



Achtergrondinformatie

Eigenschappen van ioniserende straling

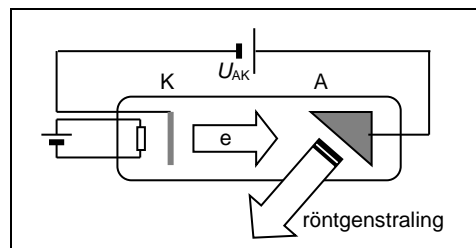
Bij het uitzenden van *ioniserende straling* – röntgenstraling en α -, β - en γ -straling – door materie gaat het om processen die zich afspelen in het *atoom*. Een atoom bestaat uit een *atoomkern* en in schillen daaromheen de *elektronen*.

Röntgenstraling

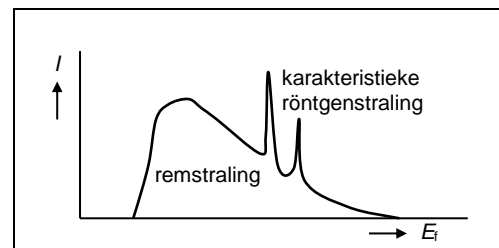
Röntgenstraling ontstaat door interactie van versnelde vrije elektronen met atomen van het anodemateriaal in een röntgenbuis.

Röntgenbuis – In een röntgenbuis (zie figuur 1) komen door verhitting van de kathode elektronen vrij. Deze vrije elektronen worden in het elektrisch veld tussen de kathode en de anode (als gevolg van een spanning over de buis) versneld in de richting van de anode, waarna ze door het anodemateriaal worden geabsorbeerd.

Röntgenspectrum – Als de op de anode invallende elektronen door interactie met de atomen van het anodemateriaal worden afgeremd en/of van richting veranderen, zenden ze fotonen uit: *röntgenfotonen*. Deze fotonen noemen we de *remstraling*. Deze remstraling heeft een continu spectrum: alle waarden van de foton-energie E_f – en dus van de frequentie f (want: $E_f = h \cdot f$) – tot een bepaald maximum (de energie van de op de anode invallende elektronen) zijn erin vertegenwoordigd (zie figuur 2). Een invallend elektron kan ook door botsing een elektron uit één van de binnenschillen (de K- of de L-schil) van een atoom van het anodemateriaal wegschieten. Het 'gat' in deze binnenschil wordt dan opgevuld door terugval van een elektron uit één van de hogere schillen. Het energieverschil van het elektron in de beide schillen wordt uitgezonden in de vorm van een röntgenfoton. Deze fotonen noemen we de *karakteristieke röntgenstraling*. Deze karakteristieke röntgenstraling heeft een lijnspectrum (zie figuur 2). De ligging van de lijnen in dit spectrum is karakteristiek voor de soort atomen in het anodemateriaal.



Figuur 1 – Röntgenbuis: de op de anode A invallende, versnelde elektronen produceren röntgenstraling.



Figuur 2 – Röntgenspectrum: de intensiteit I van de röntgenstraling als functie van de foton-energie E_f .

Experimenten

De volgende experimenten in het *Ioniserende Stralen Practicum* gaan over het onderwerp röntgenstraling:

- 14 Röntgenapparaat
- 15 Ionisatie van lucht door röntgenstraling
- 16 Bragg-reflectie

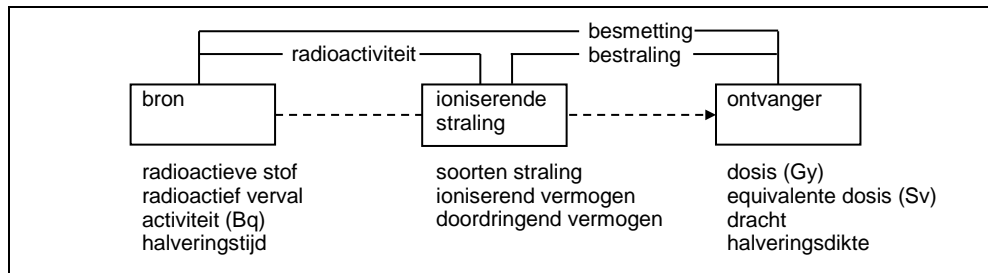
Radioactiviteit

Bij het onderwerp radioactiviteit hebben we te maken met een groot aantal begrippen en relaties tussen die begrippen. Een eerste ordening daarvan is weergegeven in het schema van figuur 3.

