

# NEUTRONTVÄRSNITT

Omarbetad 2003/2004/2005/2008/2009 DL, PET, JK

## 1. Inledning

Den första experimentella observationen av neutronen gjordes 1930 av Bothe och Becker då de bombarderade beryllium med alfapartiklar från ett radioaktivt sönderfall (detta är precis det sätt som vi erhåller de neutroner som används i denna laboration). De konstaterade att de erhöll en strålning som var starkt penetrerande och icke-joniserande och drog (felaktigt) slutsatsen att det rörde sig om högenergetisk gammastrålning. Snart observerade Joliot och Curie att om den nyupptäckta strålningen träffade paraffin så emitterades protoner med energin 5,3 MeV. Om strålningen tolkas som gammastrålning måste fotonerna ha en (osannolik) energi på minst 52 MeV för att förklara den energi som protonerna erhöll. James Chadwick framlade 1932 förklaringen att strålningen utgörs av neutrala partiklar, neutroner, med en massa ungefär lika stor som protonens. Chadwick fick 1935 års nobelpris i fysik för denna upptäckt.

Neutronbestrålning används numera inom flera områden, både inom grundforskning och inom tekniska tillämpningar. Så t.ex. används neutronspridning (neutrondiffraktion) inom materialvetenskap för analys av kristallstrukturer. Neutroninfångning (absorption) är grunden för neutronaktiveringsanalys, som är en mycket känslig metod för analysera isotopsammansättningar. I denna laboration ska du just bestämma tvärsnittet för neutroninfångning.

Du kommer att använda dig av ett Geiger-Müller-rör för detektion av den strålning som de aktiverade ämnena utsänder. Det gasfyllda urladdningsröret är en av de enklaste detektorerna för joniserande strålning. I detta försök studeras och bestäms urladdningsrörets arbetsområde, karaktäristika och arbetspunkt. Du kommer utnyttja neutronaktivering av silver för att verifiera att apparaturen fungerar.

## 2. Uppgift

I denna laboration ska du bestämma tvärsnittet för neutroninfångning hos naturligt bor (som består enbart av isotopen  $^{10}\text{B}$ ) vid en speciellt utvald neutronenergi  $E_R$ , nämligen den som svarar mot resonansinfångning av neutroner i  $^{115}\text{In}$ . (Vi utnyttjar den ena reaktionen för att studera den andra.).

## 3. Absorptionstvärsnitt för neutroner i $^{10}\text{B}$ .

### 3.1 Teori

#### 3.1.1 Litteratur

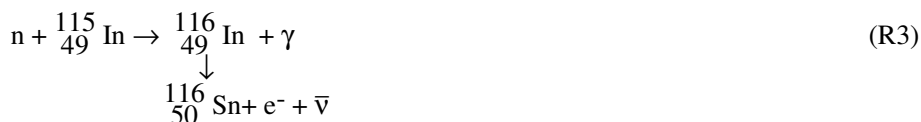
Williams: Nuclear and Particle Physics, kapitel 2.10

A. Beiser: Concepts of Modern Physics, 12.1-2, 12.7-8

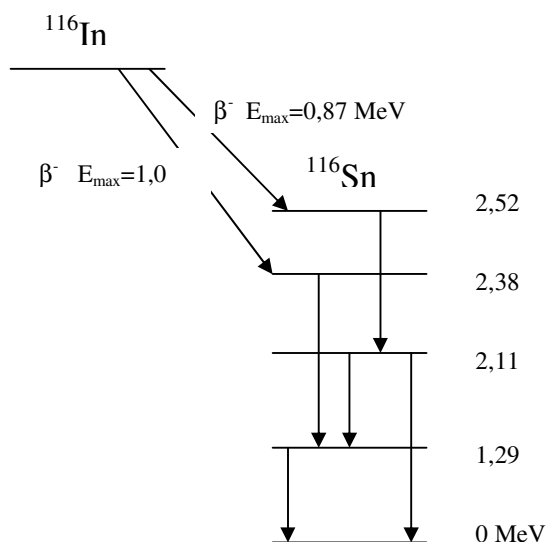
{Kursivt K. Krane: Introductory Nuclear Physics, 4.2 sid 92 ff (reaktionstvårsnitt), 6.1, 6.3, 12.1-2, 12.4-5 (neutronfysik), 20.1 (neutronaktiveringsanalys)}  
 Bifogade kopior ur Hughes och Harvey: Neutron Cross Sections (appendix D).

### 3.1.2 Aktuella kärnreaktioner

I försöket induceras huvudsakligen följande reaktioner:



Det sökta tvårsnittet gäller reaktion (R1), men själva mätningen sker på  ${}^{116}\text{In}$ -sönderfallet i (R3). Detta sönderfall sker enligt fig. 1.



Figur 1

Figuren är förenklad, men det framgår att det efter  $\beta$ -sönderfallet följande  $\gamma$ -sönderfallet är mycket sammansatt. Mätningen sker med GM-rör med dess höga effektivitet för  $\beta$ -partiklar.

### 3.1.3 Det radioaktiva sönderfallet och aktivering

Strålningen från en stor mängd kärnor av en och samma radioaktiva nuklid (t.ex.  ${}^{116}\text{In}$ ) följer sönderfallslagen  $N(t) = N(0)\exp(-\lambda t)$ . Här är  $N(t)$  medeltalet återstående kärnor vid tiden  $t$ ,  $\lambda$  är nuklidens sönderfallskonstant, och  $\lambda \cdot dt$  är sannolikheten för att en kärna skall sönderfalla under tidsintervallet  $dt$ . För aktiviteten  $n(t)$ , dvs antalet sönderfall per tidsenhet fås:

$$n(t) = -dN/dt = \lambda N(t) = n(0)e^{-\lambda t} \quad (3.1)$$

Aktiviteten vid en viss tidpunkt är alltså proportionell mot antalet instabila kärnor vid denna tid och avklingar exponentiellt. Halveringstiden, med beteckningen  $t_{1/2}$ , är den tid det tar för aktiviteten att minska till hälften. Relationen mellan denna och sönderfallskonstanten är  $t_{1/2} = \ln 2/\lambda$ .

Antag att  $U$  kärnor av den radioaktiva nukliden bildas per sekund t.ex. genom neutronbestrålning ("neutronaktivering"), och att deras sönderfallskonstant är  $\lambda$ . Låt antalet sådana kärnor vid tidpunkten  $t$  vara  $N(t)$ . Man får följande differentialekvation:

$$dN/dt = U - \lambda N(t) \quad (3.2)$$

Den första termen i höger led är den takt i vilken nya kärnor bildas, och den andra är den takt i vilken de sönderfaller. Med begynnelsevillkoret  $N(0) = 0$  fås lösningen

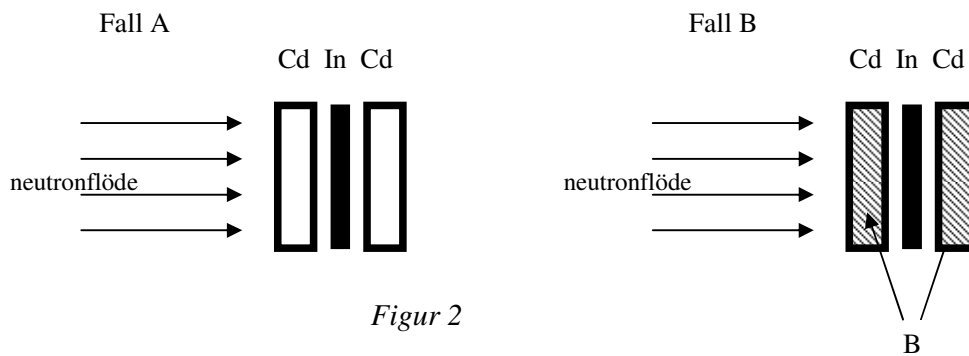
$$N(t) = \frac{U}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (3.3)$$

Antalet aktiverade kärnor efter tiden  $t$  närmar sig alltså asymptotiskt värdet  $U/\lambda$  då  $t$  går mot oändligheten. Indiumisotopens halveringstid är av storleksordningen en timme.

