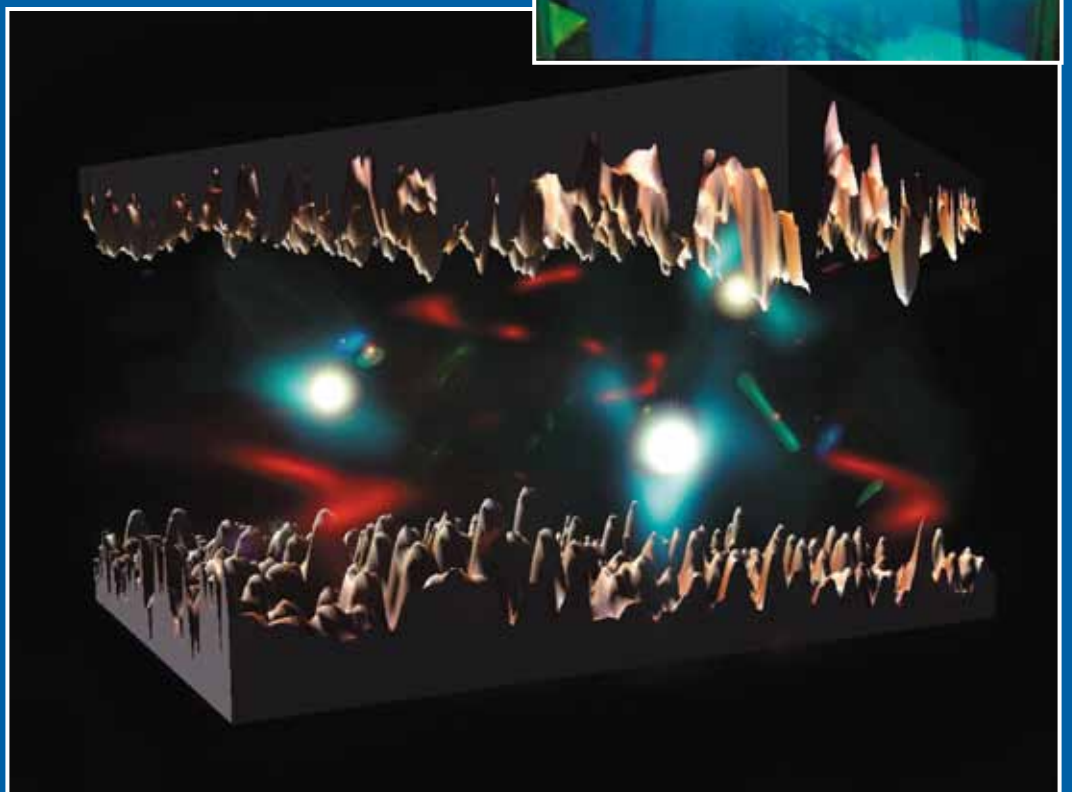


NEVAC *blad*

JAARGANG 46 / UITGAVE 3

De Delftse intense positronenbundel



Verder in de uitgave:

- Het Casimir effect
- Agenda



MET EEN KANON OP EEN MUG SCHIETEN

Is effectief maar erg kostbaar. Waarom geen kleinere, efficiëntere en goedkopere lekzoeker hanteren om die ene "mug" te vangen?

Adixen heeft de oplossing voor U!

Voor de vele toepassingen waarvoor lekzoekers worden gebruikt, is een kleiner en goedkoper alternatief ontwikkeld. Extreem compact, eenvoudig te bedienen en goedkoop in gebruik. **Uitermate geschikt voor alle overdruk toepassingen.**

Op www.adixen.nl vindt u meer informatie over ons compleet programma helium en waterstof lekzoekers.



Alcatel Vacuum Technology · Landzichtweg 60 · 4105 DP Culemborg
Tel: + 31 (0) 345478400 · Fax: +31 (0) 345531076 · e-mail: info@adixen.nl

INFO-VOUCHER

Stuur mij de volgende brochures toe:

- Waterstof Lekzoekers Helium Lekzoekers
- Draaischuifpompen Roots pompen
- Turbo pompen Meetinstrumenten en kleppen
- Flenzen
- Complete Catalogus

Bedrijf

Naam

Straat

PC+plaats

Tel Fax

Colofon

Redactie

Dr. ir. B.J. Kooi

Web-adres

www.nevac.nl

Redactiesecretariaat

Dr. ir. B.J. Kooi
Rijks Universiteit Groningen
Applied Physics
Zernike Institute for Advanced Materials
Nijenborgh 4
9747 AG Groningen
telefoon: 050-3634896
e-mail: bj.kooi@rug.nl

Adres abonnementenadministratie

Dr. A.R.H.F. Ettema
SPECS Nanotechnology BV
Delftechpark 26
2628 XH Delft, The Netherlands
Telefoon: +31 15 2600406
Fax: +31 15 2600405
e-mail: ettema@specs-nanotechnology.nl

Abonnementen

Binnenland € 25,- per jaar
Buitenland € 35,- per jaar

Advertentie-exploitatie en druk

AriëS Grafische vormgeving / Ben Mobach
Torenberglaan 42
5628 EP Eindhoven
Telefoon 040 - 242 23 66 / 06 248 60 322
e-mail: ben.mobach@chello.nl

Grafische vormgeving, pre-press en productie

AriëS Grafische vormgeving / Ben Mobach
Eindhoven

Verschijningstijdstippen 2008

Tweede helft februari
Eerste helft mei
Tweede helft september
Eerste helft december

Diversen

Kopij inzenden naar het redactiesecretariaat. Lidmaatschap opgeven bij de ledenadministratie. Abonnementen opgeven bij abonnementenadministratie.

Vergoeding kopij

Artikelen in het Nederlands van welke aard dan ook over vacuümtechniek en haar toepassingen worden door de redactie zeer op prijs gesteld. In bepaalde gevallen kan voor artikelen zonder commerciële achtergronden een vergoeding van € 20,- per pagina tekst worden gegeven.

ISSN 0169-9431

Op de voorpagina

Het bovenste figuur toont de in bedrijf zijnde kern van de 2 MW reactor in Delft, waarbij zes bundelpijpen aan weerszijden van de kern zichtbaar zijn. Eén van deze pijpen vormt de bron van de intense positronenbundel, waarover het eerste verhaal in deze uitgave van het NEVACblad gaat.

Het figuur onder toont een 'artist impression' van vacuümfluctuaties tussen ruwe oppervlakken die verantwoordelijk gehouden kunnen worden voor het zogenaamde Casimir effect. Het 2^e artikel in deze uitgave gaat over het Casimir effect en recente metingen daaraan in Groningen.

Verenigingsgegevens

Ereleden

G. Ikking, Artemisstraat 34, 2624 ZN Delft
Prof.dr. J. Kistemaker, Jan Steenlaan 27, flat C2, 3723 BT Bilthoven
Ir. J.H. Makkink, Wilhelminasingel 36, 2641 JD Pijnacker
Prof.dr. J. v.d. Veen, Schubertlaan 8, 1411 HZ Naarden
Dr.ir. E.P.Th.M. Suurmeijer, Elzenlaan 11, 9321 GL Peize
Ir. J. Verhoeven, Kon. Julianaweg 23, 3628 BN Kockengen
L.G.J.M. Hassink, Stibbe 23, 2421 MR Nieuwkoop
Th. Mulder, Ambachtsheerelaan 60, 3481 GM Harmelen

Bestuur

Prof.dr. P.M. Koenraad, voorzitter
J.W.M. van Kessel, secretaris
Dr. P.A. Zeijlman van Emmichoven, vice-voorzitter
Dr. A.R.H.F. Ettema, penningmeester

Adres secretariaat

Jan W.M. van Kessel
Dept. of Solid State Chemistry (Kamer HG 03.616), Faculty of Sciences, Radboud Universiteit Nijmegen, Toernooiveld 1 6525 ED Nijmegen. Telefoon: 024-3653068, e-mail: J.vanKessel@science.ru.nl

Adres ledenadministratie

p/a Dr. A.R.H.F. Ettema
SPECS Nanotechnology BV, Delftechpark 26, 2628 XH Delft, The Netherlands
Telefoon: +31 15 2600406, Fax: +31 15 2600405, e-mail: ettema@specs-nanotechnology.nl