In dit schema is een aantal begrippen gerangschikt volgens de indeling bron – straling – ontvanger. Zo horen de begrippen *activiteit* en *halveringstijd* bij de *bron*, en begrippen als *dosis* en *equivalente dosis* bij de *ontvanger* van ioniserende straling. Enkele andere begrippen vormen een verbinding tussen de elementen bron, straling en ontvanger. In dit schema is *radioactiviteit* een proces dat kenmerkend is voor radioactieve stoffen (de bron), waarbij radioactief verval optreedt en ioniserende straling wordt uitgezonden.

De twee andere verbindende begrippen in het schema zijn *bestraling* en *besmetting*. Bij *bestraling* hebben we te maken met een proces waarbij een ontvanger door straling wordt

getroffen, en bij *besmetting* met een toestand waarbij een ontvanger radioactieve stoffen (een bron) bevat – zie daarvoor de pagina [Effecten van ioniserende straling](#).



Figuur 3 – Het schema bron – straling – ontvanger met enkele bijbehorende basisbegrippen.

Straling van radioactieve stoffen

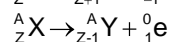
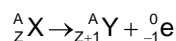
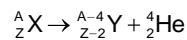
Bij het uitzenden van ioniserende straling – α -, β - en γ -straling – door radioactieve stoffen gaat het om processen in de atoomkern.

Atoomkern – Een atoomkern bestaat uit kerndeeltjes of *nucleonen*: *protonen* en *neutronen*. Het totale aantal nucleonen in de kern is het *massagetal* A . Het aantal protonen in de kern is het *atoomnummer* Z . Het aantal neutronen N in de kern is dan gelijk aan $A - Z$. *Isotopen* zijn kernen met hetzelfde atoomnummer Z , maar met een verschillend aantal neutronen en dus een verschillend massagetal A . Een isotoop van het nuclide X met een atoomnummer Z en een massagetal A wordt weergegeven als:

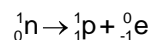


Radioactief verval – Instabiele kernen ondergaan radioactief verval: ze veranderen in een andere kern onder uitzenden van een α -, β - of γ -deeltje. Een α -deeltje is een heliumkern met twee protonen en twee neutronen. Een β -deeltje is een *elektron* (β^-) of een *positron* (β^+ : het anti-deeltje van het elektron). Een γ -deeltje is een hoogenergetisch *foton*.

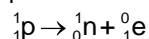
Alfa- en Bèta-verval – Het uitzenden van een α -, β^- of β^+ -deeltje bij het verval van een instabiele kern is weer te geven met de volgende algemene reactievergelijkingen:



Bij β^- -verval verandert een neutron in de kern in een proton en een elektron, waarna het elektron door de kern wordt uitgestoten:

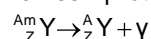


Bij β^+ -verval verandert een proton in de kern in een neutron en een positron, waarna het positron door de kern wordt uitgestoten:



Bij een dergelijk α - of β -verval is de gezamenlijke massa van de kern Y van het vervalproduct en het α - of β -deeltje kleiner dan de massa van de oorspronkelijke kern X . Er is dus sprake van een *massadefect* Δm . Daardoor komt bij radioactief verval energie vrij (want: $E = \Delta m \cdot c^2$). Deze energie wordt aan het uitgezonden α - of β -deeltje meegegeven in de vorm van kinetische energie.

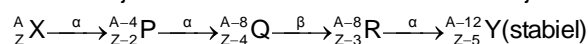
Gamma-verval – Na het uitzenden van een α - of β -deeltje door een nuclide X ontstaat in veel gevallen een kern van het nuclide Y in een *aangeslagen toestand*: een kern met teveel energie. Bij terugval naar de *grondtoestand* zendt de kern deze extra energie uit in de vorm van een γ -foton:



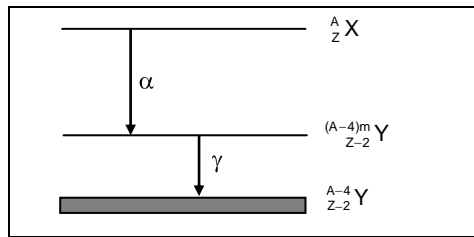
De letter m achter het massagetal van de instabiele kern geeft aan dat de kern zich in een aangeslagen toestand bevindt. De twee kernen in deze reactievergelijking – met hetzelfde atoomnummer Z en hetzelfde massagetal A – noemen we *isomeren*.