*Fråga 1: Med ledning av ekv.(3.3), vad är en lämplig aktiveringstid (bestrålningstid)?*

### 3.1.4 Försökets princip

Se fig.2. Två likadana In-bleck aktiveras genom neutronbestrålning under exakt likadana betingelser, fränsett det att det ena blecket (i fall B) omges med ett skikt av bor med känd tjocklek. Borskiktet är inneslutet i behållare av kadmium (Cd), vilka omger In-blecken på båda sidor. I fall A är Cd-behållarna tomma. Efter bestrålningen är aktiviteten hos de två In-blecken olika, eftersom borskiktet absorberat en del av neutronerna och sålunda reducerat det aktiverande neutronflödet genom blecket i fall B. Genom att jämföra In-bleckens aktiviteter kan man alltså bestämma tvärsnittet för neutronabsorbition i bor.



Figur 2

Det neutronflöde för vilket absorptionstvärsnittet hos  $^{10}\text{B}$  mäts kan betraktas som monoenergetiskt med en viss kinetisk energi  $E_R$ . Skälet är följande. På grund av att neutronerna färdats genom moderatorm (plast, i detta fall), utgörs bestrålningen av ett spektrum av neutroner med alla energier mellan den termiska (0,025 eV) och den maximala (ca 10 MeV). Emellertid är indiums infångningstvärsnitt för neutroner med energin  $E_R \approx 1.44$  eV mycket stort jämfört med tvärsnittet vid andra neutronenergier; man har en s.k.

resonansinfångning, vilket ger ett skarpt maximum vid denna energi – studera bifogade tvärsnittskurvor i appendix D. Dessutom har infångnings-tvärsnittet för neutroner i Cd (reaktion R2) ett maximum för neutronenergies strax under  $E_R$  (se tvärsnittskurvorna). Neutroner i detta energiintervall absorberas med stor sannolikhet i Cd-metallen och når aldrig In-blecken. Vidare avtar tvärsnittet vid höga neutron-energies snabbt; i detta område är tvärsnittet omvänt proportionellt mot neutronernas hastighet. Resultatet blir att In-blecken bara "ser" neutroner med energin  $E_R$  och det är alltså endast för neutroner med denna energi som absorptionen i bor kan ge mätbar minskning av In-bleckens aktivitet. Alltså är det väsentligen för neutroner med energin  $E_R$  som absorbtionstvärsnittet hos  $^{10}\text{B}$  bestäms.

### 3.1.5. Beräkning av absorbtionstvärsnittet från de uppmätta aktiviteterna.

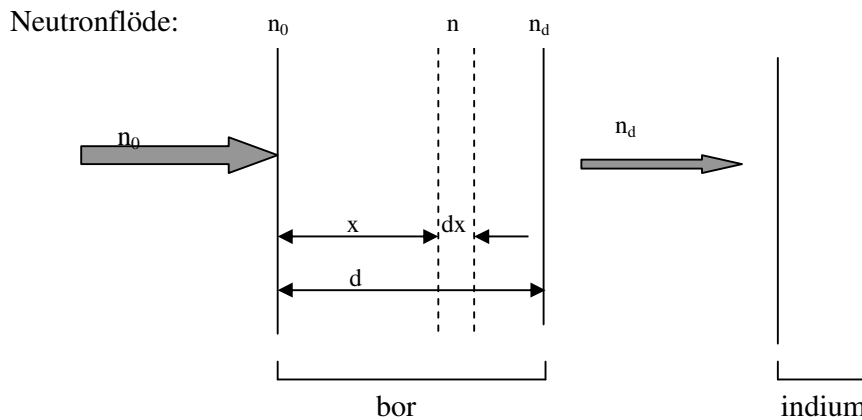
Se Fig.3. Anta att borskiktet ( $^{10}\text{B}$ ) har tjockleken  $d$  och innehåller  $N$  atomer per volymsenhet. Mot skiktet infaller ett flöde på  $n_0$  neutroner per sekund och  $\text{m}^2$ . Det infallande flödet på djupet  $x$  är  $n$  neutroner per sekund och  $\text{m}^2$ . Låt  $dx$  vara tjockleken hos en tunn skiva på djupet  $x$  i borskiktet. På grund av absorbtion i skivan  $dx$  minskar flödet över sträckan  $dx$ ; ändringen är

$$dn = -n \sigma N dx \quad (3.4)$$

där  $\sigma$  är tvärsnittet för neutroninfångning. Integration över borskiktets tjocklek ger

$$n_d = n_0 e^{-\sigma N d} \quad (3.5)$$

där  $n_d$  alltså är det flöde som passerar hela borskiktet utan absorbtion.



Figur 3

De två In-blecken (A och B) bestrålas samtidigt. Den inducerade aktiviteten hos de två In-blecken (fall A resp fall B) blir proportionell mot det infallande neutronflödet, dvs mot  $n_0$  resp  $n_d$ . Efter avslutad bestrålning avtar aktiviteten i enlighet med sönderfallskonstanten  $\lambda$

hos  $^{116}\text{In}$  (denna sönderfallskonstant får antas känd! Ta reda på den!) Aktiviteten  $A$  hos blecket utan borskikt blir efter bestrålningen

$$A(t) = kn_0 e^{-\lambda t} \quad (3.6)$$

där  $k$  är en konstant. Eftersom bestrålningen, såväl som på effekten av borskiktet, är identisk för det andra blecket ( $B$ ), fås att aktiviteten hos det andra blecket blir

$$B(t) = kn_d e^{-\lambda t} \quad (3.7)$$

Notera att kvoten  $A(t)/B(t)$  teoretiskt bör vara oberoende av tiden  $t$ . Division och logaritmering ger tillsammans med ekvation (3.5)

$$\sigma = \ln(A/B) / (Nd) \quad (3.8)$$

Antalet kärnor per volymenhet  $N$  kan bestämmas ur Avogadros tal, molekylmassan och densiteten hos bor. Absorbatortjocklekar mäts inom kärnfysiken ofta i enheten massa/ytenhet, dels därför att det underlättar beräkningen av produkten  $Nd$  och dels därför att det är lättare att väga fram skikt mängden och dividera med ytan än att direkt mäta tjockleken med någon mekanisk eller optisk metod. Tjockleken hos borskiktet i de iordningställda behållarna är  $0,137 \text{ g/cm}^2$ .