Inlichtingen over opleidingen en examens

Dr.ir. E.P.Th.M. Suurmeijer
Elzenlaan 11, 9321 GL Peize. Telefoon: 050-5032556, e-mail: eptm.suurmeijer@kpnplanet.nl

Penningmeester NEVAC

Postgiro 1851529, o.v.v.: Penningmeester NEVAC, t.a.v. Dr. A.R.H.F. Ettema, Delftechpark 26, 2628 XH Delft

Contributies

Contributie € 18,- per jaar Studenten/promovendi € 4,50 per jaar
Bedrijfsleden € 136,- per jaar

Inhoud

Agenda	pagina	4
De Delftse intense positronen bundel POSH	pagina	5
Het Casimir effect: gebaseerd op iets of helemaal niets?	pagina	11

Agenda

13-17 oktober 2008

61st Annual Gaseous Electronics Conference (Dallas, TX, USA)

Voor meer informatie zie: <http://www.utdallas.edu/gec/>

13-18 oktober 2008

IAEA Fusion Energy Conference (Geneve, Zwitserland)

Voor meer informatie zie: <http://www.pub.iaea.org/mtcd/meetings/Announcements.asp?ConfID=165>

19-24 oktober 2008

AVS 55th International Symposium and Exhibition (Boston, MA, USA)

Voor meer informatie zie: <http://www.avs.org/>

9-13 november 2008

International Symposium on Surface Science and Nanotechnology (Tokyo, Japan)

Voor meer informatie zie: <http://www.sssj.org/liss5/>

10-14 november 2008

53rd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (Austin, TX, USA)

Voor meer informatie zie: <http://www.magnetism.org/>

17-20 november 2008

14th International Conference on Thin Films & Reactive Sputter Deposition (Gent, België)

Voor meer informatie zie: <http://www.ictf14.ugent.be/>

17-21 november 2008

50th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics (Dallas, TX, USA)

Voor meer informatie zie: <http://www.aps.org/meetings/unit/dpp/index.cfm>

1-5 december 2008

MRS Fall Meeting (Boston, MA, USA)

Voor meer informatie zie: http://www.mrs.org/ls_mrs/sec.asp?CID=13669&DID=20824

13-17 januari 2009

The Conference on the Physics and Chemistry of Semiconductor Interfaces (PCSI-35) (Santa Fe, NM, USA)

Voor meer informatie zie: <http://www.psciconference.org/>

Redactioneel

Dit derde nummer van 2008 bevat in hoofdzaak twee wetenschappelijk verhalen.

Het eerste verhaal, geschreven door Henk Schut, Stephan Eijt en Jan de Roode van de Technische Universiteit Delft, Faculteit Technische Natuurwetenschappen, gaat over de intense positronenbundel die verkregen wordt uit de 2 MW onderzoeksreactor in Delft. Veel technische details met betrekking tot het ontwerp en de werking van de intense positronenbundel worden gegeven en ook enkele onderzoeksapplicaties komen aan bod in dit uitgebreide, maar zeer lezenswaardige verhaal.

Het tweede artikel is van de hand van Peter van Zwol, George Palasantzas en Jeff De Hosson (Universiteit van Groningen, Technische Natuurkunde, Zernike Instituut voor Advanced Materials) en handelt over het Casimir effect en metingen die daaraan recent in Groningen hebben plaatsgevonden. Dit artikel geeft een 'extra dimensie' aan het begrip vacuüm.

De sluitingsdatum van kopij voor het vierde nummer van het NEVAC-blad 2008 is 24 oktober 2008.

De Delftse intense positronen bundel POSH

H. Schut¹⁾, S.W.H. Eijt²⁾ en J. de Roode^{1,3)} Technische Universiteit Delft, Faculteit Technische Natuurwetenschappen, Afdeling Radiation, Radionuclides and Reactors, Mekelweg 15, 2629 JB Delft. ¹⁾ sectie Neutron and Positron Methods in Materials (NPM2) ²⁾ sectie Fundamental Aspects of Materials and Energy (FAME). ³⁾ Reactor Instituut Delft.

In deze bijdrage bespreken we het ontwerp en de werking van de intense ($10^8 \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$) positronenbundel faciliteit POSH. Positronen worden gecreëerd via de positron-elektron paarvormingsreactie in het prompt gamma-stralingsveld nabij de kern van de 2 MW onderzoeksreactor van het Reactor Instituut Delft (RID). Aan de hand van enkele voorbeelden worden de toepassingsmogelijkheden van de aan de POSH-bundel gekoppelde 2D-ACAR hoekcorrelatie opstelling besproken.

Het positron

In 1930 werd door Dirac op basis van de door hem opgestelde relativistische golfvergelijking het bestaan van een deeltje voorspeld dat we tegenwoordig kennen als het positron. In 1932 werd dit deeltje door Anderson experimenteel aangetoond [1] in opnames van kosmische straling in een zogenaamde nevelkamer. De bekende foto waarop een positronspoor is vastgelegd is weergegeven in figuur 1. Het positron is het antideeltje van het elektron, zij hebben dezelfde massa en spin (1/2), maar hun lading en magnetisch moment zijn tegengesteld. In vacuüm is een positron stabiel.

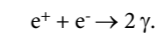
Positron interacties en annihilatie

Wanneer we een positron in een materiaal injecteren [2] zal het door ionisatie, botsingen met elektronen en door verstrooiing aan kristalroostertrillingen binnen enkele picoseconden zijn kinetische energie verliezen, waarna

het als gevolg van de afstotende Coulomb-interactie met de atoomkernen via interstitieel diffusie door het kristalrooster beweegt. Diezelfde Coulomb-interactie zorgt er tevens voor dat het positron een natuurlijke affiniteit heeft voor in het materiaal aanwezig open volume, bijvoorbeeld in de vorm van vacatures, vacatureclusters of nanoholten. Ook precipitaten kunnen de diffunderende positronen invangen mits de waarde van de betreffende positronaffiniteit lager is dan die van het omringende materiaal.

Uiteindelijk zal het positron annihilieren met één van de elektronen in zijn directe omgeving. Aangezien de toestand van de elektronen (zoals de lokale elektronendichtheid en impulsverdeling) rond een defect of in een precipitaat verschilt van die in het ongestoorde rooster, "ziet" een ingevangen positron een afwijkende elektronische omgeving.

In vrijwel alle gevallen resulteert de annihilatie in het uitzenden van twee fotonen (γ 's):



Uitwerken van bekende wetten voor behoud van energie en impuls leert dat in het nul-impulsstelsel de hoek tussen de twee fotonen

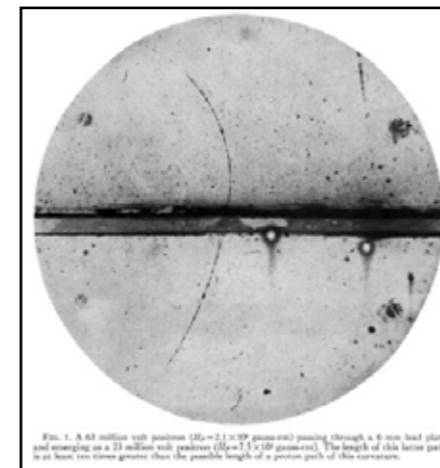
exact π radiaal bedraagt en dat elk foton een energie E_γ gelijk aan m_0c^2 (= 511 keV) meekrijgt. In het laboratoriumstelsel zorgt de impuls p van het $e^+ - e^-$ paar voor kleine afwijkingen in de hoek en energie volgens:

$$0 = p_x / m_0c, \quad \phi = p_y / m_0c \quad \text{en} \quad \Delta E_\gamma = \pm \frac{1}{2} c p_z.$$

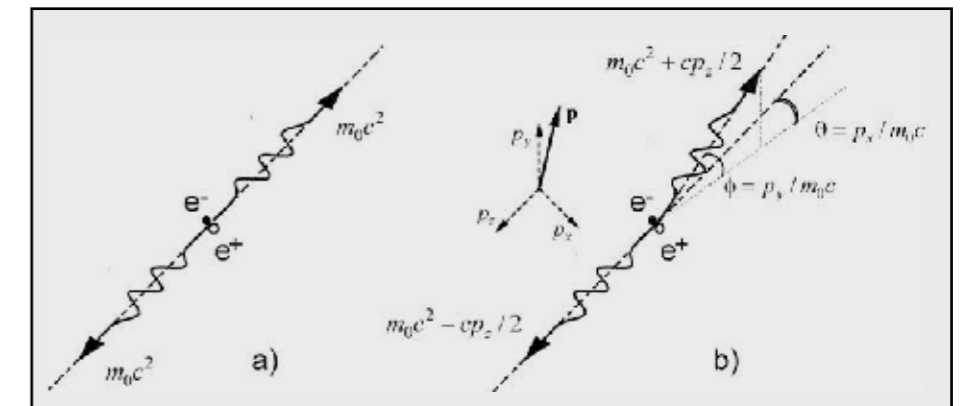
In figuur 2 zijn de hoeken en impulscomponenten gedefinieerd. Als we de bijdrage van het positron aan de totale impuls verwaarlozen zien we dus dat door meting van de hoeken tussen en/of energie van de uitgezonden g-fotonen informatie verkregen wordt over de 2-d en 1-d projecties van de impulsverdeling van de elektronen.

