

K6

Neutronaktivering av silver

Målsättning:

Laborationen visar hur man med hjälp av neutroner kan inducera kärnreaktioner och aktivera stabila kärnor, i det här fallet de två stabila silverisotoperna genom reaktionerna $^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}$ och $^{109}\text{Ag}(n,\gamma)^{110}\text{Ag}$. Reaktionsprodukterna betasönderfaller och halveringstiderna för de båda isotoperna bestäms.

Förkunskaper:

Grundläggande kunskaper om atomkärnans uppbyggnad, neutronernas växelverkan med materia och sönderfallsagar.

Namn Kurs

Utförd den Handledare

Godkänd den av

NEUTRONAKTIVERING AV SILVER

AVSIKT: Laborationens avsikt är:

- Produktion av fria neutroner med hjälp av en kärnreaktion samt användande av dessa fria neutroner i en ny kärnreaktion för att producera ett radioaktivt material.
- Nedbromsning av snabba neutroner. Denna teknik är mycket viktig för bl a kärnreaktorer. Den belyser också hur neutronerna växelverkar med materia.
- Studium av ett komplext radioaktivt sönderfall, varvid halveringstiderna för de två silverisotoperna $^{108}_{47}\text{Ag}$ och $^{110}_{47}\text{Ag}$ skall bestämmas.

TEORI: PRODUKTION AV NEUTRONER

Laddade partiklar kan accelereras till höga energier med hjälp av accelerators, i vilka antingen en stor potentialdifferens utnyttjas en eller ett par gånger (t ex van de Graaff-acceleratorn) eller en måttlig potentialdifferens används många gånger (t ex cyklotronen). För neutroner finns ej denna möjlighet eftersom dessa partiklar är oladdade. Neutroner kan dock produceras med hjälp av olika kärnreaktioner. Den intensivaste neutronkällan som existerar är uranreaktorn, där den neutronproducerande kärnreaktionen är fissionsprocessen. Partikelacceleratorer kan användas, varvid laddade partiklar får träffa ett lämpligt strålmål så att en neutronproducerande kärnreaktion äger rum. Exempel på användbara kärnreaktioner är:



En fördel med denna metod är att approximativt monoenergetiska neutroner kan erhållas.

Fria neutroner kan dock produceras utan hjälp av tung och dyrbar utrustning som kärnreaktorer och partikelacceleratorer. γ -strålning eller α -strålning från radioaktiva nuklider kan användas för att initiera neutronproducerande kärnreaktioner. I vårt fall skall samma reaktion användas som Chadwick studerade 1932 då neutronen upptäcktes. Neutronerna erhålles från en sk Ra-Be-källa, som består av en blandning av pulvriserat Be och RaCl_2 . ^{226}Ra och vissa av dess sönderfallsprodukter emitterar α -partiklar (^4_2He) med energier av storleksordningen 5 - 8 MeV. Där α -partiklarna i sin tur ger upphov till kärnreaktionen



när de träffar ^9Be -kärnor. Figur 1 visar ett energispektrum för neutroner från en Ra-Be-källa.

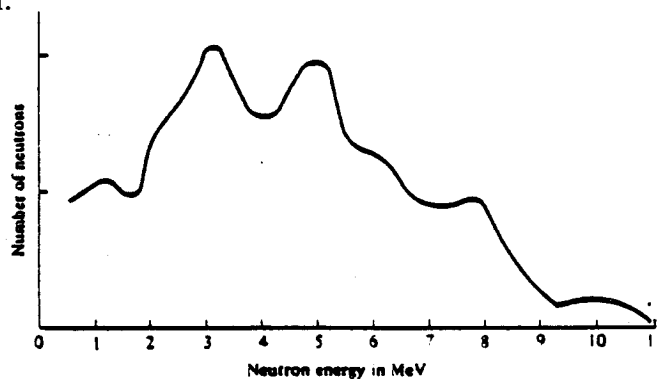


Fig. 1 Energispektrum från en Ra-Be-källa.