Vervalschema – Het uitzenden van een α - of β -deeltje of een γ -foton is weer te geven in een vervalschema (zie figuur 4 en 5).

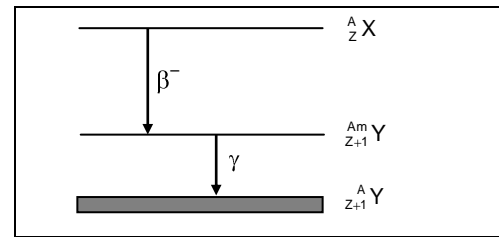
Vervalreeks – Sommige instabiele nucliden vervallen niet naar een stabiel maar naar een instabiel nuclide dat op zijn beurt ook weer vervalt. En ook dat vervalproduct kan weer instabiel zijn. Zo ontstaat een vervalreeks die altijd eindigt bij een stabiel nuclide:



In dit voorbeeld van een vervalreeks is boven de pijl aangegeven of er bij een vervalstap een α - of β -deeltje wordt uitgezonden.



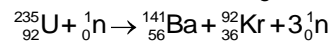
Figuur 4 – Het vervalschema van α -verval, waarbij naast het α -deeltje ook een γ -foton wordt uitgezonden.



Figuur 5 – Het vervalschema van β^- -verval, waarbij naast het β^- -deeltje ook een γ -foton wordt uitgezonden.

Naast α -, β - en γ -straling kunnen atomen ook nog twee andere soorten straling uitzenden: neutronenstraling bij *kernsplijting* en röntgenstraling bij *K-vangst*.

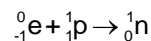
Kernsplijting – Als een zware kern wordt getroffen door een neutron kan kernsplijting optreden. De kern valt dan uiteen in twee of meer brokstukken en een of meer neutronen. Een voorbeeld is de volgende splijting van de uraniumisotoop ^{235}U :



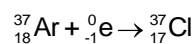
De uraniumisotoop ^{235}U kan ook in andere brokstukken uiteenvallen, bijvoorbeeld ^{140}Xe en ^{94}Sr . Daarbij komen twee neutronen vrij.

De bij deze kernsplijtingen vrijkomende neutronen vormen de *neutronenstraling*.

K-vangst – Sommige isotopen vervallen door een elektron uit de K-schil de kern in te trekken. Dit vervalproces noemen we *K-vangst*. In de kern wordt het elektron samen met een proton omgezet in een neutron:



Een voorbeeld van verval door K-vangst is de argonisotoop ^{37}Ar :



In deze reactievergelijking is het elektron dus afkomstig uit de K-schil van het argonatoom. Het 'gat' in de K-schil van het ontstane chlooratoom wordt opgevuld door terugval van een elektron uit één van de hogere schillen. En daarbij komt dus *röntgenstraling* vrij (zie Röntgenspectrum).

Experimenten

De volgende experimenten in het *Ioniserende Stralen Practicum* gaan over het onderwerp stralingssoorten:

- 7 Energie van β -deeltjes
- 13 Kwalitatieve identificatie van radioactieve bronnen
- 17 Gamma-spectrometrie

Activiteit en halveringstijd

Vervalconstante – Radioactief verval is een statistisch proces. Voor een groot aantal instabiele kernen ontstaat er een bepaalde regelmaat in het verval. Het aantal kernen ΔN dat per tijdseenheid Δt vervalt rond het tijdstip t is dan recht evenredig met het aantal op dat moment nog aanwezige instabiele kernen N_t :

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda \cdot N_t \quad [1]$$

De evenredigheidsconstante λ noemen we de *vervalconstante*. De waarde van deze vervalconstante hangt af van de nuclide.

Vergelijking [1] is een zogenaamde differentiaalvergelijking. De oplossing van deze vergelijking geeft het aantal nog aanwezige instabiele kernen N_t als functie van de tijd t .

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad [2]$$

In deze formule is N_0 het aantal aanwezige instabiele kernen op het tijdstip $t = 0$ s.

Vergelijking [2] laat zien dat het aantal nog aanwezige instabiele kernen N_t exponentieel afneemt in de loop van de tijd t , en dat het tempo waarin dat gebeurt afhangt van de vervalconstante λ . Hoe groter de vervalconstante is, des te sneller neemt het aantal nog aanwezige instabiele kernen af tot nul.