De eerste techniek staat bekend als 2-dimensionale hoekcorrelatie (2D-Angular Correlation of Annihilation Radiation, 2D-ACAR) en de tweede als Dopplerverbreiding (Positron Annihilation Doppler Broadening, PADB).

De positronlevensduurtechniek (Positron Annihilation Lifetime Spectroscopy, PALS) onderscheidt zich van de bovengenoemde technieken doordat het gevoelig is voor de lokale elektronendichtheid. Deze techniek meet de tijdsduur tussen het moment van injectie en de daarop volgende annihilatie van het positron. Typische positronlevensduren in metalen en halfgeleiders liggen tussen 100 en 250 ps, waarden die kunnen oplopen tot 500 ps indien in het materiaal open-volume aanwezig is. In polymeren en zeer poreuze materialen worden langere levensduren gemeten (1-2 ns). Deze zijn het gevolg van de vorming en annihilatie van positronium (Ps), een niet-stabiele gebonden toestand van een positron en een elektron.



Figuur 1. De door Anderson in 1932 met een nevelkamer gemaakte opname van een positron spoor [1]. De kromtestraal verandert nadat het positron een lodenplaatje is gepasseerd waardoor het gedeeltelijk is afgeremd. De bewegingsrichting van het positron is dus van onder naar boven in de figuur. Het magneetveld wijst in het vlak van de foto

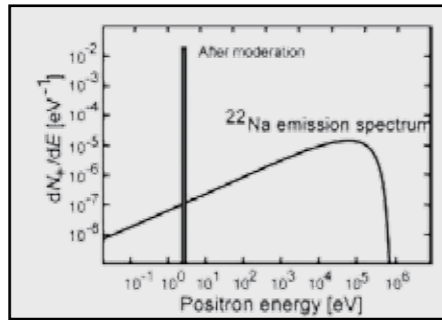


Figuur 2. Het twee-foton annihilatie proces in: a) nul-impulsstelsel; b) laboratoriumstelsel.

Snelle en langzame positronen

Een veelvuldig gebruikte bron voor positronen is ^{22}Na . Dit isotoop heeft een halfwaardetijd van 2.6 jaar en vervalt naar ^{22}Ne . In 90% van het verval geschiedt dit via positronemissie. Het in figuur 3 weergegeven emissiespectrum van door ^{22}Na uitgezonden positronen toont een brede verdeling van de kinetische energieën tot aan 540 keV met een maximum bij 180 keV. Directe injectie van deze “snelle” positronen in een materiaal resulteert in een met toenemende diepte exponentieel afnemend implantatieprofiel gekarakteriseerd door een gemiddelde implantatiediepte (voor Si) van 50 μm en een range van ca. $10^3 \mu\text{m}$. Het is evident dat de aldus verkregen PA resultaten gemiddelde waarden over de implantatiediepte zullen zijn.

Dit kan omzeild worden door het brede emissiespectrum te reduceren tot één scherp gedefinieerde energie. Dit wordt bereikt door de positronen eerst te implanteren in een voor de bron geplaatst dun (μm) moderator folie met een negatieve werkwilte voor positronemissie (ϕ_{e^+}). Positronen die door diffusie de andere zijde van het folie hebben kunnen bereiken worden vervolgens spontaan geëmitteerd met een kinetische energie gelijk aan $|\phi_{e^+}|$. De naald in figuur 3 toont het resultaat voor wolfram ($\phi_{e^+} = -3 \text{ eV}$). Vervolgens worden deze positronen elektrostatich versneld tot een energie variërend tussen 10 eV en 30 keV. De in figuur 4 getoonde implantatieprofielen laten zien dat op deze wijze zulke “langzame” positronen op een gewenste diepte tot typisch 1 μm onder het oppervlak kunnen worden geïmplanteerd, waarmee positron diepteprofi-



Figuur 3. Het positron emissie spectrum voor ^{22}Na voor en na moderatie in een wolfram moderator. De werkwilte voor positronemissie in wolfram bedraagt ca. -3 eV.

lering mogelijk wordt.

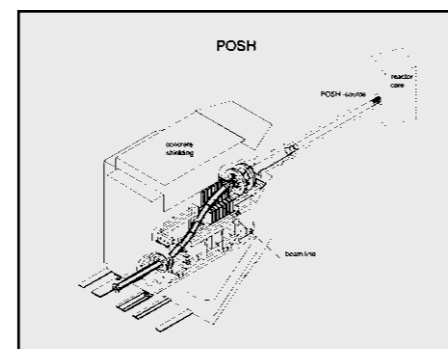
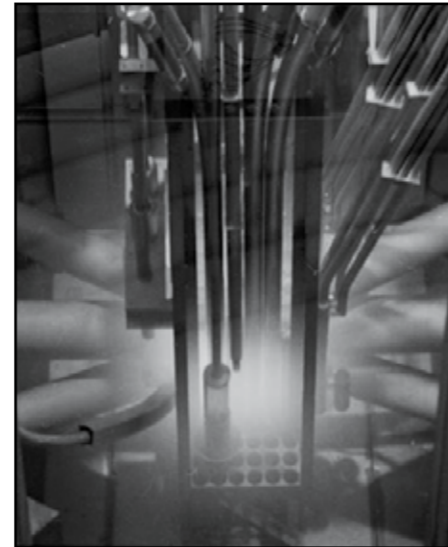
Een nadeel is dat slechts 1 op de 10^4 positronen het moderatieproces overleeft. ^{22}Na bronnen ontworpen voor positronenbundels zijn commercieel verkrijgbaar tot activiteiten in de orde van een GBq (10^9 snelle positronen/s). Na moderatie resulteert dit een bundelintensiteit van 10^5 langzame positronen/s. Dit is voldoende voor Dopplerverbreedingsmetingen, waarvoor in Delft de op een ^{22}Na -bron gebaseerde mono-energetische VEP-bundel gebruikt wordt. Echter voor het doen van diepteafhankelijke 2D-ACAR experimenten is een duizend maal sterkere bundel noodzakelijk. Daar dit niet verwezenlijkt kan worden door verbetering van de efficiëntie van de moderatorproces moet de oplossing gezocht worden in het genereren van sterkere primaire positronbronnen.