### 3.2 Experiment

Före utförandet bör man ställa upp en väl genomtänkt tidtabell för de olika arbetsmomenten. Detta underlättar laborerandet och eliminerar risken för fel, som medför omstart och slöseri med tid. Förslag till plan:

- Börja laborationen med att starta bestrålningen, se 3.2.2. Glöm inte bestrålningens andra fas.
- Undersök GM-rörets egenskaper och bestäm arbetspunkten, se appendix A.
- Kontrollera att utrustningen fungerar genom att aktivera silverbleck och mäta halveringstiden för de producerade silverisotoperna, se appendix B.
- Mät indiumbleckens aktivitet, se 3.2.3.

#### 3.2.1 Apparatur

GM-detektor, kompletterad med räknare och tillhörande dator (se Fig. 7), neutronkälla (Am-Be) med moderatör av polyeten-plast, aktiveringssläde, indiumbleck (2 st), behållare av Cd (2 st tomma samt 2 st innehållande bor), preparatspade.

Neutronkällan fungerar på följande sätt. Americium ( $^{241}\text{Am}$ ) emitterar  $\alpha$ -partiklar med energin 5,44 eller 5,49 MeV, vilka reagerar med berylliumisotopen  $^9\text{Be}$  enligt



Således erhålls neutroner. Neutronkällan omges i detta experimentet av polyetenplast, som fungerar som s.k. moderator. För aktivering av silver (appendix B) utgörs moderatoren av vatten. I svenska kärnkraftverk används också vatten som moderator.

*Fråga 2: Vad är moderatorns uppgift?*

### 3.2.2 Aktivering

Ett par av de för laborationen iordningställda indiumblecken utväljes. *Hantera blecken försiktigt – In-metall är mycket mjuk!* För aktiveringen används de speciella slädar, som passar i moderatorns spår hos neutronkällan (den AmBe-källa som har en moderator av polyetenplast). De båda In-blecken skall placeras symmetriskt i moderatoren för att man skall få största möjliga likhet i bestrålningsvillkoren. Släden är symmetrisk och passar i sitt spår så att dess mitt är i höjd med neutronkällan. För att få bästa symmetri skall man för sina In-bleck välja endera de två yttersta hålen eller de båda hålen i mitten.

I det ena hålet läggs först en tom Cd-behållare, sedan ett In-bleck *med metallskiktet uppåt* och till sist ännu en tom Cd-behållare. I det andra hålet placeras i stället borfyllda Cd-behållare (stämplade med bokstaven "B") på var sin sida om In-blecket. Därefter säkras behållarna med en bit tejp och släden placeras i neutronkällans moderator i öppningarna som är närmast källan *med In-skikten vända mot neutronkällan.*

Blecken ligger nu helt omslutna av moderatoren och på optimalt avstånd från neutronkällan. Bestrålningen får först pågå under  $t_1 =$  två timmar. För att eliminera inverkan av en eventuell asymmetri i neutronflödet vänds släden nu upp och ner (fortfarande med samma sida mot källan). Bestrålningen fortsättes därefter under tiden:

$$t_2 = \frac{1}{\lambda} \ln(2 - e^{-\lambda t}) \quad (3.9)$$

där  $\lambda$  är sönderfallskonstanten för  $^{116}\text{In}$ . (Halveringstiden för  $^{116}\text{In}$  får antas känd!). Denna formel härleds i Appendix.

*Fråga 3: Vilket värde får  $t_2$ ?*

### 3.2.3 Mätning av inducerad aktivitet

Efter bestrålningens slut skall de båda indiumbleckens aktiviteter mätas. Mätningar på In-blecken sker med blecket på en spade närmast GM-röret och med metallen uppåt. Mätningarna sker enligt följande schema, där A är bleck ej omgivet av bor, B är bleck omgivet av bor och C är bakgrundsmätning utan bleck men med spade:

C B A B A C

Alla mätningar sker förslagsvis under 10 min med 60 sekunder för byte av bleck. För mätningar användes räknare och dator, med mätintervall på 30 sekunder och totaltid om ca 60 minuter.

### 3.2.4 Beräkningar

De uppmätta intensiteterna korrigeras först på vanligt sätt för mätapparaturens dödtid och för bakgrunden. För beräkning av det sökta neutronvärsnittet för bor fordras bestämning av förhållandet mellan bleckens (enligt ovan korrigerade) aktiviteter  $A(t)$  och  $B(t)$  vid samma tidpunkt  $t$ . Detta kan göras på olika sätt. Exempelvis kan intensiteterna räknas om till en gemensam tidpunkt med hjälp av sönderfallslagen (påminnelse: halveringstiden för  $^{116}\text{In}$  får antas vara känd).

### 3.3 Redovisning

1. Redovisa beräkningen av den andra bestrålningstiden  $t_2$  enligt ekv.(3.9).
2. Bakgrundsmätning: Redovisa bakgrundsmätningarna, räknehastighetens medelvärde under dessa mätningar, samt detta medelvärdes medelfel.
3. Redovisa de primära mätvärdena på lämpligt sätt, t.ex. i en tabell (skriftlig redovisning) eller diagram (muntlig redovisning). Korrigera för dödtid och bakgrund och beräkna de statistiska felen samt redovisa de sålunda erhållna intensiteterna (räknehastigheterna)  $A(t)$  och  $B(t)$  i både tabell (skriftlig redovisning) och diagram.
3. Redovisa beräkningen av intensitetskvoten  $A/B$  med feluppskattningar.
4. Beräkna tvärsnittet  $\sigma$  för neutroninfångning i bor med hjälp av ekv. (3.8). Redovisa beräkningen av produkten  $Nd$ . Uppskatta felet i  $\sigma$ .
5. Bestäm med hjälp av bifogat diagram resonansenergin  $E_R$  för absorptionsvärsnittet i indium (litteraturvärde  $\approx 1.44$  eV, som nämnts ovan) ur det erhållna värdet på absorptionsvärsnittet för bor. Uppskatta felet.

# Appendix A

## Allmänna egenskaper hos Geiger-Müller-röret

### A.1 Teori

#### A.1.1 Litteratur

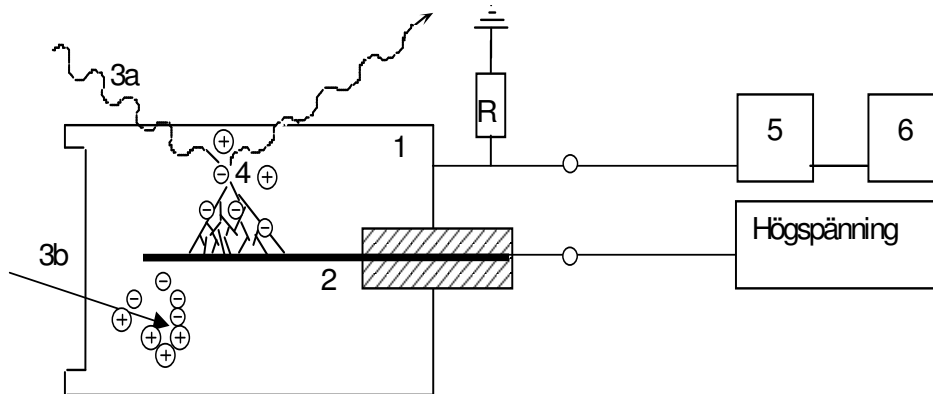
Barlow: Statistics, sid 28

W.R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, kap 4.5.3, 6-6.5

{Kursivt K Krane: Introductory Nuclear Physics, sid 204 ff; sid 217}

#### A.1.2 Principen för detektion med urladdningsrör

Som vid nästan all detektion av strålning används i urladdningsrören strålningens förmåga att jonisera. Urladdningsrör är uppbyggda enligt fig. 4. Ett rör av metall eller glas med metalliserad insida (1), får fungera som katod. Längs rörets axel är spänt en tunn tråd (2), som ges en hög positiv potential relativt röret; tråden fungerar alltså som anod. Att tråden är tunn medför att den elektriska fältstyrkan blir mycket stor i området närmast tråden. Röret fylls vanligen med en blandning av ädelgaser (ex. neon, argon) och en liten mängd halogengas (ex. klor) som fungerar som "släckgas". Släckgasens uppgift beskrivs nedan.