Activiteit – Het quotiënt $\Delta N/\Delta t$ in vergelijking [1] is het aantal vervallende kernen per tijdseenheid. Nemen we voor deze tijdseenheid de seconde, dan is het quotiënt $\Delta N/\Delta t$ gedefinieerd als de *activiteit* A (met als eenheid de *becquerel*: 1 Bq = 1 desintegratie per seconde). Voor de activiteit A_0 op het tijdstip $t = 0$ s geldt dan volgens vergelijking [1]:

$$A_0 = \frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda \cdot N_0 \quad [3]$$

Vergelijking [3] laat zien dat de activiteit A_0 op het tijdstip $t = 0$ s afhangt van het aantal aanwezige instabiele kernen N_0 en van de vervalconstante λ . Hoe groter het aantal aanwezige instabiele kernen en/of hoe groter de vervalconstante is, des te groter is de activiteit op het tijdstip $t = 0$ s.

Het combineren van de vergelijkingen [1], [2] en [3] levert de activiteit A_t als functie van de tijd t :

$$A_t = \frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda \cdot N_t = -\lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad [4]$$

Vergelijking [4] laat zien dat ook de activiteit A_t exponentieel afneemt in de loop van de tijd t , en dat het tempo waarin dat gebeurt afhangt van de vervalconstante λ . Hoe groter de vervalconstante is, des te sneller neemt de activiteit af tot nul.

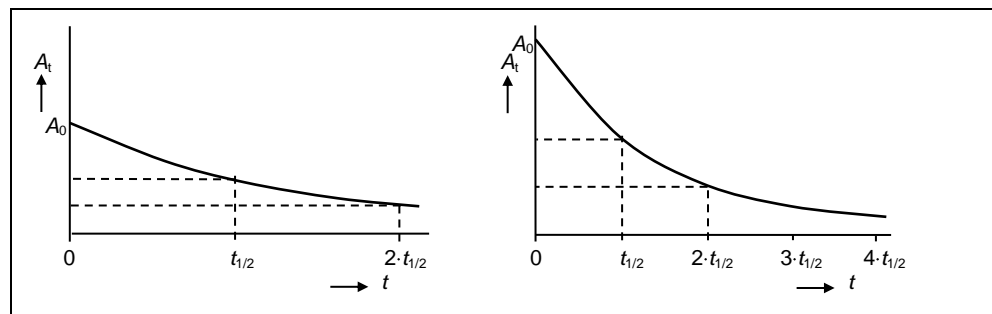
De waarde van de vervalconstante λ heeft dus op twee punten invloed op het vervalproces: hoe groter de vervalconstante is, des te groter is de activiteit in het begin en des te sneller neemt die activiteit daarna af tot nul (zie figuur 6).

Halveringstijd – Het radioactief verval is niet alleen te beschrijven met behulp van de vervalconstante λ , maar ook met de *halveringstijd*. De halveringstijd $t_{1/2}$ is de tijd waarin steeds de helft van het aantal aanwezige instabiele kernen vervalst. Op een tijdstip $t = t_{1/2}$ zal dus het aantal nog aanwezige instabiele kernen N_t de helft zijn van het oorspronkelijke aantal N_0 : $N_t = \frac{1}{2} \cdot N_0$. Op een tijdstip $t = 2 \cdot t_{1/2}$ is het aantal nog aanwezige instabiele kernen weer een factor 2 kleiner: $N_t = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot N_0 = \frac{1}{4} \cdot N_0$. Omdat de activiteit A_t evenredig is met het aantal nog aanwezige instabiele kernen N_t zal ook de activiteit van een radioactieve bron na één halveringstijd de helft zijn van de oorspronkelijke activiteit, na twee halveringstijden nog maar een kwart enzovoort (zie figuur 6).

De vergelijkingen [2] en [4] voor het aantal nog aanwezige instabiele kernen N_t en de activiteit A_t zijn ook te schrijven met behulp van de halveringstijd:

$$N_t = N_0 \cdot (1/2)^{t/t_{1/2}} \quad [5]$$

$$A_t = A_0 \cdot (1/2)^{t/t_{1/2}} \quad [6]$$



Figuur 6 – De activiteit A_t van een bron met een kleine (links) en een grote (rechts) vervalconstante λ , als op het tijdstip $t = 0$ s hetzelfde aantal instabiele kernen N_0 aanwezig is. Hoe groter de vervalconstante is, des te kleiner is de halveringstijd $t_{1/2}$ en des te sneller neemt de activiteit van de bron af.