De momenteel meest toegepaste methode om bronnen voor intense positronenbundels te

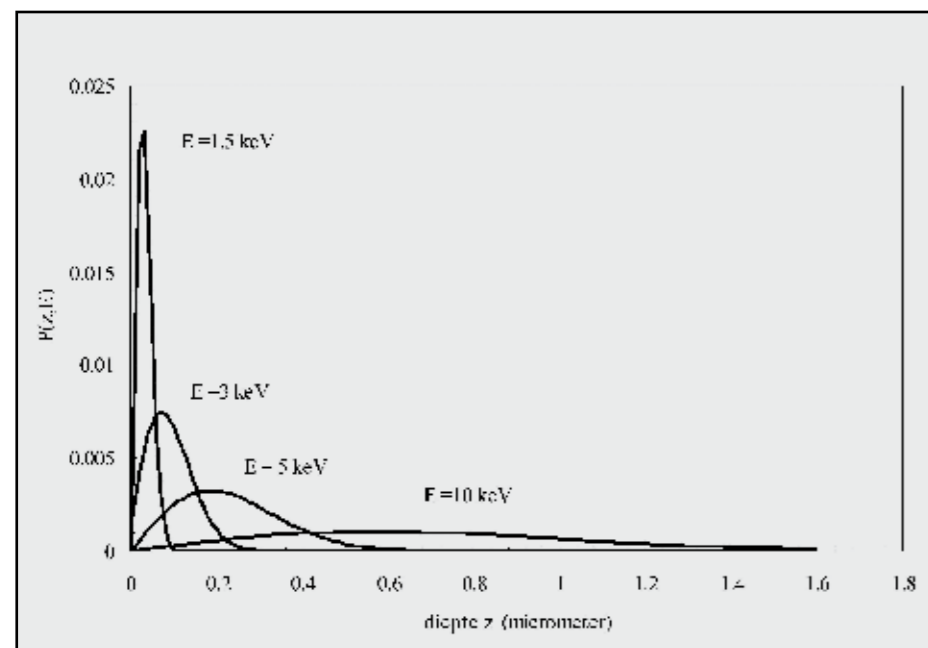
maken is gebaseerd op de paar-productie reactie. Hierbij worden fotonen met een energie E_γ groter dan 1.022 MeV ($= 2 \times m_0 c^2$) in het veld rond een zware atoomkern omgezet in een elektron-positron paar. De resterende energie ($E_\gamma - 1.022 \text{ MeV}$) wordt als kinetische energie verdeeld over het positron en het elektron. De energetische fotonen kunnen worden gemaakt met behulp van lineaire elektronen versnellers (Linacs) of splijtingsreactoren. In het eerste geval ontstaan de fotonen bij het afremmen van de elektronen in een wolfram trefplaat (Bremsstrahlung). In splijtingsreactoren kunnen fotonen worden gemaakt door vangst van thermische neutronen in cadmium absorbers. Anderzijds vormt de reactorkern zelf een intense primaire bron van energetische prompte fotonen die vrijkomen bij de splijtingsreacties.

De intense positronenbundel POSH

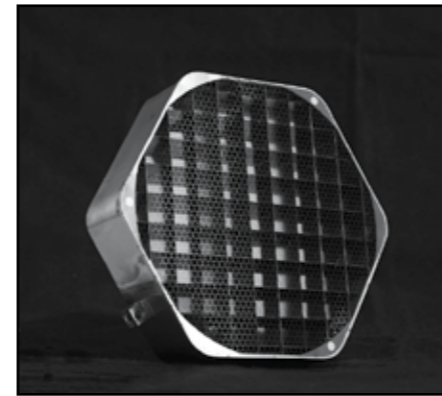
Dit laatstgenoemde concept is toegepast voor de constructie van de aan de Hoger Onderwijs Reactor (HOR) gekoppelde intense positro-



Figuur 5. boven) Foto van de in bedrijf zijnde kern van de 2 MW Hoger Onderwijs Reactor (HOR) van het Reactor Instituut Delft. Zichtbaar zijn de zes bundelpijpen aan weerszijden van de kern. Vooraan in bundelpijp R3 (linksonderaan) bevindt zich de bron van de intense positronenbundel POSH. Onder) Schematische weergave van de POSH in bundellijn R3 en opengewerkte afscherming.



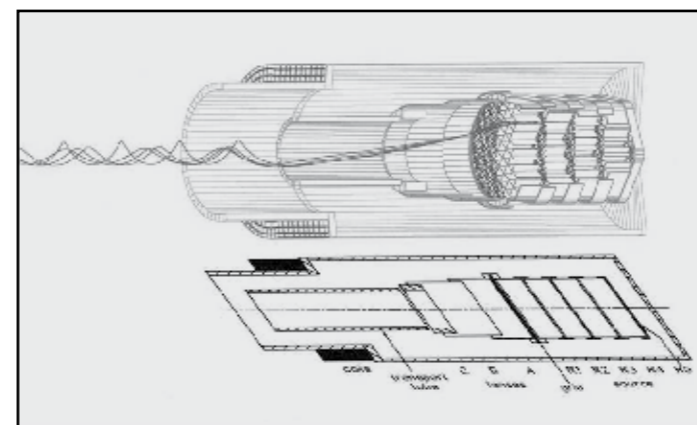
Figuur 4. Berekende positron implantatieprofielen in Si als functie van de implantatie-energie.



Figuur 6. Foto van één van de twee bronsegmenten met daarin wolfram folies voor $(\gamma - e^+)$ conversie en positronmoderatie. (Foto: H. Kempers)

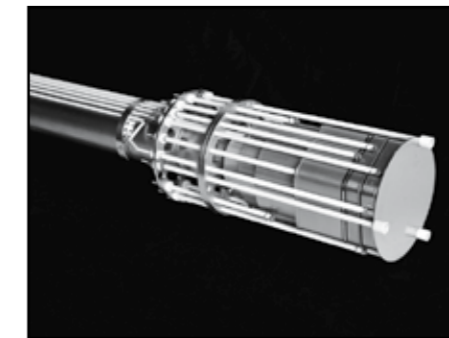
nenbundel POSH [3]. De HOR is een 2 MW licht- water onderzoeksreactor van het zogenaamde “zwembad” type. De foto in figuur 5 toont de reactorkern in bedrijf. Op de foto zien we links en rechts van de kern bundelpijpen die van buiten het biologische schild toegang geven tot het rond de kern aanwezige intense gamma- en neutronenstralingsveld. Vooraan in de bundellijn R3 bevindt zich de POSH positronenbron. Op basis van het HOR gamma energie spectrum is berekend dat op deze positie via paarvorming in wolfram ongeveer $7 \times 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ positronen worden geproduceerd. Deze snelle positronen worden vervolgens in hetzelfde wolfram gethermaliseerd. Enkel de positronen die zich op een afstand van het wolframoppervlak kleiner dan de positron diffusielengte (ca. 50 nm) bevinden zullen het oppervlak kunnen bereiken en met de werkwilte-energie uitgezonden worden. Het wolfram fungeert in dit concept dus zowel als $(\gamma - e^+)$ convertor en als e^+ moderator.

De foto in figuur 6 toont hoe we dit hebben gerealiseerd door gebruik te maken van 50 μm dunne, 12.5 mm brede wolfram folies. Om goede moderatie eigenschappen te ver-



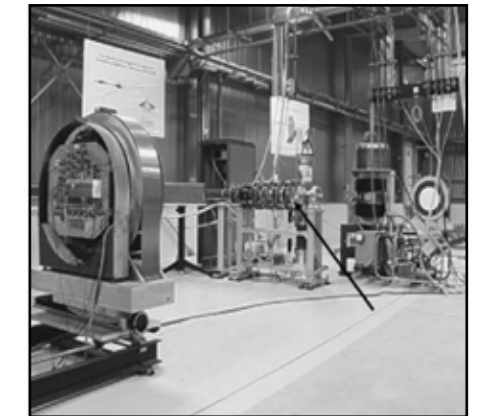
Figuur 7. Resultaat van positron baanberekeningen voor de versie van de POSH-bron bestaande uit 4 bronsegmenten.

krijgen zijn de folies langdurig onder vacuüm uitgestookt op een temperatuur van $1400 \text{ }^\circ\text{C}$. Samengesteld vormen de folies een open rooster met kanalen van $5 \times 5 \text{ mm}^2$ met een totaal oppervlak van ongeveer 800 cm^2 . In de huidige versie van de POSH bron zijn twee van deze roosters achter elkaar geplaatst. De roosters zijn elektrostatich geïsoleerd zodat een extractiepotentiaal (typisch 100 V) kan worden aangelegd. Voor het eerste rooster is een extractiegrid geplaatst dat in combinatie met een elektrostatich lenzensysteem zorgt voor het focuseren van de positronen tot een bundel. De aan de achterzijde van de roosters gemonteerde molybdeen grids zijn cruciaal gebleken voor een optimale extractie in het divergerende magneetveld afkomstig van de solenoïde voor positron transport. Figuur 7 toont enkele berekende positronbanen voor een eerdere versie van de POSH-bron bestaande uit 4 bronsegmenten. Figuur 8 toont de huidige POSH-bron gemonteerd op de ca. 2 meter lange positron transportbuis. Het geheel bevindt zich in een aluminium vacuumbuis die in bundellijn R3 wordt geschoven. Om deze vacuumbuis is een solenoïde van geanodiseerd aluminiumdraad gewikkeld. Het axiale