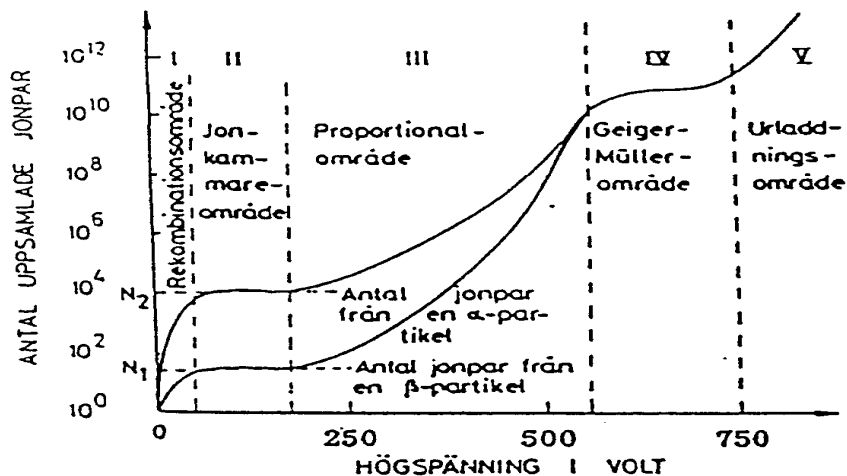
Figur 4. Urladdningsröret som detektor

Infallande strålning, t.ex.  $\gamma$ -strålning (3a),  $\beta$ -strålning (t.ex. elektroner (3b)), eller  $\alpha$ -partiklar åstadkommer (genom jonisation av ädelgas-atomerna) par av positivt laddade gasjoner och elektroner (4), som av det elektrostatiska fältet accelereras radiellt åt olika håll. (En alternativ process, viktig vad gäller detektion av  $\gamma$ -strålning, är excitation och påföljande emission av elektroner från detektorns väggar, dvs katoden.) Elektronerna rör sig snabbt in mot anoden, medan de positiva jonerna långsammare rör sig ut mot rörets väggar. Därvid uppkommer en strömpuls (via resistansen R till jord). Den resulterande spänningspulsen över R registreras via en s.k. diskriminator (5), om pulsens amplitud överstiger diskriminators tröskelvärde. Registrerade pulser räknas i en räknare (6).

Beroende på fältstyrkan skiljer man på olika typer av urladdningsrör. Pulsens höjd, som är proportionell mot antalet uppsamlade jonpar, beror på spänningen mellan anod och katod. För låga spänningar (område I i fig. 5) växer pulshöjden med spänningen upp till en plåtå. Vid denna första plåtå (område II) räcker fältstyrkan till för att samla upp alla primära



elektroner (innan de rekombinerar med joner). Man säger att röret då fungerar som en "jonkammare". Man mäter i detta område typiskt inte enskilda pulser, utan den kontinuerliga strömmen genom jonkammaren.



Figur 5. Urladdningsrörets olika arbetsområden.

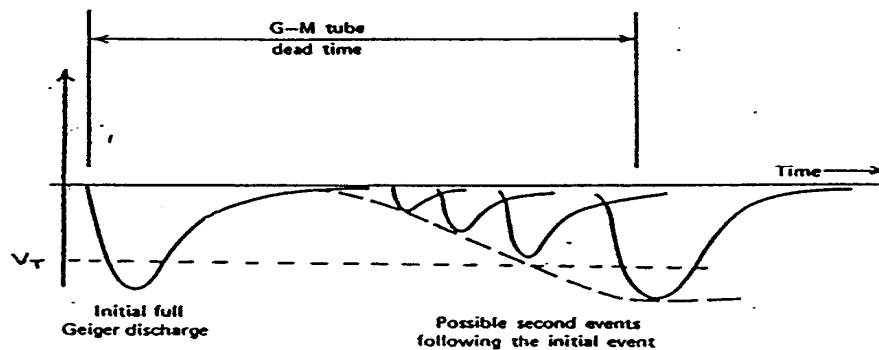
Vid ytterligare ökad spänning fås stötjonisation. Detta innebär att de genom jonisation frigjorda elektronerna accelereras i det elektriska fältet och får tillräcklig energi för att jonisera ytterligare atomer i gasen. Genom att något förtunna gasen fås längre accelerationssträckor. För måttliga spänningar ger varje primär (av den inkommande partikeln frigjord) elektron upphov till ett visst ytterligare antal frigjorda elektroner som når anoden; denna proportionalitet beror på att stötjonisationen i huvudsak äger rum nära anoden, där fältet är som starkast; dvs den är (approximativt) oberoende av var i röret den primära jonisationen äger rum. Pulsens storlek blir därför beroende av antalet primärelektroner, som i sin tur beror på typen av strålning ( $\alpha$  eller  $\beta$ ) och på strålningens energi. Detektorn blir (i någon mån) energiselektiverande och kan fås att skilja på  $\alpha$ - och  $\beta$ -strålning. Därvid sägs den fungera som "proportionalräknare" (område III).

Om spänningen ökas ytterligare sprids den jonisation som orsakats av en inkommande partikel lavinartat längs anoden (fotoner medverkar till detta) och pulsens storlek ökar kraftigt. Den inkommande partikeln startar därför en urladdning, vars storlek är oberoende av antalet primärt frigjorda elektroner. Man förlorar energi- och partikel-selekteringen, men får den fördelen att pulserna är lika stora och dessutom kraftiga, varför de blir lätta att hantera elektroniskt. Ett urladdningsrör som fungerar på detta sätt kallas Geiger-Müller-rör (GM-rör) (område IV). Släckgasens uppgift är att få urladdningen att avstanna. Släckgasen fungerar väsentligen genom att neutralisera ädelgasjonerna.

I de följande försöken skall urladdningsröret opereras i och omkring GM-området.

### A.1.3 Dödtid

Innan de positiva jonerna har rört sig tillräckligt långt ut mot katodhöljet är det elektriska fältet i röret för svagt för att åstadkomma en ny urladdning. För att registreras av räknaren, måste dessutom pulsens amplitud överstiga en tröskel i elektroniken ( $V_T$  i figur 6). Den kortaste möjliga tiden mellan två urladdningar som båda når över tröskeln och registreras kallas *dödtid*. Urladdningar som sker i röret under dödtiden efter en tidigare puls registreras inte.