Het combineren van de vergelijkingen [4] en [6] (of van de vergelijkingen [2] en [5]) geeft het verband tussen de halveringstijd $t_{1/2}$ en de vervalconstante λ :

$$A_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot (1/2)^{t/t_{1/2}} \rightarrow \ln(e^{-\lambda t}) = \ln(2^{-1})^{t/t_{1/2}} \rightarrow -\lambda \cdot t = -\frac{t}{t_{1/2}} \cdot \ln 2 \rightarrow$$

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad [7]$$

Vergelijking [7] laat zien dat een grote waarde van de vervalconstante λ een kleine halveringstijd $t_{1/2}$ oplevert. De eerder beschreven invloed van de vervalconstante op het vervalproces is nu dus ook als volgt te beschrijven: hoe kleiner de halveringstijd is, des te groter is de activiteit in het begin en des te sneller neemt die activiteit daarna af tot nul (zie figuur 6).

Experimenten

De volgende experimenten in het *Ioniserende Stralen Practicum* gaan over het onderwerp activiteit en halveringstijd:

- 2 Radioactief verval van radon-220
- 3 Statistische spreiding
- 10 Minigenerator: de bariumkoe
- 20 Radioactief verval van protactinium-234
- 21 Ouderdomsbepaling van radioactieve bronnen

Simulaties

Simulaties van het radioactief verval zijn te vinden op de volgende twee websites:

<http://www.walter-fendt.de/ph11nl/> > kernfysica > vervalwet

<http://www.colorado.edu/physics/2000/index.pl> > science trek > isotopes & radioactivity > half life

Detectie

Voor de detectie van ioniserende straling is een aantal detectors beschikbaar, waaronder de *Geiger-Müller telbuis*, de *scintillatiedetector*, de *dosismeter* en het *Wilsonvat*. Andere detectoren voor ioniserende straling, zoals het *bellenvat* en de *dradenkamer*, worden vooral gebruikt in het onderzoek naar interacties tussen elementaire deeltjes met de grote deeltjes-versnellers.

GM-telbuis – De Geiger-Müller telbuis bestaat uit een gasgevulde metalen cilinder met op de cilinderas een metalen draad. Over de cilinder (de kathode) en de draad (de anode) staat een spanning met een grootte-orde van 10^3 V. Deze detector is vooral gevoelig voor β -deeltjes. Als zo'n deeltje de telbuis binnendringt, veroorzaakt het ionisatie van één of meer gasatomen. De vrijgemaakte elektronen worden naar de positief geladen anode-draad getrokken. Terwijl ze daarbij worden versneld ioniseren ze andere gasatomen op hun weg. Zo bereikt een 'lawine' van elektronen de anode-draad en levert daar een spanningspuls. Na versterking gaat deze puls naar een elektronische teller die het aantal pulsen telt. De pulsen zijn ook te horen na het inschakelen van de luidspreker op de teller.

Scintillatiedetector – De scintillatiedetector is geschikt voor het detecteren van γ - en röntgenfotonen. De detector bestaat uit een vaste stof, een vloeistof of een gas waarvan de atomen na absorptie van de energie van binnendringende fotonen op hun beurt weer fotonen uitzenden, maar nu in het zichtbare gebied van het elektromagnetisch spectrum. De absorptie van γ - en röntgenfotonen levert dus in dit *scintillatiemateriaal* een kleine lichtflits. Deze lichtflits wordt met een *fotoversterkerbuis* of photo multiplier tube (PMT) omgezet en versterkt tot een spanningspuls voor een elektronische teller.

Dosismeter – De dosismeter bevat een materiaal dat de energie van de invallende straling absorbeert. Bij de oude dosimeters was dat een *fotografische film*. Na ontwikkelen van de film was de zwarting een maat voor de opgelopen dosis. Moderne dosimeters werken met het verschijnsel *thermoluminescentie*. Absorptie van invallende stralingsenergie brengt de atomen van het materiaal in een aangeslagen toestand. Bij verhitting van dit materiaal komt de opgeslagen stralingsenergie weer vrij in de vorm van fotonen in het zichtbare gebied van het elektromagnetisch spectrum. De intensiteit van dit licht is een maat voor de opgelopen dosis.