Figuur 8. Foto van de POSH bron gemonteerd op de positrontransportbuis. Van rechts naar links zien we opeenvolgend: a,b,c) positronen bronsegmenten, d) extractie grid, e,f,g) elektrostatiche lenzen, h) positron transportbuis. (Foto: H. Kempers)

magnetische veld (ca. 10^{-2} T) dat hiermee wordt opgewekt zorgt voor het magnetische transport van de positronen naar buiten de afscherming van de HOR, waar wordt overgegaan op RVS vacuümcomponenten en solenoïdes vervaardigd uit (plat) koperdraad. De kinetische energie van de positronen tijdens transport over een afstand van 25 m naar de 2D-ACAR opstelling in de experimentenhal (zie figuur 9) bedraagt ca. 1 keV. Direct voor de targetkamer is een versnellersectie opgenomen samengesteld uit 10 parallelle platen, intern doorverbonden d.m.v. 1 G Ω weerstanden. De



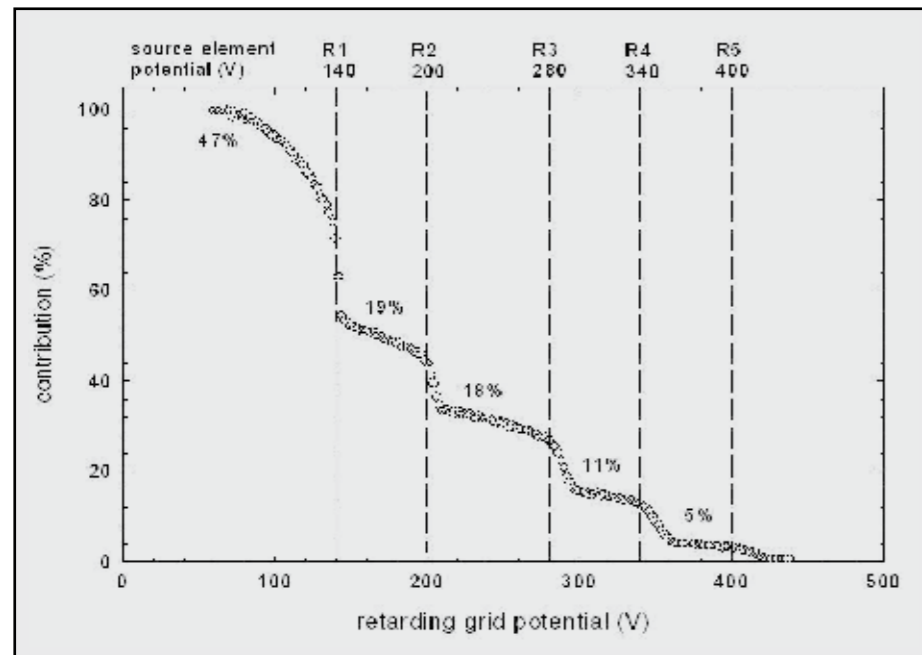
Figuur 9. Overzicht van de 2D-ACAR opstelling aan het eind van de POSH bundel in de experimentenhal van het RID. Op de voorgrond (links) en achtergrond (rechts) zien we de twee plaatsgevoelige detectoren voor meting van de hoek tussen twee annihilatie fotonen. De pijl wijst naar de 2D-ACAR target kamer met daarvoor de versnellersectie. (Foto: C. Falub)

gewenste positron implantatie energie wordt verkregen door het aanleggen van een spanningsverschil (max. -30 kV) tussen de eerste versnellerplaat (geaard) en het meetmonster en laatste versnellerplaat

Het vacuüm (typisch $< 10^{-8} \text{ mbar}$) in de gehele bundellijn wordt in stand gehouden door 7 getterionpompen. Afpompen vanaf atmosferische druk geschiedt met een drietal turbomoleculair pompen. Omdat bij een storing in de turbopompsystemen de mogelijkheid bestaat dat de gehele bundellijn wordt belucht en hierdoor een “reactorsnelafschakeling” (RSA) in werking treedt, worden tijdens reactorbedrijf de turbopompen d.m.v. vacuümafsluiters van de bundellijn afgesloten.

Bundelkarakteristieken

Figuur 10 toont een experiment waarbij het extractiegrid is gebruikt als een filter voor de positronen afkomstig van de 4 bronsegmenten. Uitgaande van de optimale bundelconditie ($2 \times 10^8 \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$) is vervolgens de potentiaal van het grid verhoogd van 60 tot 440 V. Zoals uit de figuur kan worden afgelezen draagt



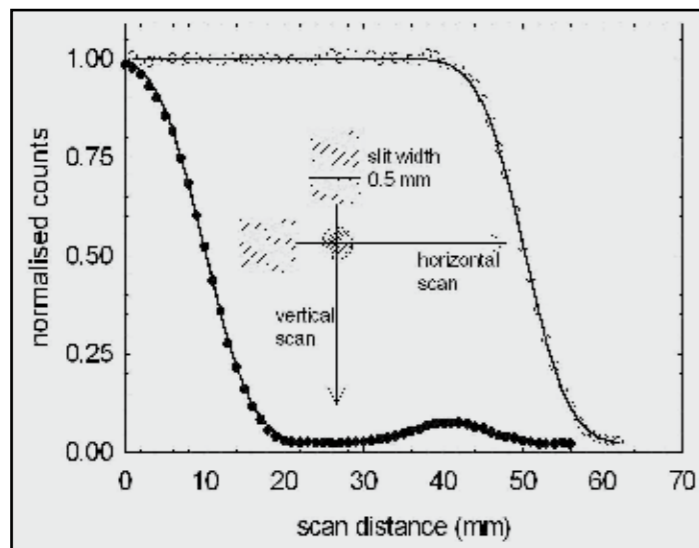
Figuur 10. Relatieve afname de bundelintensiteit gemeten als functie van de potentiaal op het extractiegrid. De relatieve bijdragen van de 4 bronsegmenten en achterplaat zijn aangegeven.

bronsegment R1 voor ongeveer de helft bij aan de totale bundelintensiteit. Dit bronsegment is echter het verst verwijderd van de kern! De bijdrage van overige bronsegmenten (welke identiek zijn aan R1) neemt geleidelijk af van 20 tot 10%. De initiële afname tussen 60 en 120 V is te wijten aan de onvermijdelijke verslechtering van de focuseringscondities van het gecombineerde grid-lensensysteem. De abrupte afname van de intensiteit bij gridpotentialen gelijk aan die van de bronsegmenten toont aan dat we inderdaad met thermische positronen te doen hebben.

Bundeldiameter en intensiteit

Figuur 11 toont het resultaat van een experiment waarin halverwege de bundellijn de di-

ameter van de positronenbundel is gemeten. Dit is gedaan door in horizontale en verticale richting de bundel te onderscheppen m.b.v. een rechthoekig metaal plaatje. Het relatieve maximum bij ongeveer 40 mm verplaatsing (verticaal) wordt veroorzaakt door een spleet van 0.5 mm breedte in de plaat. De data gemeten in de horizontale richting kan goed gefit worden aan een gaussisch bundelprofiel met een FWHM van 10.5 mm. Voor de verticale richting wordt een bundeldiameter (FWHM) van 11 mm verkregen. Op het target is een ongeveer 5 keer kleinere bundeldiameter verwezenlijkt door 4.5 cm achter het target een 1.3 T sterke NdFeB magneet te plaatsen [4]. Een gevolg hiervan is dat de bundelintensiteit voor lage implantatie ener-

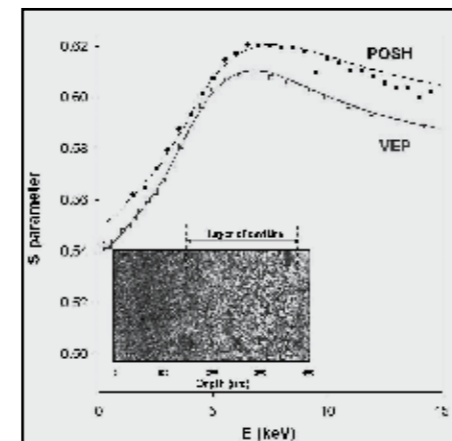


Figuur 11. Horizontale en verticale bundelprofiel resultaten.