Figur 6. (Anm: pulsen i figuren har negativ polaritet, i laborationen har den positiv)

Vid höga räknehastigheter kommer pulserna faktiskt så tätt att man tvingas korrigera för dödtiden. Antag att GM-rörets dödtid är  $\tau$  sekunder och att röret räknar  $n$  pulser per tidsenhet. Den verkliga intensiteten är något högre, eftersom några partiklar kommer när röret är "dött". Under en sekund har röret räknat, säg,  $n$  pulser, men i själva verket varit aktivt endast under  $(1 - n\tau)$  sekunder. Räknehastigheten korrigerad för dödtiden blir då antal pulser dividerat med mättiden, dvs

$$n' = \frac{n}{1 - n\tau} \quad (A1)$$

### A.1.4 Sammanfattning av GM-rörets allmänna egenskaper

1. Röret skall ha positiv högspänning.
2. Den utgående pulsen blir positiv och ganska lång.
3. Under en del av den tid som transporten av positiva joner pågår är röret inaktivt och förmår inte registrera nästa infallande partikel. Man har en dödtid  $\tau$ .
4. Det joniserade mediet är en gas med låg densitet. Effektiviteten för  $\gamma$ -strålning blir därför låg ( $\approx 1\%$ ),  $\alpha$ - och  $\beta$ -strålning absorberas däremot tillräckligt och för dessa har röret hög effektivitet.

### A.1.5 Data för laborationens GM-rör

1. Röret är 4 cm långt med en diameter på 3 cm.
2. Fönstret är av glimmer med en tjocklek på 2-3 mg/cm<sup>2</sup>. *Oerhört ömtåligt!!*
3. Röret är fyllt med argon, neon och några procent halogener som släckgas.
4. Dödtiden är  $\tau \approx 0,19$  ms.
5. Livslängden anges vara  $5 \cdot 10^{10}$  urladdningar.

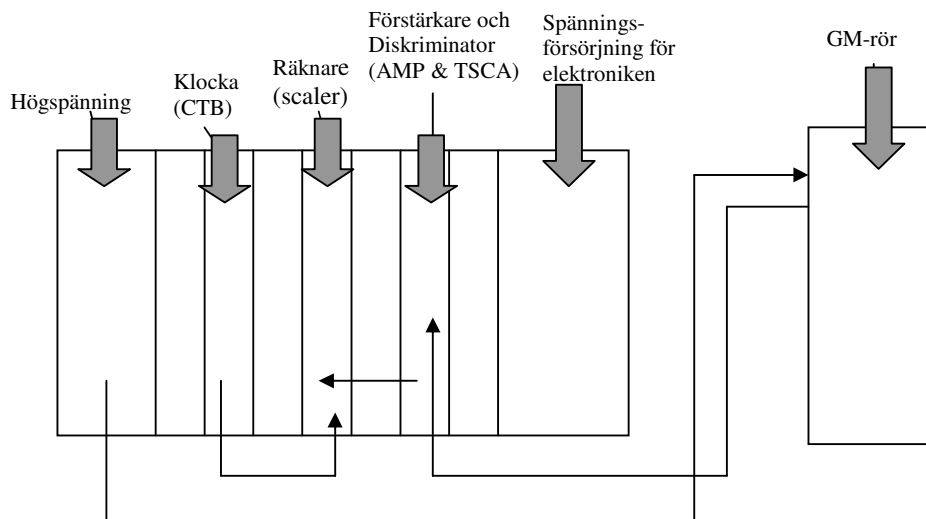
## A.2 Experiment

### A.2.1 Apparatur

GM-rör i strålskärm  
Diskriminator  
Preparat (t ex  $^{60}\text{Co}$ )

Högspänningskälla  
Oscilloskop

Klockenhet  
Räknare (scaler)



Figur 7. I en s.k. diskriminator ställer man in en undre (LLD) och en övre (ULD) spänningsnivå. Endast inkommande pulser i detta intervall släpps igenom, dvs ger från diskriminators utgående pulser.

### A.2.2 Utförande

Före en mätning med ett GM-rör måste man ta upp dess s.k. karaktäristika. Av praktiska skäl (strålskydd, pris) används ett gammastrålande preparat,  $^{60}\text{Co}$ .

Placera  $^{60}\text{Co}$ -preparatet på botten av strålskärmen under röret. Kontrollera att högspänningskällan ger lägsta utspänning och anslut därefter GM-röret till denna. Anslut signalledningen från GM-röret till diskriminatorsmodulens (SCA) ingång med hjälp av en "T"-kontakt, och låt signalledningen gå vidare till oscilloskopet. Iakttag den från GM-röret utgående signalen med hjälp av oscilloskopet samtidigt som högspänningen sakta ökas. Vid spänningar under 300 V kommer antagligen ingen signal alls. Vid högre spänning avges positiva signaler på ett flertal volt (amplituden påverkas av diskriminators ingångsimpedans). Anteckna den spänning vid vilken signaler börjar avges - detta är rörets s.k. ansattspänning. Notera även signalernas form (storlek och längd) i journalen.

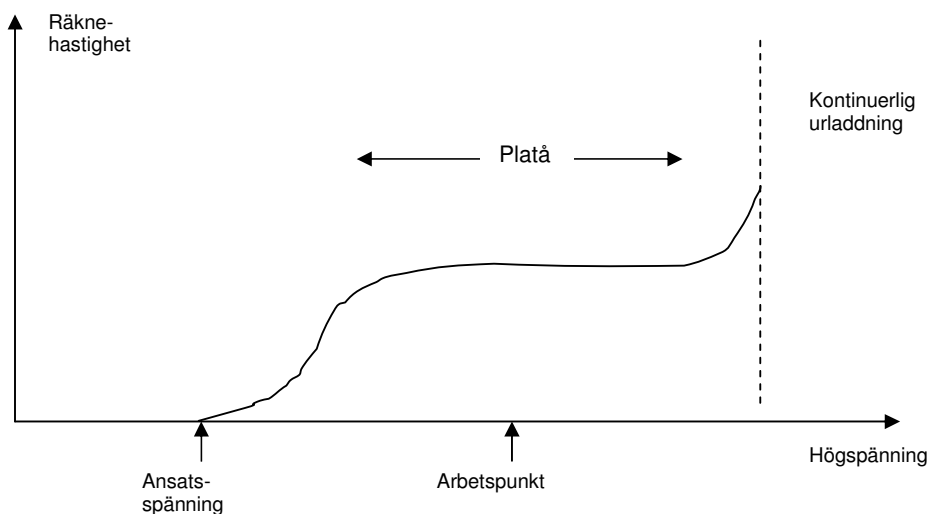
Ställ in diskriminators undre nivå (tröskeln, LLD) till ca 0.5 V. Anslut diskriminators utgång ("POS OUT") till oscilloskopets andra kanal och kontrollera att diskriminators ger en positiv standardpuls för varje förstärkarpuls. Notera i journalen pulsens inbördes läge i tiden. Fullfölj nu uppkopplingen genom att koppla bort oscilloskopet och

ansluta signalen från diskriminatorns utgång till räknaren (scaler) vars grind (gate) ansluts till "control"-utgången på klockmodulens baksida. För att räkna pulser: ställ in tidsintervallet på klockmodulen, gör "reset" av såväl klockmodul som räknare och starta klockmodulen.

