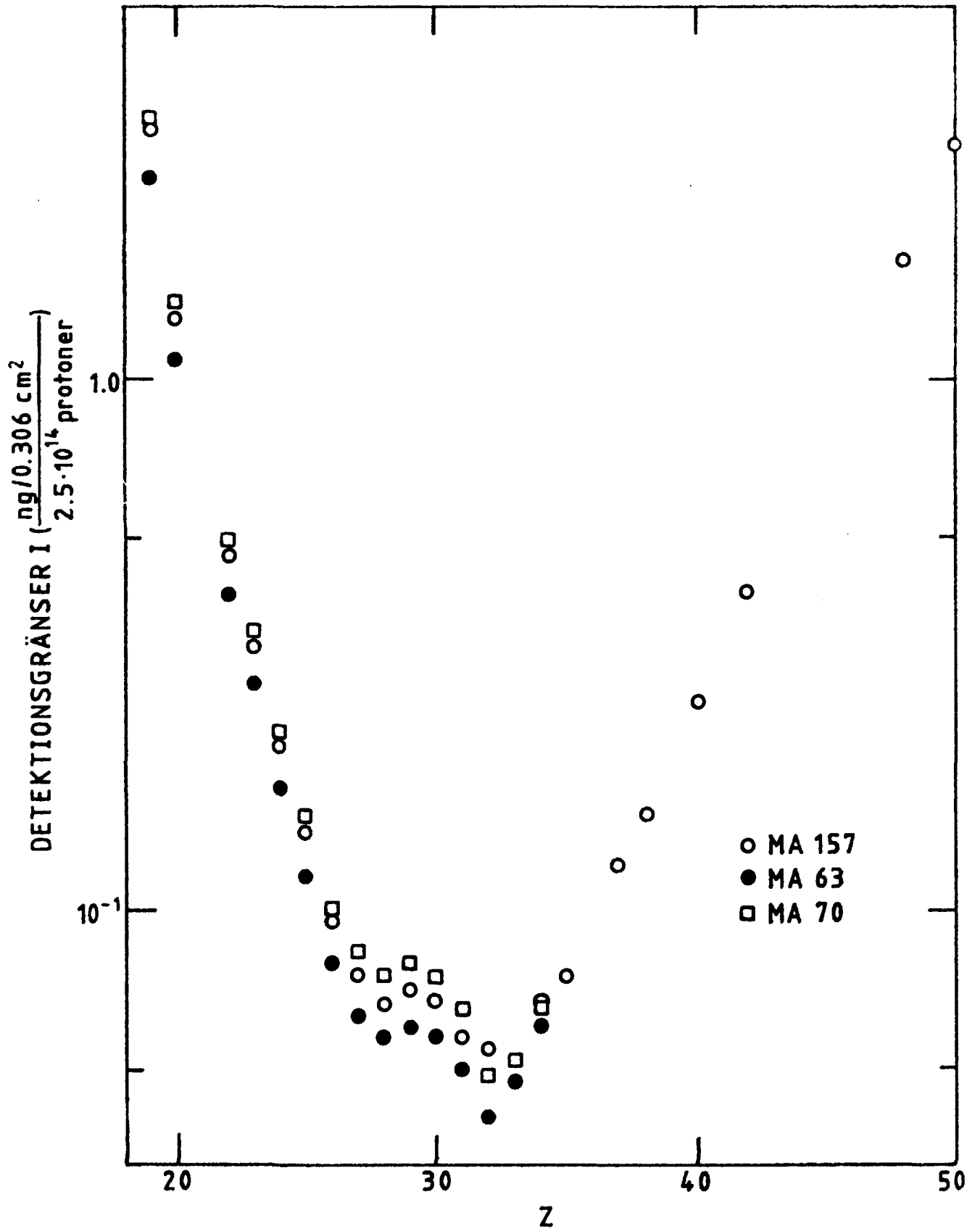


Diagram 8



TRE OLIKA NUCLEPORE SUBSTRAT



FÖRHÅLLANDET MELLAN DETEKTIONSGRÄNSERNA FÖR

2.13 MeV PROTONER OCH 8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$

dvs

MDL(2.13 MeV protoner)