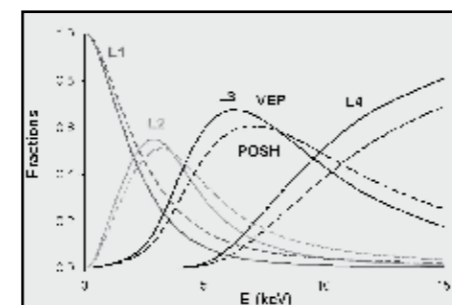
gieën met circa 30% afneemt. Het transport van de positronen over een afstand van ca. 25 meter m.b.v. het axiaal magnetische veld in een 10-8 mbar vacuüm introduceert een verlies van slechts 5%.

Diepte-profilering van nanoholten in Silicium

Figuur 12 demonstreert het vermogen om met de POSH-bundel diepte-profielen aan sub-micrometer dunne lagen te verkrijgen [4]. Het verloop van de zogeheten Doppler S-parameter aan een 15x15 mm² plakje uit een siliciumwafer, waarin vooraf een laag nanoholten is aangebracht met behulp van ionen implantatie en warmtebehandelingen (zie de afbeelding gemaakt met elektronenmicroscopie), vertoont een duidelijk maximum voor positronen die met een energie van 7 keV in het materiaal worden ingeschoten. De kans dat een positron een nanoholte waarneemt is bij deze energie het grootst, zoals weergegeven in Figuur 13, dat de fracties van positronen weergeeft die in de verschillende



Figuur 12. Doppler S-parameter diepte-profielen verkregen met de POSH en de VEP positron bundels aan een Si-wafer met holten in een laag onder het oppervlak. De inzet toont een afbeelding verkregen met transmissie elektronenmicroscopie.

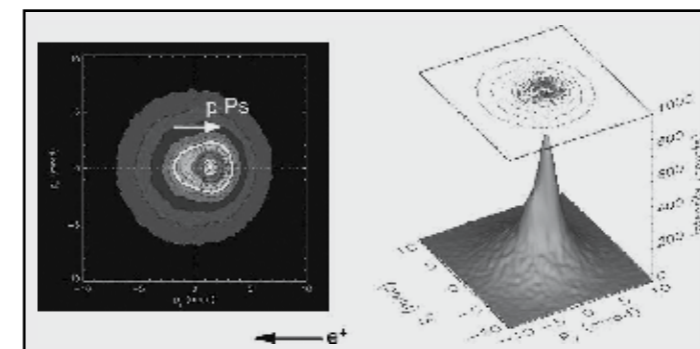


Figuur 13. Annihilatiefracties verkregen uit VEPFIT analyse voor het Si-wafer met nanoholten voor 4 lagen L1-L4 (laag L3 is de laag met holten) voor de VEP (doorgetrokken lijnen) en POSH (gebroken lijnen) data uit figuur 12.

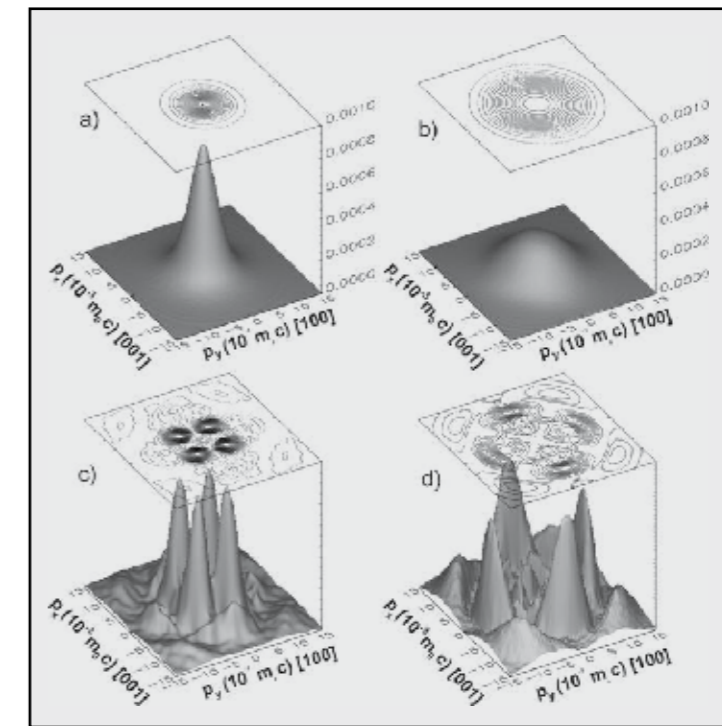
lagen van het materiaal annihilieren, waarbij 'L3' overeenkomt met de laag met nanoholten. Deze analyse is verkregen met het in Delft ontwikkelde softwarepakket VEPFIT [5]. Duidelijk is te zien dat de POSH-bundel, met een energiespreiding van ongeveer 15%, bijna dezelfde dieptesresolutie heeft als de mono-energetische VEP-bundel.

Nanoporeuze low-k dielectric SiO₂ lagen

Positron diepte-profilering is een van de meest geschikte methoden om de porositeit van dunne lagen vast te stellen, in het bijzonder van nanoporeuze 'low-k dielectric' silicium dioxide lagen [6]. Deze worden reeds toegepast in de microelectronica-industrie [7] voor het reduceren van de dielektrische constante van de steeds dunner wordende isolerende silicium dioxide lagen, zodat de benodigde ultrasnelle schakeltijden voor gebruik in IC chips kunnen worden verkregen. Aangezien de metaalelektrodes pas na het deponeren van de nanoporeuze SiO₂ laag worden aangebracht, is het cruciaal dat de nanoporeuze laag geen open kanaaltjes tussen de boven- en onderkant van de laag bevat (open porositeit) die, gevuld met het elektrode metaal, voor kortsluiting kunnen zorgen. Met behulp van positron diepte-profilering is een dergelijke open porositeit op een directe wijze zichtbaar te maken. Figuur 14 laat een 2D-ACAR afbeelding zien gemeten aan zo'n laag [8]. Duidelijk is te zien dat de 2D-ACAR verdeling asymmetrisch is, met een scherpe piek verschoven in de richting van de invallende positronenbundel, dus corresponderend met impulsen van de deeltjes van het oppervlak van het materiaal af. Dit is gemakkelijk te begrijpen. Het geïmplanteerde positron zal nadat het in de SiO₂ laag is afgeremd een elektron uit het SiO₂ kunnen losrukken en tezamen in een nanoholte vallen, en daar een positronium atoom vormen, een gebonden toestand van een positron en elektron dat sterk lijkt op het waterstofatoom. Het positronium atoom



Figuur 14: 2D-ACAR afbeelding van een nanoporeuze low-k dielectric SiO₂ laag bij 1.5 keV. Het naar rechts verschoven scherpe maximum komt overeen met Positronium (Ps) dat via het open netwerk van holten uit de laag ontsnapt en naar buiten schiet met 0.2% van de lichtsnelheid.



Figuur 15: 2D-ACAR-verdelingen van a) Li nanokristallen in MgO bij 4 keV-positron-implantatie-energie, en b) MgO. In c) en d) zijn de anisotropie-verdelingen van de Li nanokristallen en van MgO weergegeven.

kan nu door het netwerk van nanoholten diffunderen, en bij open porositeit zal het een grote kans maken het buitenoppervlak te bereiken. Hier zal het in het vacuüm schieten met de snelheid die het op dat moment nog heeft. De positie van de verschoven piek laat zien dat deze in dit geval nog ongeveer 0.2% van de lichtsnelheid bedroeft! Duidelijk is op deze niet-destructieve manier een direct inzicht in de open porositeit van deze specifieke laag verkregen.