Räknehastigheten mäts sedan som funktion av pålagd spänning och värdena prickas efter hand in i ett diagram för att man omedelbart skall kunna avgöra var någonstans man befinner sig på den sålunda erhållna karaktäristikan. Du bör få ett resultat ungefär som i fig.8. Platån är GM-området. *Så fort kurvan efter platån börjar bli konvex uppåt avbryts mätserien (för att undvika kontinuerlig urladdning). Gå dock ej längre än 750 V.*

Alla mätningar med GM-röret är behäftade med statistiska fel. Det antal pulser som registreras under en viss tidrymd  $t$  och under fixa förhållanden ges av den s.k. Poisson-distributionen. Detta innebär som bekant att om t.ex.  $N$  pulser registreras, så är den uppskattade statistiska osäkerheten (felet) i detta värde likamed  $N^{1/2}$ . Observera att denna formel gäller primärvärden, inte t.ex. värden korrigerade för dödtid! Antalet pulser per tidsenhet är  $n = N/t$ , och den statistiska osäkerheten i detta värde är  $(1/t) \cdot N^{1/2}$ . (Felet i tidavläsningen, dvs hos  $t$ , antas försumbart). Bestämningen av karaktäristikan skall göras med *bättre än 5%* relativt statistiskt fel. Härur kan man lätt beräkna det för bestämningen erforderliga minsta antalet pulser i varje mätpunkt.

Välj arbetspunkt ungefär mitt på karaktäristikans platå. Notera ansattsspänningen och vald arbetsspänning.



Figur 8. GM-rörets karaktäristika (schematiskt)

### A.3 Redovisning

1. Ange GM-rörets SUF-nummer.
2. Redovisa
  - a) rörets karaktäristika med primärdata samt som en kurva i ett diagram med utsatta statistiska fel
  - b) hur du beräknat det erforderliga minsta antalet pulser i varje mätpunkt
  - c) platåns ungefärliga ändpunkter och val av arbetsspänning.

## Appendix B

### Kontroll av utrustning

Här ska du kontrollera din utrustning genom att studera neutronaktivering av silver och det följande sönderfallet. Detta görs under tiden då bestrålning av indiumblecken pågår. Om du tidigare har utfört detta experiment kan du direkt gå vidare till experimentet, kapitel B.2

#### B.1 Teori

##### B.1.1 Litteratur

Se kap 3.1.1

##### B.1.2 Neutronaktivering av silver

Naturligt silver består huvudsakligen av c:a 51.8%  $^{107}\text{Ag}$  och c:a 48.2%  $^{109}\text{Ag}$ . Om silver bestrålas med termiska neutroner (kinetisk energi omkring 0.025 eV), sker följande reaktioner:



De båda bildade silverisotoperna är instabila och sönderfaller enligt:



##### B.1.3 Aktivering av silver

Halveringstiden för de skapade silverisotoperna är av storleksordningen minuter. Bestäm med ledning av detta och av ekv. (3.3) en lämplig aktiveringstid (bestrålningstid). Hur noga är tidtagningen här?

I det aktuella fallet sammansätts den observerade aktiviteten efter bestrålningen av summan av aktiviteterna från de båda silverisotoperna  $^{108}\text{Ag}$  och  $^{110}\text{Ag}$ :

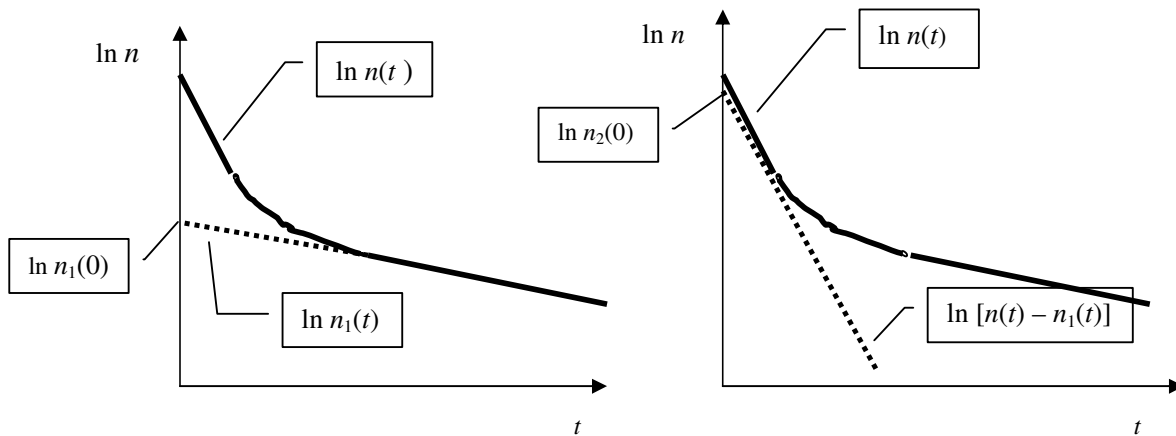
$$n(t) = n_1(0)\exp(-\lambda_1 t) + n_2(0)\exp(-\lambda_2 t) \quad (\text{B1})$$

$^{110}\text{Ag}$  sönderfaller snabbare ( $\lambda_2 > \lambda_1$ ). Efter tillräckligt lång tid ( $t \gg 1/\lambda_2$ ) kan man därför bortse från aktiviteten från denna isotop och man får  $n(t) \approx n_1(0)\exp(-\lambda_1 t)$ .

Logaritmering ger

$$\ln n(t) = \ln n_1(0) - \lambda_1 t \quad (\text{B2})$$

För stora  $t$  blir därför  $\ln n(t)$ , plottad som funktion av tiden, en rät linje svarande mot sönderfallet av den mer långlivade isotopen. De två konstanterna  $\lambda_1$  och  $n_1(0)$  kan bestämmas ur denna räta linje. Subtraktion av  $n_1(0)\exp(-\lambda_1 t)$  från den totala aktiviteten  $n(t)$  bör då ge  $n_2(0)\exp(-\lambda_2 t)$ , varefter  $\lambda_2$  och  $n_2(0)$  kan bestämmas på samma sätt. Figur 9 illustrerar proceduren.



Figur 9.

## B.2 Experiment

### B.2.1 Apparatur:

GM-detektorn kompletterad med räknare(scaler) och tillhörande dator, neutronkälla (Am-Be) med vattenmoderator, silverbleck, aktiveringshållare och preparatspade.

### B.2.2 Utförande

Anslut räknare och dator. Starta räknarprogrammet med t.ex. 5 sekunders intervalltid (mättid) och minst 20 minuters totaltid och låt GM-röret först detektera bakgrundstrålningen under ca 5 min. Till försöket användes hållare med vilka ett silverbleck kan placeras på lämpligt avstånd från neutronkällan. Innan bakgrundsmätningen påbörjas, sätt fast ett silverbleck på en hållare och sänk ned denna så att blecket hamnar några cm från källan. Efter den valda aktiveringstidens slut tas silverblecket upp och placeras på en preparatspade så nära GM-röret som möjligt. Försök minimera tiden mellan det att blecket tas upp och att det placeras i GM-röret (max ca 1 minut). Räknarprogrammet fortsätter nu med att registrera sönderfallen i silverblecket i ca 10 minuter. Tag därefter bort blecket och registrera bakgrundstrålningen i ca 5 minuter ytterligare. Vid behov görs ytterligare aktivering och mätning.

## B.3 Felanalys och redovisning

Behöver ej göras i detalj. Se om du kan verifiera att utrustningen tycks fungera, dvs att halveringstiden för en eller båda silverisotoperna är rimlig i förhållande till litteratuvärdet.