MDL(8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$)

Element	KIMFOL	NUCLEPORE	TEFLON
Cl	-	1.41	2.96
K	1.12	1.80	2.77
Ca	1.04	1.75	2.51
Ti	1.21	1.72	2.66
V	1.16	1.73	2.64
Cr	1.05	1.45	2.49
Mn	1.00	1.33	2.72
Fe	0.985	1.23	2.77
Co	0.934	1.25	2.64
Ni	0.826	1.17	2.68
Cu	0.787	1.03	2.66
Zn	0.691	0.940	2.64
Ga	0.682	0.892	2.71
Ge	0.967 *	0.663	2.83
As	0.892	0.676	2.77
Se	0.928	0.677	2.83
Br	0.839	0.634	2.84
Rb	1.31 *	0.607	2.85
Sr	0.984	0.680	2.81
Zr	1.03	0.682	2.93
Mo	1.16	0.752	3.00
Cd	1.06	0.798	3.01
Sn	1.01	0.736	3.08

Ett * anger ett troligtvis för högt värde.

Se diagram 10.

FÖRHÅLLANDET MELLAN DETEKTIONSGRÄNSERNA FÖR

46

2.55 MeV PROTONER CCH 8.52 MeV $^4\text{He}^{2+}$

dvs

MDL(2.55 MeV protoner)

MDL(8.52 MeV $^4\text{He}^{2+}$)

Element	KIMFOL	NUCLEPORE	TEFLON
Cl	1.10	-	-
K	1.30	2.19	2.73
Ca	1.34	2.25	2.62
Ti	1.80	2.64	2.88
V	1.78	2.74	2.73
Cr	1.57	2.30	2.41
Mn	1.32	1.89	2.47
Fe	1.14	1.49	2.41
Co	1.09	1.32	2.26
Ni	0.910	1.29	2.24
Cu	0.722	1.22	2.18
Zn	0.526	1.11	2.13
Ga	0.491	0.888	2.18
Ge	0.656 *	0.650	2.19
As	0.601	0.534	2.17
Se	0.619	0.500	2.14
Br	0.556	0.423	2.16
Rb	0.857 *	0.395	2.15
Sr	0.637	0.440	2.11
Zr	0.658	0.435	2.14
Mo	0.729	0.472	2.13
Cd	0.636	0.476	2.07
Sn	0.591	0.431	2.10

Ett * anger ett troligtvis för högt värde.

Se diagram 11.

FÖRHÅLLANDET MELLAN DETEKTIONSGRÄNSERNA FÖR
2.55 MeV PROTONER OCH BÄSTA ${}^4\text{He}^{2+}$ -ENERGI

47

dvs

MDL(2.55 MeV protoner)

MDL(bästa ${}^4\text{He}^{2+}$ -energi)

Element	KIMFOL	NUCLEPORE	TEFLON
Cl	1.50 *	-	-
K	2.23 *	3.34 *	2.73 x
Ca	2.61 *	3.94 *	2.62 x
Ti	3.26 *	3.96 *	2.88 x
V	2.84 *	3.82 *	2.73 x
Cr	2.25 *	3.01 *	2.41 x
Mn	2.03 *	2.57 *	2.47 x
Fe	1.77 *	2.10 *	2.41 x
Co	1.55 *	1.85 o	2.26 x
Ni	1.03 *	1.69 o	2.24 x
Cu	0.722 x	1.68 o	2.18 x
Zn	0.526 x	1.31 o	2.13 x
Ga	0.656 *	1.11 o	2.18 x
Ge	0.602 *	0.833 o	2.19 x
As	0.601 x	0.547 o	2.17 x
Se	0.674 *	(0.726 o)	2.14 x
Br	0.617 *	0.552 o	2.16 x
Rb	0.651 *	0.653 o	2.15 x
Sr	0.637 x	0.565 o	2.11 x
Zr	0.685 *	0.583 o	2.14 x
Mo	0.729 x	0.616 o	2.13 x
Cd	0.636 x	0.541 o	2.07 x
Sn	0.625 *	0.529 o	2.10 x

Ett * betyder att 6.07 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ gav lägsta MDL.