Li nanokristallen in MgO

De optische eigenschappen van metallische nanokristallen vertonen sterke verschillen met bulk metalen, ten gevolge van zogeheten Mie-verstrooiing [9]. Zulke metallische nanokristallen zijn veelbelovend voor toepassing

in zeer kleine (sub-micrometer) optische schakelementen [10].

Een flexibele methode voor het genereren van nanokristallen in een optisch transparant gastkristal is ionenimplantatie [11]. Hierbij wordt een instelbaar aantal ionen met een hoge energie, typisch tussen 30-200 keV, op een kristal geschoten. Na afremming door botsingen met de atomen in het gastkristal komen de ionen op een gewenste diepte tot stilstand. Voor 30 keV Li ionen die met behulp van een VARIAN 350D ion implanter worden geïmplantéerd in monokristallijn MgO is deze gemiddelde indringdiepte ~100 nm. Het geheel wordt daarna in stappen verwarmd waarbij de geïmplantéerde Li ionen gaan samenklonteren en nanokristallen in het MgO vormen. Een warmtebehandeling van 950 K gedurende 30 minuten levert een dunne laag Li nanokristallen met zeer kleine afmetingen van ~2 nm op [11,12]. Deze kleine afmetingen en het lichte element Li maken het erg lastig om de lokale kristalstructuur van deze deeltjes te bepalen met transmissie elektronenmicroscopie, onder andere omstandigheden de hiervoor geschikte techniek bij uitstek (zie bijvoorbeeld [13]). De 2D-ACAR metingen blijken hier een uitkomst te bieden.

Figuur 15a laat de gemeten 2D-ACAR verdeling zien bij een positronen implantatie energie van 4 keV [12], d.w.z. bij een gemid-

delde detectiediepte van ~100 nm. Deze impulsverdeling is aanzienlijk scherper dan voor het MgO kristal zelf (Fig. 15b)). Dit komt doordat het Li een metallisch karakter heeft. De geleidingselektronen zullen daarbij alleen een impuls kunnen aannemen tot aan de zogenaamde Fermi impuls, voor Li is dit $p_F = 4.5 \cdot 10^{-3} m_0 c$ (dit komt klassiek overeen met 0.45% van de lichtsnelheid). De elektronen in de buitenste schil rond zuurstofatomen in MgO kunnen daarentegen ook hogere snelheden aannemen.

Belangrijke informatie over het gedrag van elektronen wordt verkregen uit de zogeheten anisotropie-verdeling. Deze fijnstructuurverdeling weerspiegelt het ruimtelijke verloop van de golf functies in kristallijne materialen en de geometrie van het Fermi oppervlak in metalen. De anisotropie-verdeling wordt verkregen door van de 2D-ACAR verdeling een geschikte ingeschreven isotrope verdeling af te halen.

Het is goed zichtbaar dat deze anisotropie-verdeling voor de Li nanokristallen zeer verschillend is van die van het MgO gastkristal. Vier scherpe pieken op symmetrische posities nabij de Fermi impuls van Li zijn zichtbaar in figuur 15c, die veroorzaakt worden door uitstulpingen langs $\langle 111 \rangle$ -richtingen van de bij benadering bolvormige impulsverdeling. Het blijkt dus dat de Li nanokristallen de kubisch vlakken gecentreerde ('fcc') structuur aannemen, en *niet* de kubisch ruimtelijk gecentreerde ('bcc') structuur van macroscopisch kristallijn lithium. Het omringende MgO, dat immers uit twee door elkaar lopende fcc-roosters gedacht kan worden (zie Figuur 16), is blijkbaar in staat deze kristalstructuur aan de nanokristallen op te leggen, waarbij de Li atomen aan het grensvlak zich epitaxiaal aan het MgO rooster ordenen, een energetisch erg voordelige situatie.

Opmerkelijk is hierbij dat een concentratie van slechts 3 at% Li in de ~50 nm dunne laag met nanokristallen een zo grote verandering in de 2D-ACAR verdeling geeft. Berekeningen [11] laten zien dat dit veroorzaakt wordt doordat het positron een bindingsenergie van de orde van 2 eV wint door in het nanokristal te 'vallen': de positronenaffiniteit ondergaat een stap van MgO naar Li [11]. Tijdens het willekeurige pad dat het positron na thermalisatie aflegt, zal elk positron dat binnen zijn levensduur (gemiddeld ~160 ps in MgO) een Li nanokristal 'vindt' met een elektron van dit nanokristal annihileren.

Dit toont eens te meer aan dat positronenmethoden zeer gevoelig zijn voor kleine concentraties ingebedde nanokristallen en ultrakleine defecten in materialen. Deze eigenschap heeft sterk bijgedragen aan de wereldwijde opkomst van positronbundels in de afgelopen twintig jaar, waarbij de mogelijkheden prominent zijn uitgebreid door de beschikbaarheid in Nederland van de zeer intense positronbundel POSH.

Dankbetuiging

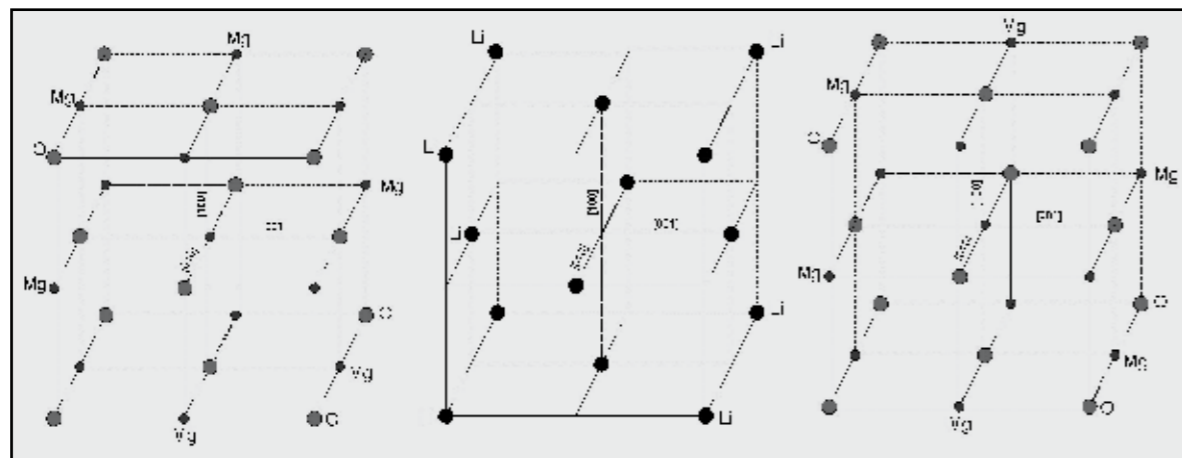
De auteurs zijn F. Labohm en P.E. Mijnaernds zeer erkentelijk voor hun actieve bijdrage aan de totstandkoming van de in dit artikel beschreven resultaten.

Referenties

1. C.D. Anderson, *Phys. Rev.* 43 (1933) 491.
2. A. van Veen, H. Schut and P.E. Mijnaernds *Depth-profiling of subsurface regions, interfaces and thin films* In "Positron beams and their applications", Ed: P.G. Coleman, (World Scientific, Singapore, 2000), p. 191-225.
3. A. van Veen, H. Schut, J. de Roode, F. Labohm,

C.V. Falub, S.W.H. Eijt, P.E. Mijnaernds, *Mater. Sci. Forum* 363-365 (2001) 415.