Wilsonvat – In een Wilsonvat zit lucht met daarin oververzadigde water- of alcohol damp. Deze toestand van de damp wordt bereikt door de lucht in het vat af te koelen met bijvoorbeeld vast koolstofdioxide. De binnendringende α - en β -deeltjes zorgen voor ionisaties. De gevormde ionen doen dienst als condensatiekernen voor de water- of alcohol damp. Langs de baan van het deeltje wordt zo een *condensatiespoor* van kleine water- of alcohol druppels zichtbaar. In een *expansievat* ontstaan de condensatiesporen op eenzelfde manier. In dit geval wordt de lage temperatuur echter bereikt door een snelle expansie van de lucht in het vat.

Experimenten

De volgende experimenten in het *Ioniserende Stralen Practicum* gaan over het onderwerp detectie:

- 6 Geiger-Müller telbuis
- 9 Wilsonvat

Simulaties

Simulaties van de werking van een fotoversterkerbuis of photo multiplier tube (PMT) zijn te vinden op de volgende website:

<http://www.natuurkunde.nl> > zoeken (zoekwoord: PMT)

Dosimetrie

Ioniserende straling kan schade toebrengen aan materialen, waaronder biologisch weefsel. Het kwantificeren van de hoeveelheid straling is het terrein van de *dosimetrie*.

Activiteit – De activiteit A van een radioactieve bron geeft het aantal desintegraties van instabiele kernen – en dus ook het aantal uitgezonden α - of β -deeltjes of γ -fotonen – per seconde. De activiteit meten we in de eenheid *becquerel* (afgekort: Bq): $1 \text{ Bq} = 1$ desintegratie per seconde.

Dosis – De dosis D geeft de geabsorbeerde energie per kilogram van het absorberende materiaal:

$$D = \frac{E_{\text{abs}}}{m} \quad [8]$$

In deze formule is E_{abs} de geabsorbeerde energie en m de massa van het absorberende materiaal. De dosis meten we in de eenheid *gray* (afgekort: Gy): $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$.

Equivalentente dosis – De equivalentente dosis H is gelijk aan de dosis D , vermenigvuldigd met een *weefactor* w_R :

$$H = w_R \cdot D \quad [9]$$

De weefactor w_R brengt het verschil in biologisch effect van – of de aangerichte schade door – de verschillende stralingssoorten in rekening. Een dosis α -straling heeft een groter biologisch effect dan eenzelfde dosis β -, γ - of röntgenstraling. De weefactor heeft voor α -straling dan ook een grotere waarde dan die voor de andere drie stralingssoorten: $w_{R,\alpha} = 20$ en $w_{R,\beta,\gamma,\text{rönt}} = 1$. De effectieve dosis meten we in de eenheid *sievert* (afgekort: Sv) bij een dosis uitgedrukt in Gy.

Het verschil in biologisch effect van de verschillende stralingssoorten wordt veroorzaakt door een verschil in *ioniserend vermogen*: voor α -deeltjes is dat ioniserend vermogen groot, voor β -deeltjes minder en voor γ - en röntgenfotonen nog minder.

Absorptie – Het gaat bij de opgelopen stralingsdosis om de geabsorbeerde *energie*. Het α - of β -deeltje of het γ -foton dragen hun energie over aan het absorberend materiaal. De deeltjes zelf blijven daarna als ‘normale’ deeltjes in het materiaal zitten: een α -deeltje zal twee vrije elektronen ‘invangen’ en verandert daardoor in een heliumatoom, een β -deeltje gaat deel uitmaken van de verzameling vrije elektronen in het materiaal. Een γ -foton is na de overdracht van zijn energie zelfs volledig verdwenen. Het absorberend materiaal wordt dus door de absorptie van α -, β - of γ -straling niet zelf radioactief.

Afstand en absorptie

De intensiteit van ioniserende straling – of de stralingsenergie per seconde per vierkante meter – hangt af van de afstand tot de radioactieve bron en van de afscherming tussen bron en ontvanger.