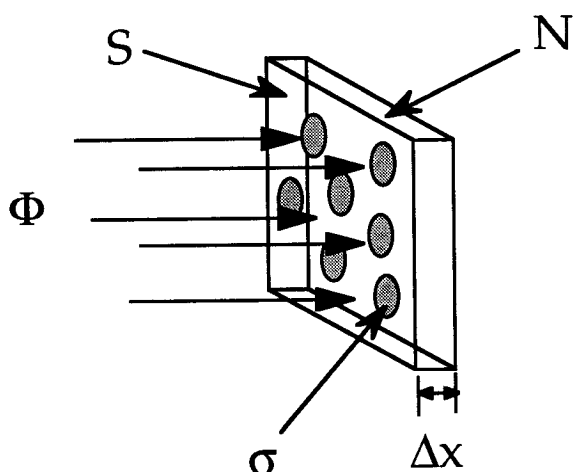
Ytterst få neutroner från denna källa har energier lägre än 0.5 MeV. Förutom neutroner observeras också γ -strålning. Denna γ -strålning kommer från desexcitationen av ^{12}C -kärnor, som lämnats i exciterade tillstånd när ^{13}C -blandkärnor som bildats vid "sammansmältning" av ^4He och ^9Be kärnor, sönderfaller genom neutronutsändning. Eftersom ^{226}Ra har halveringstiden 1602 år är intensiteten från källan praktiskt taget konstant.

För diskussionen av reaktionssannolikheten kommer vi att använda oss av tvärsnittsbegreppet. Därför ges en förklaring av begreppet nedan.

TVÄRSNITT

Tvärsnitt är ett mått på sannolikheten att en reaktion ska inträffa, där sannolikheten anges som en effektiv yta för reaktionen. Då sannolikheten för att en reaktion ska inträffa är stor är den effektiva ytan som partikeln ser stor. Vid låg reaktionssannolikhet är ytan liten.

Det geometriska tvärsnittet för kollision mot en silverkärna är av storleksordningen $0.7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 0.7 \text{ barn}$. En titt i figur 4 visar att det faktiska neutroninfångningstvärsnittet för Ag är kraftigt energiberoende och har ett resonansmaximum som är ungefär 500 barn, dvs ca 700 gånger större än det geometriska.



Figur 2. Illustration till definitionen av tvärsnittsbegreppet

För att härleda tvärsnittet utifrån reaktionssannolikheten utgår vi från figur 2. En skiva med tjockleken Δx , ytan S och med N partiklar som kan orsaka reaktion per volymenhet placeras i ett homogent neutronflöde. Flödestätheten är $\Phi = nv$ partiklar per ytenhet per tidsenhet, där n är partikeltätheten i strålen (dvs partiklar per volymenhet) och v är hastigheten. Skivans tjocklek Δx är tillräckligt liten för att partiklarna inte ska skugga varandra. Varje kärna tilldelas en effektiv tvärsnittsytta för reaktion, σ , som också kallas det mikroskopiska tvärsnittet. Sannolikheten för reaktionen kan nu uttryckas:

$$P = \frac{\text{Effektiv area för reaktion}}{\text{Skivans area}} \quad (7)$$

Antalet kärnor i skivan är $NS\Delta x$ och eftersom vi förutsätter att partiklarna inte skuggar varandra blir den effektiva arean för reaktionen $NS\sigma\Delta x$. Reaktionssannolikheten blir då:

$$P = \frac{NS\sigma\Delta x}{S} = N\sigma\Delta x \quad (8)$$

Om vi låter skivan i figur 2 vara ett infinitesimalt volymselement med tjockleken dx och anger sannolikheten för reaktion som $-d\Phi/\Phi$, där $-d\Phi$ är ändringen i flödestätheten pga reaktioner kan vi skriva:

$$-\frac{d\Phi}{\Phi} = N\sigma dx \quad (9)$$

Genom att integrera (9) från 0 till x fås flödestätheten som funktion av skivans tjocklek där flödestätheten vid $x=0$ betecknas Φ_0

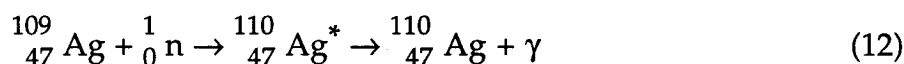
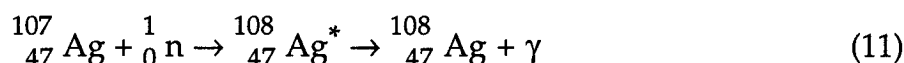
$$\Phi = \Phi_0 e^{-N\sigma x} \quad (10)$$

Produkten $N\sigma$ brukar inom neutronfysiken kallas det makroskopiska tvärsnittet och betecknas Σ , vilket anger sannolikheten per längdenhet att en reaktion skall inträffa.