Fundera över:

1. *Bestrålningstid.* Vad är lämplig bestrålningstid? Ta hjälp av ekv.(3.3).
2. *Bakgrundsmätning:* Hur beräknas räknehastighetens medelvärde under dessa mätningar, samt detta medelvärdes medelfel.

3. *Primärvärden och korrigerad räknehastighet:* Hur beräknas pulshastigheten  $n_{\text{korr}}$  korrigerad för dödtid och bakgrund. I vilken ordning bör korrektionerna för bakgrund och dödtid göras?
4. *Felberäkning.* Hur beräknas osäkerheten i värdena  $n_{\text{korr}}$ .
5. *Analys. Erhållna sönderfallskonstanter.* I den analys som antyds i figur 9 approximeras (logaritmen för) data ("kurvan") med två rätlinjiga förlopp och  $\lambda_1$ ,  $n_1(0)$ ,  $\lambda_2$  och  $n_2(0)$  kan bestämmas. För bästa kvantitativa bestämning används linjär regression (minsta kvadratanpassning), som kan vara viktad eller oviktad. I det här fallet kan det räcka med att göra anpassningen "för hand".

## Appendix C

### Härledning av formeln för andra bestrålningstiden.

De båda indiumblecken A och B utsätts för olika neutronflöden och olika antal kärnor aktiveras. Antag att antalet nybildade kärnor per tidsenhet är  $u_1$  respektive  $ku_2$ . Skillnaden mellan  $u_1$  och  $u_2$  beror på bleckens placering relativt neutronkällan, medan faktorn  $k$  svarar för absorptionen i borskiktet. Efter tiden  $t_1$  är den resulterande aktiviteten i blecken  $u_1(1 - \exp(-\lambda t_1))$  respektive  $ku_2(1 - \exp(-\lambda t_1))$ . Efter  $t_1$  får blecken byta plats och bestrålningen fortgår sedan under tiden  $t_2$ . Efter denna tid ( $t_1+t_2$ ) är de resulterande aktiviteterna i de båda blecken:

$$n_A(t_1+t_2) = u_1(1 - \exp(-\lambda t_1))\exp(-\lambda t_2) + u_2(1 - \exp(-\lambda t_2)) \quad (C1)$$

$$n_B(t_1+t_2) = ku_2(1 - \exp(-\lambda t_1))\exp(-\lambda t_2) + ku_1(1 - \exp(-\lambda t_2)) \quad (C2)$$

Första termen kommer från sönderfallet av kärnorna som var aktiverade vid tiden  $t_1$ , och den andra termen härrör från tillskottet i aktiviteten för bestrålningen under tiden  $t_2$ . För att kunna bestämma absorptionen i borskiktet använder man sig ju av att aktiviteterna vid bestrålningens slut för de båda blecken  $n_A(t_1+t_2)$  och  $n_B(t_1+t_2)$  skall förhålla sig som neutronflödena mot blecken dvs:

$$[n_B(t_1+t_2)] / [n_A(t_1+t_2)] = k \quad (C3)$$

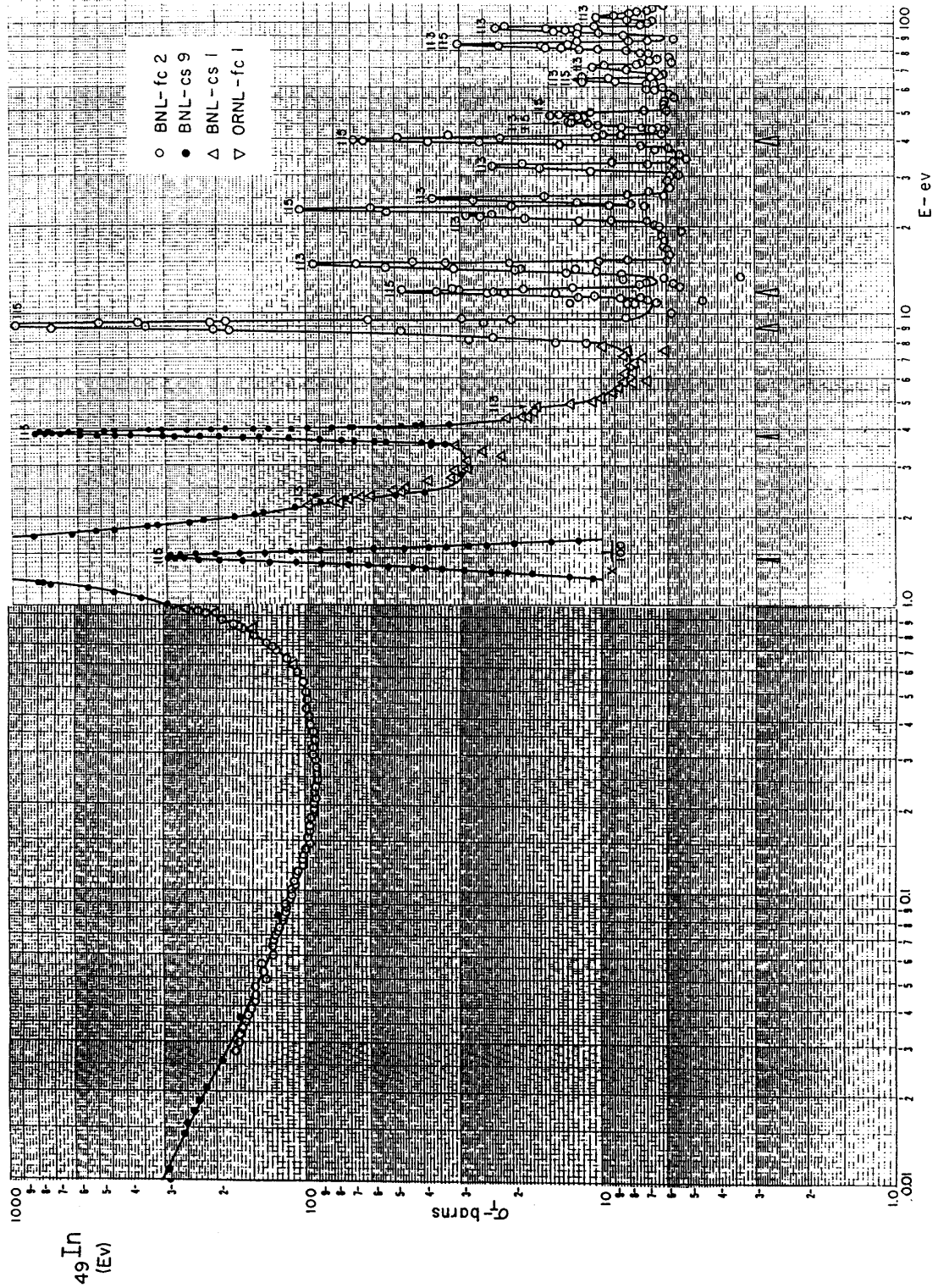
Denna ekvation ger två möjligheter. Anta först att  $u_1 = u_2$ . I så fall satisfieras (C3) för godtyckligt valt  $t_2$ . Anta nu att  $u_1 \neq u_2$ . Vi vill att (C3) skall gälla. Insättning av (C1) och (C2) i (C3) ger då en ekvation som lätt kan lösas algebraiskt med avseende på  $t_2$ . Resultatet är formeln