Ett o betyder att 7.00 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ gav lägsta MDL.

Ett x betyder att 8.52 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ gav lägsta MDL.

Se diagram 12.

7.00 MeV ${}^4\text{He}^{2+}$ på Kimfol saknas.

Diagram 10

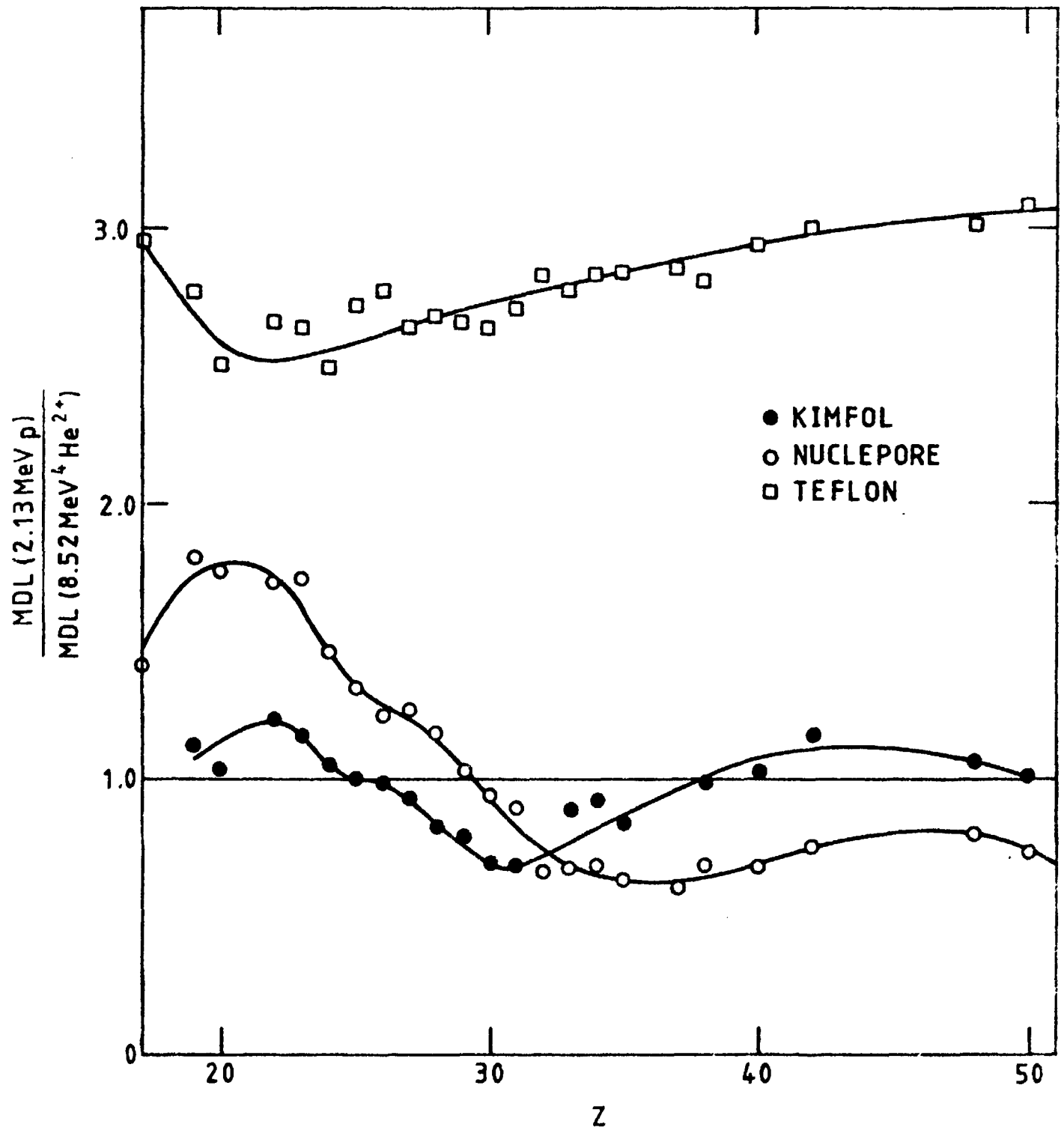


Diagram 11

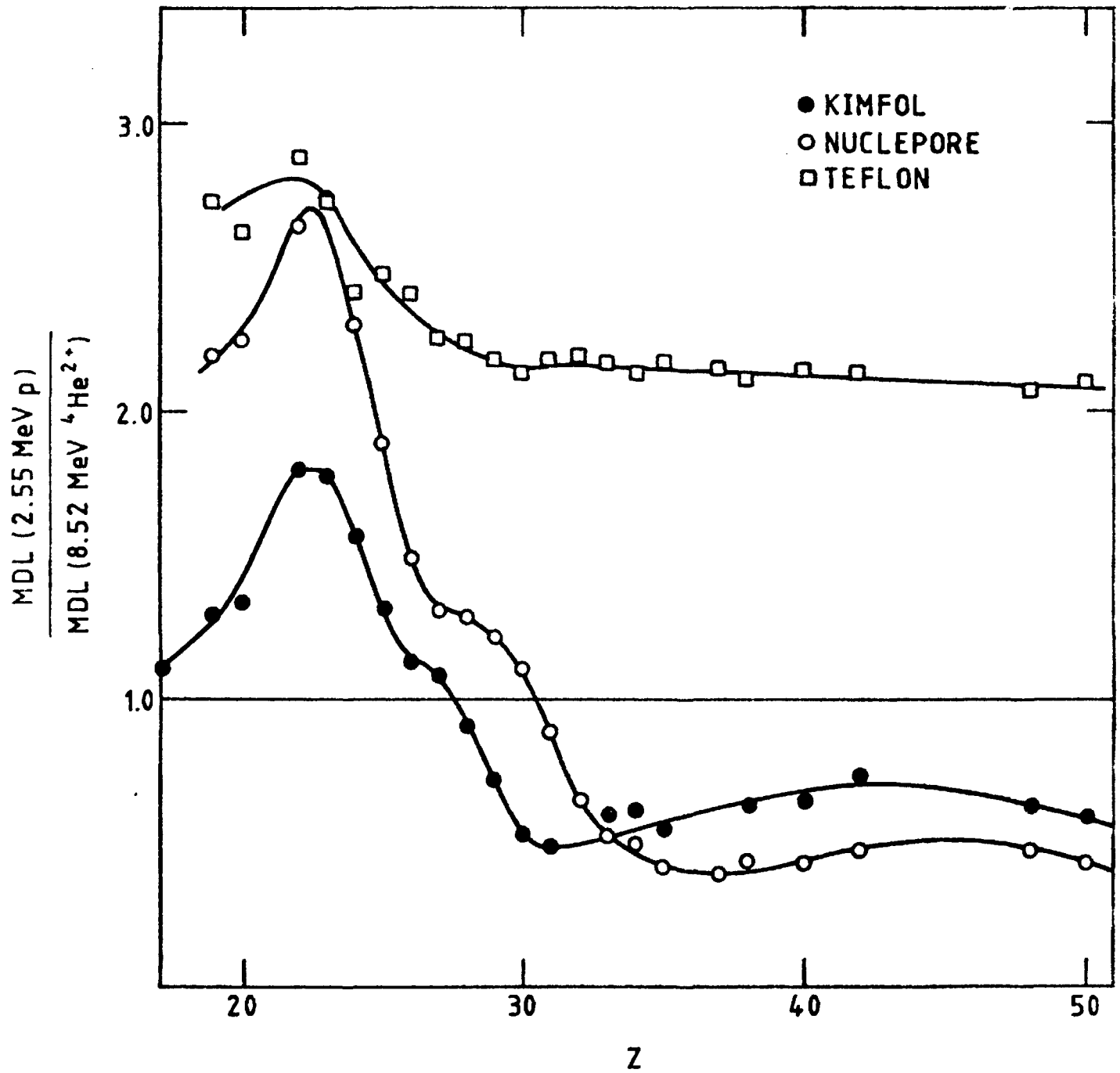
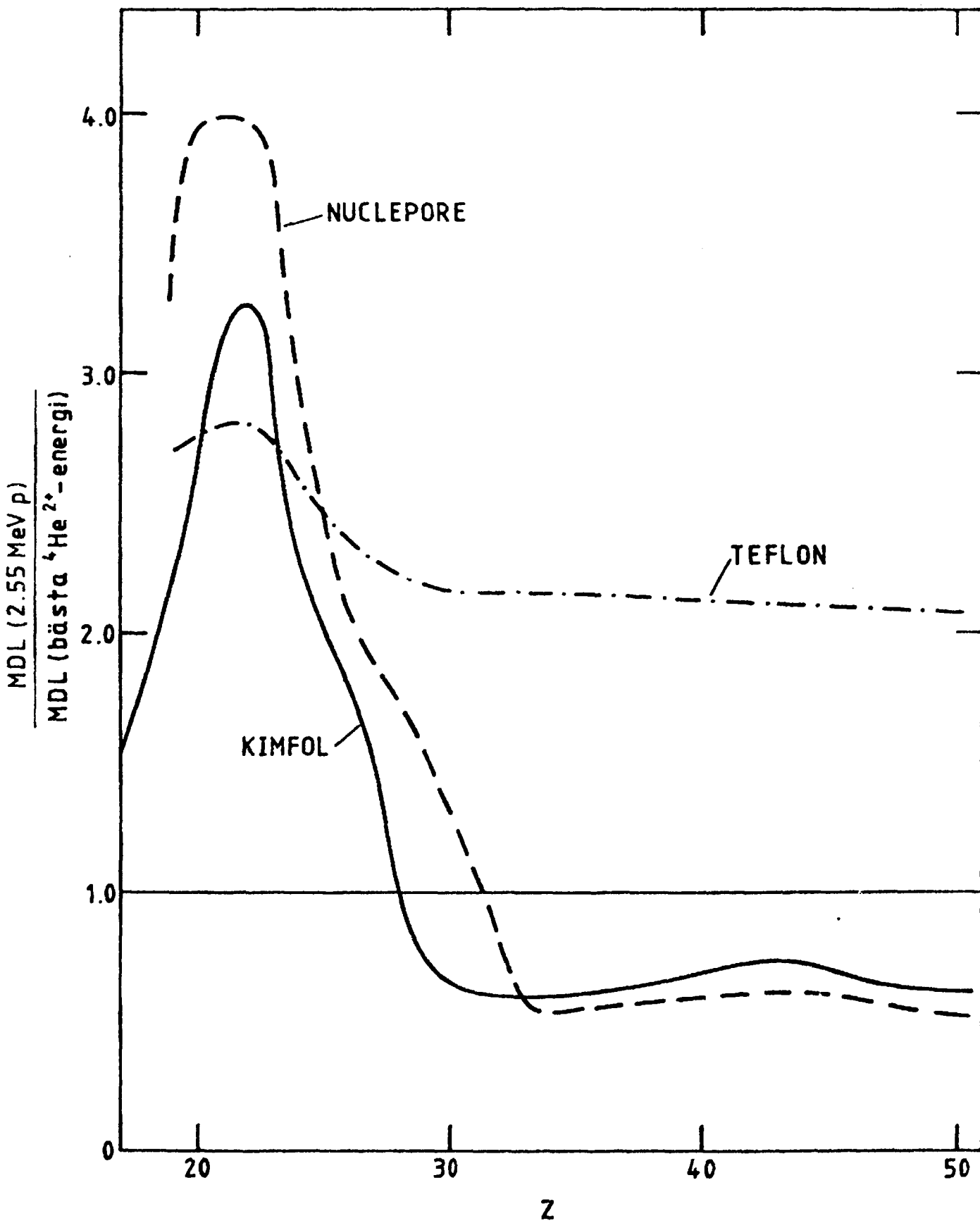