(Vid behandling av γ -strålningens växelverkan med materia brukar $N\sigma$ betecknas μ och kallas då linjär attenueringskoefficient.)

AKTIVERING AV SILVER

Neutronerna från Ra-Be-källan skall vi använda för att producera de radioaktiva silverisotoperna ^{108}Ag och ^{110}Ag . När naturligt silver, som består av isotoperna ^{107}Ag (51.8 %) och ^{109}Ag (48.2 %), bestrålas med neutroner kan reaktionerna nedan inträffa.



Båda de producerade silverisotoperna sönderfaller genom β^- -sönderfall.

Skriv upp reaktionsformler för de två β^- -sönderfallen!

.....

Beräkna utbytet (U) av ^{108}Ag och ^{110}Ag , dvs antalet producerade ^{108}Ag och ^{110}Ag kärnor per tidsenhet genom reaktionerna (11) och (12) om naturligt silver bestrålas med termiska (se nedan) neutroner. Tvärsnittet för termisk neutroninfångning är:

$$^{107}\text{Ag}: \quad \sigma = 35 \text{ barn} \qquad ^{109}\text{Ag}: \quad \sigma = 89 \text{ barn}$$

Antag att silverprovet väger 10 g och att neutronflödestätheten är $10^{10} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Resultat: $U(^{108}\text{Ag}) = \dots\dots\dots \text{ s}^{-1}$

$U(^{110}\text{Ag}) = \dots\dots\dots \text{ s}^{-1}$

Sannolikheten för att reaktionerna (11) och (12) skall inträffa beror i hög grad av neutronernas energi. Vi skall därför undersöka vilken neutronenergi, som är fördelaktigast att använda för aktivering innan vi startar studierna av de båda silverisotopernas sönderfall.

KLASSIFICERING AV NEUTRONER MED AVSEENDE PÅ ENERGI

Ett sätt att indela neutroner efter energi är:

1. Långsamma neutroner $0 < E_n < 1$ keV. Underklasser:
 - a) kalla neutroner $E_n < 0.002$ eV
 - b) termiska neutroner $E_n \approx 0.025$ eV
 - c) resonansneutroner $1 < E_n < 100$ eV
2. Intermediära neutroner 1 keV $< E_n < 1$ MeV.
3. Snabba neutroner 1 MeV $< E_n < 10$ MeV.
4. Högenergetiska neutroner $E_n > 10$ MeV.

OBS! Gränserna i denna indelning måste betraktas som mycket diffusa.

Termiska neutroner är neutroner, som är i termisk jämvikt med det medium vilket de diffunderar igenom. Neutronerna uppträder här på samma sätt som gasatomer och kan med god approximation beskrivas av den kinetiska gasteorin. Deras hastigheter är Maxwell-fördelade.

$$n(v)dv = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \quad (13)$$

där $n(v)dv$: antalet neutroner per volymenhet med hastigheten mellan v och $v + dv$.
 n : totala antalet neutroner per volymenhet.
 m : neutronens massa.
 k : Boltzmanns konstant.
 T : temperaturen i Kelvin.

Den kinetiska gasteorin ger att neutronens mest sannolika hastighet är:

$$v_s = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (14)$$

Neutronenergin svarande mot denna hastighet är:

$$E(v_s) = \frac{mv_s^2}{2} = kT \quad (15)$$

Neutronernas mest sannolika energi är:

$$E_s = \frac{1}{2} kT \quad (16)$$

Neutronens medelhastighet \bar{v} och medelenergi \bar{E} är:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_s \quad (17)$$

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT \quad (18)$$

Vilken som helst av dessa storheter kan användas för att beskriva Maxwell-fördelningen av termiska neutroner. Man brukar oftast använda sig av den mest sannolika hastigheten och den mot denna svarande energin. För temperaturen 293 K är

$$v_s = 2200 \text{ m/s}$$

$$E(v_s) = 0.025 \text{ eV (1/40 eV)}$$

Figur 3 visar hastighetsdistributionen av neutroner från en kärnreaktor i Argonne, USA. Neutronerna har termaliserats i en sk termisk kolonn (thermal column), som helt enkelt är ett grafitblock placerat i omedelbar närhet av reaktorn.