Afstand – Voor het verband tussen de stralingsintensiteit I en de afstand r tot een puntbron geldt de *kwadratenwet*:

$$I = \frac{C}{r^2} \quad [10]$$

Vergelijking [10] laat zien dat de stralingsintensiteit I afneemt met het kwadraat van de afstand r tot de bron. Of, met andere woorden: dat het verband tussen I en r omgekeerd kwadratisch is. Uit deze vergelijking is af te leiden hoe de stralingsintensiteiten I_1 en I_2 zich verhouden op verschillende afstanden (r_1 en r_2) tot de bron:

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 \quad [11]$$

De vergelijkingen [10] en [11] gelden alleen voor de stralingsintensiteit van een puntbron. Want alleen in dat geval verspreidt de stralingsenergie zich bij toenemende afstand r tot de bron over een steeds groter wordend boloppervlak. Omdat het oppervlak van een bol evenredig is met r^2 ($A_{\text{bol}} = 4 \cdot \pi \cdot r^2$), zal de stralingsintensiteit op dat boloppervlak omgekeerd evenredig zijn met r^2 .

Absorptie – Ioniserende straling die invalt op een materiaal wordt geabsorbeerd. Deze absorptie kan volledig of gedeeltelijk zijn. Dat hangt af van de soort straling, het soort

absorberend materiaal en de dikte van het materiaal.

Dracht – Het *doordringend vermogen* van α - en β -deeltjes is vrij klein. Na het afleggen van een bepaalde afstand in een materiaal (lucht, water, papier, aluminium enzovoort) zijn deze stralingssoorten volledig geabsorbeerd. We noemen deze afstand de *dracht* van α - en β -deeltjes. De waarde van deze dracht hangt af van het soort deeltje, de energie van het deeltje en de dichtheid ρ van het materiaal ($\rho = m/V$). In hetzelfde materiaal en bij dezelfde energie is de dracht van β -deeltjes groter dan die van α -deeltjes. Voor beide soorten deeltjes geldt: hoe groter de energie van het deeltje is, des te groter is de dracht. En voor beide soorten deeltjes geldt ook: hoe groter de dichtheid van het materiaal is, des te kleiner is de dracht.

Als de dikte van het absorberend materiaal kleiner is dan de dracht, zal een deel van de invallende α - of β -deeltjes door het materiaal heen komen. De absorptie van de invallende straling is dan onvolledig.

Absorptiecoëfficiënt – Het *doordringend vermogen* van γ - en röntgenfotonen is groter dan dat van α - en β -deeltjes. Deze twee stralingssoorten worden nooit volledig door een materiaal geabsorbeerd. De mate van absorptie hangt af van de foton-energie en van de dichtheid en de dikte van het materiaal. De intensiteit I_d van de doorgelaten straling neemt exponentieel af met de dikte d van het materiaal:

$$I_d = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad [12]$$

In deze formule is I_0 de intensiteit van de invallende straling en μ de *absorptiecoëfficiënt*. Hoe groter de absorptiecoëfficiënt van een materiaal is, des te sneller neemt de intensiteit van de doorgelaten straling af (zie figuur 7).

Halveringsdikte – Het afnemen van de intensiteit van de doorgelaten straling met de dikte van het materiaal is niet alleen te beschrijven met behulp van de absorptiecoëfficiënt μ , maar ook met de *halveringsdikte*. De halveringsdikte $d_{1/2}$ is de dikte waarbij steeds de helft van de straling wordt geabsorbeerd. Bij een materiaaldikte $d = d_{1/2}$ zal dus de intensiteit I_d van de doorgelaten straling de helft zijn van de intensiteit I_0 van de invallende straling: $I_d = \frac{1}{2} \cdot I_0$. Bij een materiaaldikte $d = 2 \cdot d_{1/2}$ is de intensiteit van de doorgelaten straling weer een factor 2 kleiner: $I_d = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot I_0 = \frac{1}{4} \cdot I_0$ (zie figuur 7).