$$t_2 = (1/\lambda) \ln(2 - \exp(-\lambda t_1))$$

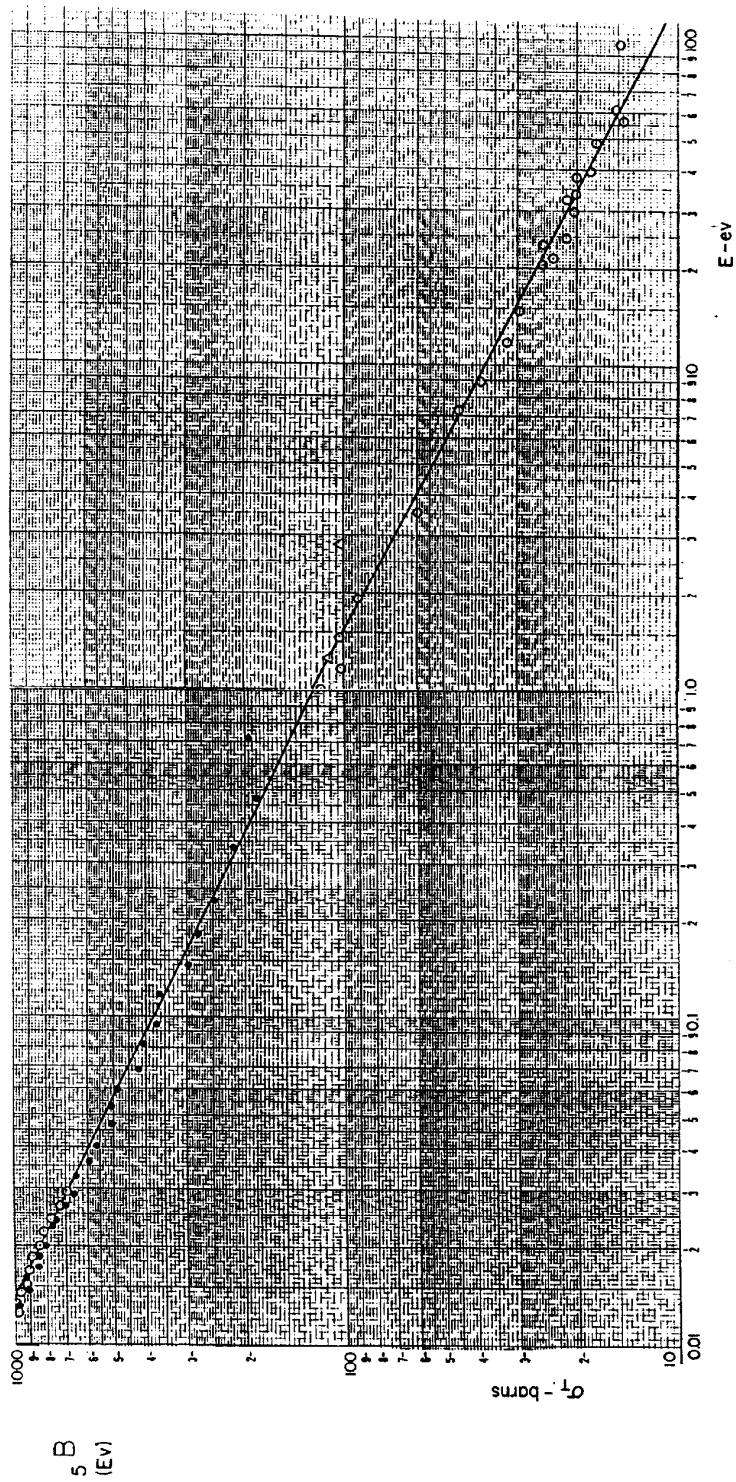
Observera att borskiktets tjocklek är oväsentlig (inget beroende av  $k$ ).



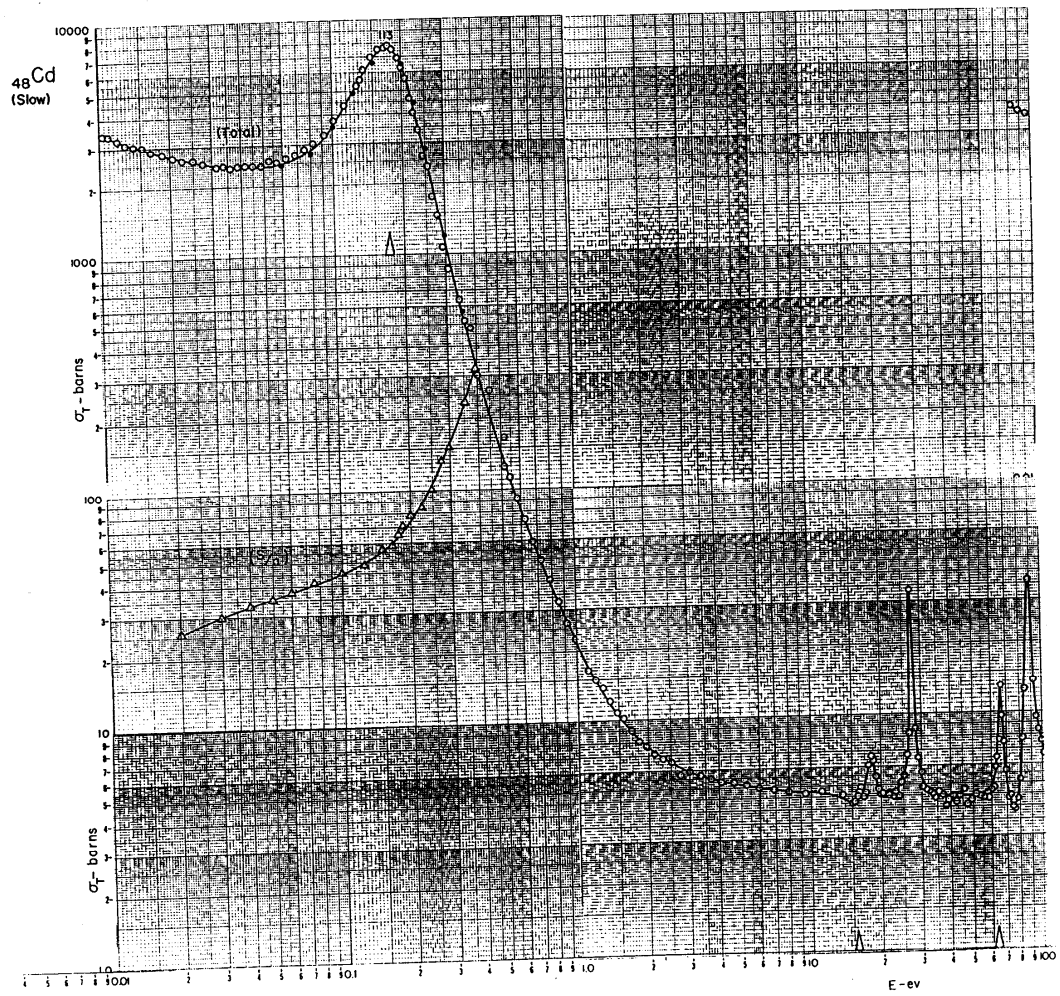
# Appendix D



Figur 10. Totalt reaktionsvärnsnitt för neutroner (som funktion av neutronenergin) i naturligt indium



Figur 11. Totalt reaktionsvärnsnitt för neutroner (som funktion av neutronenergin) i naturligt bor.



Figur 12. Totalt reaktionstvårsnitt för neutroner (som funktion av neutronenergin) i naturligt kadmium.