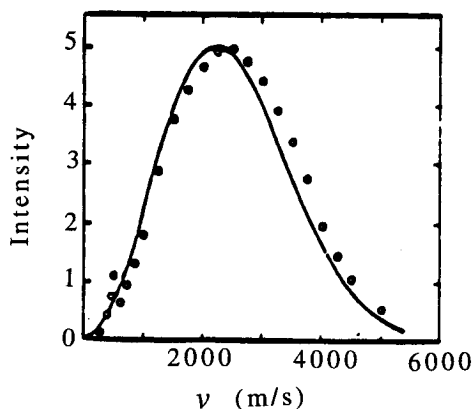


Fig. 3. Hastighetsdistribution av termiska neutroner. Den heldragna kurvan återger den teoretiska Maxwell-fördelningen vid rumstemperatur (293 K). De experimentella punkterna indikerar en något högre "neutrontemperatur".

Resonansneutronerna, grupp 1c i klassificeringen ovan har fått sitt namn av att i detta energiområde uppvisar neutrontvärsnittet en markerad resonansstruktur, dvs tvärsnittet varierar kraftigt med neutronenergin. Orsaken till resonanserna är att sannolikheten för infångning ökar kraftigt på grund av kollektiva fluktuationer hos nukleonerna i blandkärnan. Figur 4 visar tvärsnittets energiberoende för resonansneutroner och termiska neutroner för naturligt Ag och naturligt Cd.

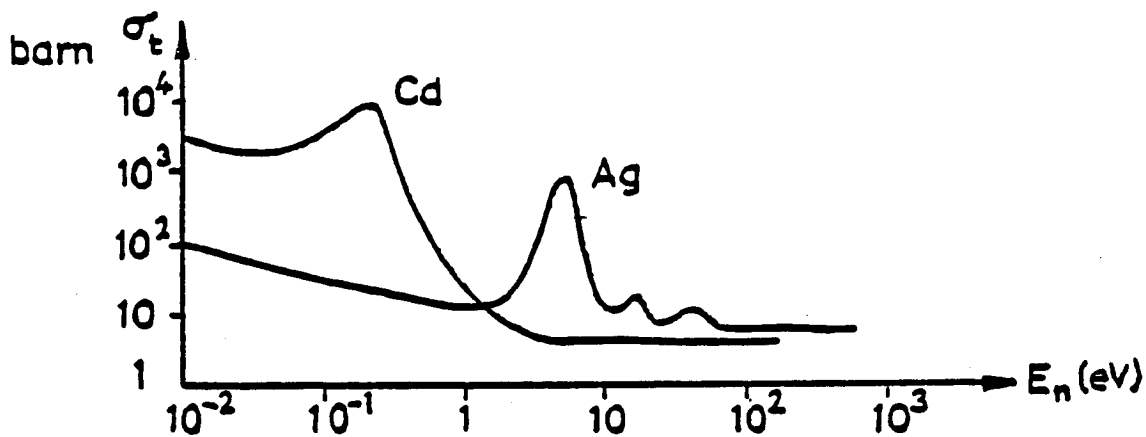


Fig. 4. Tvärsnitt för neutroninfångning i silver och kadmium.

Vi ser att Cd har ett resonansmaximum inom det termiska området, vilket gör Cd mycket lämpligt som absorptionsmaterial för termiska neutroner. Däremot absorberar Cd knappast resonansneutroner för Ag. Vi skall använda Cd-absorbatorer i laborationen för att eliminera inverkan av termiska neutroner när detta är önskvärt. I det termiska området, i frånvaro av alltför närliggande resonanser, har neutroninfångningstvårsnittet ett hastighetsberoende enligt

$$\sigma_{\text{infångning}} = \text{konstant} \cdot \frac{1}{v} \quad (1/v\text{-lagen}) \quad (19)$$

NEDBROMSNING AV NEUTRONER, MODERATION

Ra-Be-källan ger som vi tidigare funnit (fig. 1), huvudsakligen snabba neutroner. För att kunna undersöka neutrontvårsnittets energiberoende behöver vi även långsamma neutroner. Vi kan omvandla snabba neutroner till långsamma genom att låta dem passera en sk moderator, i vilken neutronerna förlorar energi genom upprepade kollisioner (elastiska och ev. inelastiska stötar) med moderatormaterialets atomkärnor. En bra moderator bör ha följande tre egenskaper:

- 1) lågt tvårsnitt för neutronabsorption.
- 2) stort innehåll av lätta atomkärnor eftersom neutronerna förlorar mera energi vid kollision mot lätta kärnor än mot tyngre.
- 3) de lätta moderatorkärnorna bör ha högt tvårsnitt för spridning av neutronerna.