Diagram 12



REFERENSLISTA

1. A.W. HERMAN, L.A. McNELLES, J.L. CAMPBELL, *Int. J. Appl. Radiat. Isotop.* 24(1973)677.
2. T.A. CAHILL, R.G. FLOCCHINI, P.J. FEENEY, D.J. SHADOAN, *Nucl. Instr. and Meth.* 120(1974)193.
3. R.L. WATSON, C.J. McNEAL, F.E. JENSON, *Adv. X-ray Anal.* 18(1975)288.
4. T.B. JOHANSSON, R. AKSELSSON, S.A.E JOHANSSON, *Nucl. Instr. and Meth.* 84(1970)141.
5. K.G. MALMQVIST, G.I. JOHANSSON, K.R. AKSELSSON, *J. Radioanal. Chem.* 74(1982)125.
6. R. HELLBORG, K. HÅKANSSON, *Pelletron-acceleratorn i Lund, 1978, Dep. of Phys., Univ. of Lund, Sweden.*
7. J.D. GARCIA, R.J. FORTNER, T.M. KAVANAGH, *Rev. Mod. Phys.* 45(1973)111.
8. G. BASBAS, W. BRANDT, R. LAUBERT, *Phys. Rev.* A7(1973)983.
9. J.M. HANSTEEN, O.M. JOHNSEN, L. KOCBACH, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 15(1975)305.
10. H. PAUL, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 24(1979)243.
11. S.A.E. JOHANSSON, T.B. JOHANSSON, *Nucl. Instr. and Meth.* 137(1976)473.
12. R. AKSELSSON, T.B. JOHANSSON, *Z. Physik* 266(1974)245.
13. C.V. LEWIS, J.B. NATOWITZ, R.L. WATSON, *Phys. Rev. Letters* 26(1971)481.
14. A. ANTTILA, R. HÄNNINEN, J. RÄISÄNEN, *J. Radioanal. Chem.* 62(1981)293.
15. J. RÄISÄNEN, R. HÄNNINEN, *Nucl. Instr. and Meth.* 205(1983)259.
16. G. DEMORTIER, *J. Radioanal. Chem.* 45(1978)459.
17. I.S. GILES, M. PEISACH, *J. Radioanal. Chem.* 50(1979)307.
18. J.H. SCOFIELD, *Phys. Rev.* A9(1974)1041.
19. A. LANGENBERG, J. van ECK, *J. Phys.* B12(1979)1331.
20. W. BAMBYNEK, B. CRASEMAN, R.W. FINK, H. U. FREUND, H. MARK, C.D. SWIFT, R.E. PRICE, P.V. RAO, *Rev. Mod. Phys.* 44(1972)716.
21. J.L. CAMPBELL, J.A. COOKSON, H. PAUL, *Nucl. Instr. and Meth.* 212(1983)427.
22. R. WOLDSETH, *All you ever wanted to know about X-ray Energy Spectroscopy, 1973, Kevex Comp.*
23. H.H. ANDERSEN, J.F. ZIEGLER, *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements, 1977, Pergamon Press.*
24. J.F. Ziegler, *Helium Stopping Powers and Ranges in All Elemental Matter, 1977, Pergamon Press.*
25. I.V. MITCHELL, T.R. OPHEL, *Nucl. Phys.* 58(1964)529.
26. W. BRANDT, LAPICKI, *Phys. Rev* A23(1981)1717.
27. G.F. KNOLL, *Radiation Detection and Measurement, 1979 Wiley & Sons.*