Vergelijking [12] voor de intensiteit I_d van de doorgelaten straling is ook te schrijven met behulp van de halveringsdikte:

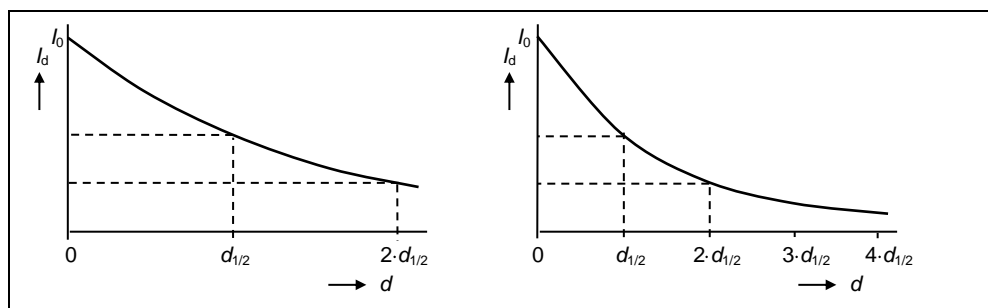
$$I_d = I_0 \cdot (1/2)^{d/d_{1/2}} \quad [13]$$

De halveringsdikte hangt af van de foton-energie en van het soort materiaal. Hoe groter de foton-energie is, des te groter is de halveringsdikte van een materiaal. En hoe groter de dichtheid ρ van het materiaal is, des te kleiner is de halveringsdikte.

Het combineren van de vergelijkingen [12] en [13] geeft het verband tussen de halveringsdikte $d_{1/2}$ en de absorptiecoëfficiënt μ :

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \quad [14]$$

Vergelijking [14] laat zien dat een grote waarde van de absorptiecoëfficiënt μ een kleine halveringsdikte $d_{1/2}$ oplevert. De eerder beschreven invloed van de absorptiecoëfficiënt op het absorptieproces is nu dus ook als volgt te beschrijven: hoe kleiner de halveringsdikte van een materiaal is, des te sneller neemt de intensiteit van de doorgelaten straling af (zie figuur 7).



Figuur 7 – De intensiteit I_d van de doorgelaten straling bij een materiaal met een kleine (links) en een grote (rechts) absorptiecoëfficiënt μ bij dezelfde intensiteit I_0 van de invallende straling. Hoe groter de absorptiecoëfficiënt is, des te kleiner is de halveringsdikte $d_{1/2}$ en des te sneller neemt de intensiteit van de doorgelaten straling af.

Experimenten

De volgende experimenten in het *Ioniserende Stralen Practicum* gaan over het onderwerp afstand en absorptie:

- 1 Dracht van α -deeltjes in lucht
- 4 Terugstrooiing van β -deeltjes
- 5 Absorptie van β -deeltjes in aluminium en perspex
- 8 Kwadratenwet
- 11 Opsporen van lood
- 12 Absorptie van γ -straling door lood
- 18 Bepaling van de elasticiteitsmodulus van rubber
- 19 Dracht van α -deeltjes afhankelijk van de luchtdruk
- 22 Absorptiecoëfficiënten van aluminium voor γ -straling

Examenprogramma

Op de docentenpagina [ISP in de Tweede Fase](#) staan de examenprogramma's natuurkunde voor HAVO en VWO voor zover het gaat om het onderwerp ioniserende straling. Daarbij gaat het om twee soorten examenprogramma's: het oude programma tot en met het examen in 2014 en het nieuwe programma vanaf het examen in 2015 voor HAVO, en het oude programma tot en met het examen in 2015 en het nieuwe programma vanaf het examen in 2016 voor VWO. De verschillen tussen de oude en de nieuwe examenprogramma's zijn overigens vrij klein. Het grootste verschil is dat in het nieuwe examenprogramma het onderwerp ioniserende straling in het subdomein B2 is geplaatst in de context van medische beeldvorming, en dat het onderwerp kernenergie voor HAVO is komen te vervallen en voor VWO is verplaatst naar het (keuze)subdomein E3. Het bovenstaande overzicht van de eigenschappen van ioniserende straling gaat verder dan wat in deze examenprogramma's staat beschreven. Begrippen als *vervalconstante* en *absorptiecoëfficiënt* en de relaties waarin deze grootheden voorkomen staan er bijvoorbeeld niet in. Bovendien is in het examenprogramma natuurkunde voor HAVO het rekenen met *activiteit en halveringstijd of stralingsintensiteit en halveringsdikte* beperkt tot eenvoudige situaties waarin de tijd of de dikte is beperkt tot een geheel aantal malen de halveringstijd of de halveringsdikte. Dat betekent dat het voldoende is om te weten dat na elke halveringstijd de activiteit van een bron is gehalveerd, en dat na elke halveringsdikte de intensiteit van de doorgelaten straling is gehalveerd. Op de docentenpagina [Samenvattingen](#) staan powerpoint-presentaties met een samenvatting van het onderwerp ioniserende straling.