Vid laborationen används paraffin som moderator. Den generella kemiska formeln för paraffinkolväten är C_jH_{2j+2} . Vi kan använda $j=58$ och densiteten $\rho_{\text{paraffin}} = 900 \text{ kg/m}^3$. Vid kollisioner med vätekärnor förlorar neutronerna i genomsnitt halva sin energi. Energiförlusten vid kollisioner med kolkärnor är mycket mindre, varför inverkan av kolet kan försummas.

Alltså, efter n kollisioner mot vätekärnor har en neutron, vars ursprungliga energi var E_0 bromsats till energin:

$$E = \frac{E_0}{2^n} \quad (20)$$

Om vi betraktar en stråle av neutroner som faller in mot en skiva av ett material kan neutronerna avlägsnas ur strålen genom absorption eller spridning. Om vi skriver totala tvärsnittet σ_t för neutronväxelverknningar som summan av absorptionstvärsnittet σ_a och spridningstvärsnittet σ_s , dvs.

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s \quad (21)$$

och om vi sätter in detta uttryck i ekvation (10) så ser vi att antalet neutroner som ej har växelverkat på ett avstånd x in i materialet är proportionellt mot $e^{-N\sigma_t x}$ (i detta uttryck tas ej hänsyn till neutroner, som spridits ur strålriktningen, men som genom ytterligare spridningar "återkommit" till strålriktningen).

I den kinetiska gasteorin är den fria medelväglängden ett viktigt begrepp. Det kan också tillämpas för neutroner i ett material. Fria medelväglängden för spridning av neutroner definieras som:

$$\lambda_s = \frac{1}{N\sigma_s} = \frac{1}{\Sigma_s} \quad (23)$$

Den fullständiga teorin för neutronmoderation är alltför omfattande för att tas upp i detta sammanhang. Det är emellertid instruktivt att med hjälp av den kemiska formeln för paraffin, medelenergiförlusten för neutroner vid kollisioner mot protoner och uttrycket för fria medelväglängden för spridning beräkna en övre gräns för den paraffintjocklek som behövs för att bromsa en 5 MeV neutron till termisk energi (0.025 eV). Tvärsnittet för neutronspridning mot väte framgår av figur 5. För överslagsberäkningen antas att neutronerna hela tiden rör sig i samma riktning (vilket absolut inte är sant) samt att tvärsnittet för neutronspridning är oberoende av neutronenergin, $\sigma_s = 20$ barn.

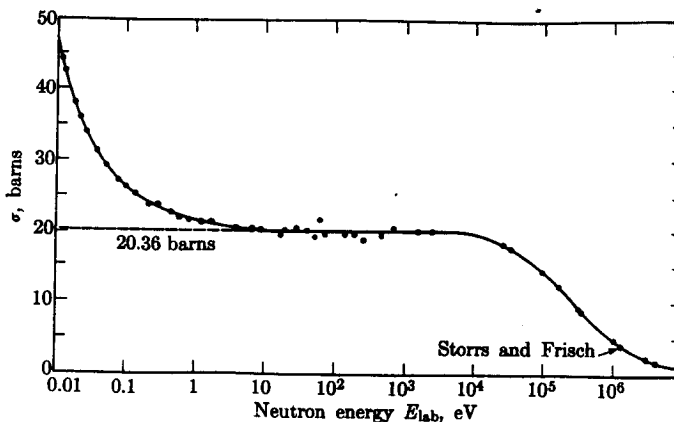


Fig. 5. Spridningstvårsnittet för neutroner mot väte.

Resultat:	Antal kollisioner	$n = \dots\dots\dots$
	Fria medelväglängden för spridning	$\lambda_s = \dots\dots\dots$
	Paraffintjocklek	$d = \dots\dots\dots$

OBS! Den paraffintjocklek som behövs blir naturligtvis avsevärt mindre eftersom neutronerna inte rör sig i en enda riktning. Man kan visa att medelvärdet av $\cos \theta$ där θ är spridningsvinkeln i lab-systemet, blir

$$\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3A} \quad (24)$$

där A är spridarkärnornas masstal

EXPERIMENTANORDNING

Neutronkällan, som består av en blandning av pulvriserat Be och RaCl_2 befinner sig i centrum av ett cylinderformat paraffinblock. På avståndet 2.5 cm (pos. 1) från källans centrum finns möjlighet att placera silverbleck för aktivering med neutroner utan paraffin mellan neutronkällan och silverblecket. På avstånden 5.5 cm (pos.2) och 8.5 cm (pos.3) från källans centrum kan silverblecket aktiveras med 3 cm respektive 6 cm paraffin som moderator. Silverblecken kan omges med Cd-skydd för eliminering av termiska neutroner.

För att registrera och räkna β -partiklar från de aktiverade silverblecken finns GM-rör med tillhörande elektronik för spänningsförsörjning och räkning av pulser. GM-röret, som används är ett sk ändfönsterrör, ett klockformat rör, vars fönster består av ett ungefär 2.5 mg/cm^2 tjockt glimmerfolium. Fönstret absorberar mindre än 2.5 % av elektronerna från det aktiverade silvret.

ANALYS AV EN KOMPLEX SÖNDERFALLSKURVA

Vid aktiveringen av silverblecket produceras som tidigare sagts de två silverisotoperna ^{108}Ag och ^{110}Ag . För att bestämma halveringstiderna för dessa aktiveras silverblecket under en viss tid, varefter intensiteten av β -partiklar som utsändes vid sönderfallen studeras som funktion av tiden. Det finns inte någon möjlighet att särskilja β -partiklarna från ^{108}Ag och ^{110}Ag . Eftersom de två isotoperna har olika halveringstider är det emellertid möjligt att bestämma båda halveringstiderna.

UTFÖRANDE

OBSERVERA! Ta inte i Cd-skyddet med fingrarna. Kadmium är giftigt!

1. Undersök om det finns någon bakgrundsaktivitet genom att mäta på ett oaktiverat silverbleck i GM-röret under 10 minuter. Om så är fallet gör lämpliga korrekitioner för bakgrundsaktiviteten.
2. Undersök vilken av följande tre "neutron typer", som är bäst att använda för aktivering, genom att mäta aktiviteten hos blecket efter aktivering (i 2 minuter) i de tre olika positionerna med och utan Cd-skydd.
 - a) snabba neutroner + resonansneutroner
 - b) termiska neutroner + resonansneutroner
 - c) resonansneutroner

Försök också att avgöra om det är någon skillnad i neutronenergifördelningen vid avstånden 5.5 cm (pos. 2) och 8.5 cm (pos. 3) från neutronkällans centrum, dvs med 3 resp. 6 cm paraffin mellan kärnan och silverblecken.

Beskriv här hur du erhåller neutroner av typerna a), b) och c).

a)

.....

b)

.....

c)

.....

OBS! Korrigera för skillnader i rymdvinkel vid de olika aktiveringspositionerna.

3. Redogör här för resultatet av undersökningarna. Av redogörelsen bör framgå vilken aktiveringsposition som är lämpligast att använda för bästa resultat. Ger resultatet av mätningarna något generellt svar på frågan, vilken av de tre typerna av neutroner som aktiverar silver bäst? Kan man dra någon slutsats om tvärsnittet för termiska neutroner jämfört med resonansneutroner?

.....

.....

.....

.....

.....

4. När den lämpligaste aktiveringspositionen är bestämd ska en lämplig tid för att aktivera silverblecket bestämmas. Om vi studerar sid. 169 (i K.S.Krane) så inser vi att tiden vi behöver aktivera vårt preparat för att uppnå en viss aktivitet är beroende på halveringstiden för den skapade radioaktiva isotopen. Från det sambandet ska vi uppskatta tiden vi behöver aktivera silverblecket för att uppnå tillräcklig aktivitet. Halveringstiden hos den långlivade silverisotopen är mindre än 3 minuter. Hör efter med handledaren om tiden ni kommit fram till är rimlig. Bestäm sedan halveringstiderna för ^{108}Ag och ^{110}Ag .

Resultat: $T_{1/2}(^{108}\text{Ag}) = \dots\dots\dots$

$T_{1/2}(^{110}\text{Ag}) = \dots\dots\dots$