4. C.V. Falub, S.W.H. Eijt, P.E. Mijnaernds, A. van Veen, H. Schut, *Nucl. Instr. Meth. A* 488 (2002) 478.
5. A. van Veen, H. Schut, J. de Vries, R.A. Hakvoort, M.R. Ijpma, *AIP Conf. Proc. Vol. 218* (1991) 171.
6. K. Maex, M. R. Baklanov, D. Shamiryan, F. Iacopi, S. H. Brongersma, Z. S. Yanovitskaya, *J. Appl. Phys.* 93 (2003) 8793.
7. zie bijvoorbeeld de webstek van NXP Semiconductors; MOS-4 fab te Nijmegen: <http://www.nxp.com/news/backgrounders/bg9910/index.html>
8. S.W.H. Eijt, A. van Veen, C.V. Falub, R. Escobar Galindo, H. Schut, P.E. Mijnaernds, F. K. de Theije, A.R. Balkenende, *Radiat. Phys. Chem.* 68 (2003) 357.
9. Paul Mulvaney, *Not all that's gold does glitter, in New aspects of nanocrystal research*, MRS Bulletin, December 2001 Issue, p. 1009.
10. S.A. Maier, M.L. Brongersma, P.G. Kik, H.A. Atwater, *Phys. Rev. B* 65 (2002) 193408, en referenties daarin.
11. M.A. van Huis, A. van Veen, H. Schut, C.V. Falub, S.W.H. Eijt, P.E. Mijnaernds, J. Kuriplach, *Phys. Rev. B* 65 (2002) 085416.
12. C.V. Falub, P.E. Mijnaernds, S.W.H. Eijt, M.A. van Huis, A. van Veen, H. Schut, *Phys. Rev. B* 66 (2002) 075426.
13. S.W.H. Eijt, J. de Roode, H. Schut, B.J. Kooi, J.Th.M. de Hosson, *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007) 201906.



Figuur 16: Schematische weergave van de passende inbedding van een fcc Li-nanokristal in MgO.

Het Casimir effect: gebaseerd op iets of helemaal niets?

Door Peter van Zwol, George Palasantzas* en Jeff De Hosson

De auteurs zijn werkzaam bij de afdeling Technische Natuurkunde, Zernike Institute for Advanced Materials en het Materials Innovation Institute M2i, Rijksuniversiteit Groningen, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen (*correspondentie: g.palasantzas@rug.nl)

Het begrip vacuüm wordt tegenwoordig wat losjes gebruikt, variërend van 'politiek vacuüm' tot onderdruk in het vacuüm van Torricelli. Vacuüm staat voor iets, namelijk helemaal niets en het beschrijft volledige leegte. Met de introductie van de kwantumfysica en de onzekerheidsrelaties van Heisenberg was het echter voorgoed afgelopen met dergelijke ideeën over een volledige leegte. Immers, een vrij kwantumdeeltje kan in principe overal in de ruimte worden aangetroffen, ofschoon meestal met een lage waarschijnlijkheid omdat het deeltje vaak alleen in een klein gebiedje nabij zijn verwachtingswaarde te vinden is.

Met de ontwikkeling van de Quantum Elektro-Dynamica (QED), werd het vacuüm ineens wel erg druk met horror vacui, omdat de theorie virtuele velden voorspelt. Een ander gelijksoortig fenomeen is het zogenaamde Casimir effect [1], voorspeld door de Nederlandse fysicus Hendrik B.G Casimir in 1948. Op het Philips Nat.Lab ondervonden Overbeek en Verwey problemen bij het vergelijken van de uitkomst van hun metingen met de toen beschikbare theorie (van Fritz London), die stelde dat de Van-der-Waals krachten tussen colloïdale deeltjes omgekeerd evenredig met de afstand tot de 6e macht schaalden.

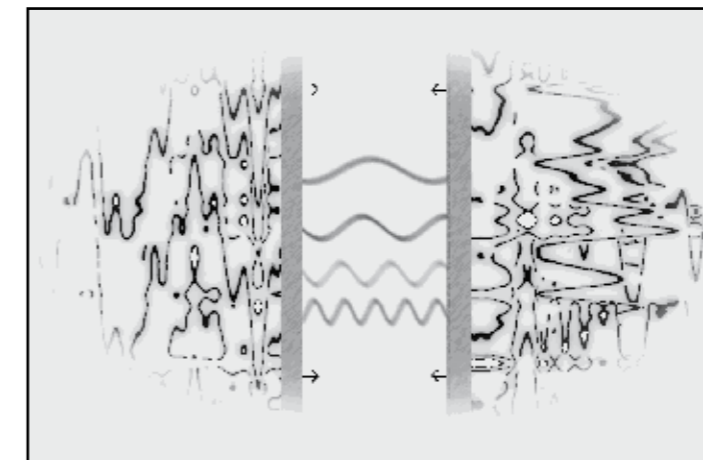
Overbeek en Verwey verkregen een grotere waarde uit het experiment. Door de eindige snelheid van de elektromagnetische interacties erbij te betrekken hebben Casimir en Polder dit probleem opgelost. Later suggereerde Bohr aan Casimir dat deze problemen ook te

beschrijven zijn vanuit de nulpuntenergie van een kwantumsysteem. Casimir heeft dit generaliseerd voor twee parallelle, perfect geleidende, oneindige vlakke platen (Figuur 1).

De 'ontdekking' van vacuümfluctuaties stelt ons voor een natuurkundig probleem. Als ze echt zijn, dan ondervinden ze gravitatie noodzakelijkerwijs volgens de algemene relativiteitstheorie. De energie verbonden aan het vacuüm is echter

$$\rho_{vac} = -\frac{\hbar c}{2\pi} \int_0^{K_{max}} q^3 dq \quad (K_{max} = 2\pi/L)$$

Omdat K_{max} oneindig groot wordt, betekent dit dat ook de energie oneindig wordt. Als we aannemen dat bij de Planck lengte $L_{pl} = \sqrt{\hbar G/c^3} = 1.6 \cdot 10^{-35} m$ een overgang plaatsvindt en dit een natuurlijke begrenzing oplevert wordt de energie verbonden aan het vacuüm



Figuur 1: Artistieke impressie van vacuümfluctuaties en het daaraan gerelateerde Casimir effect.

toch weer eindig. Het resultaat is $\rho_{ZPF} \sim 10^{101} g/m^3$. Dat is erg groot, zelfs 10^{124} maal groter dan de donkere materie energie die de laatste tijd onze astronomen erg bezig houdt $\rho_{Dark} \sim 10^{-23} g/m^3$ [7].

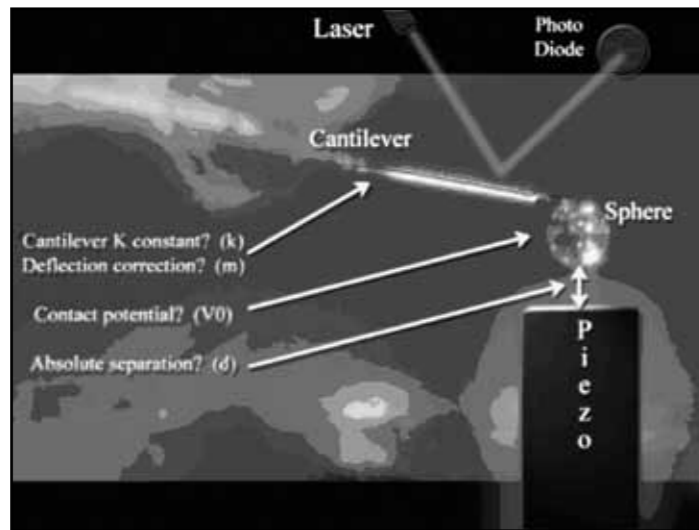
De beroemde formule voor de Casimir kracht F_c is alleen afhankelijk van de lichtsnelheid c , de Planck constante \hbar , het oppervlak van de plaat A en is omgekeerd evenredig met de afstand tussen de platen L tot de 4e macht:

$$F_c = -\frac{\hbar c \pi^2}{240} \frac{A}{L^4}$$

Samengevat: de nulpuntenergie van een systeem van parallelle, perfect geleidende, oneindige vlakke platen is lager dan zonder vlakken, wat resulteert in een attractieve kracht. Met andere woorden: de druk van de virtuele fotonen buiten de platen is groter dan daarbinnen, immers alleen die virtuele fotonen of velden, met een golflengte die precies past tussen die platen, kunnen tussen de platen ontstaan (omdat het elektrische veld E_p nul moet zijn op een perfect geleidende plaat); zie Figuur 1.

Omdat perfect geleidende platen niet bestaan (materialen worden transparant bij hoge frequenties van het elektromagnetische veld) is het Casimir effect noodzakelijkerwijs zwakker. Lifshitz, Pitaevskii en Dzyaloshinskii hebben vanaf 1954 de theorie verder veralgemeniseerd door de dielectrische functie van materialen mee te nemen in de berekeningen, dwz elektromagnetische oppervlakte modes mogen nu wel naar binnen lekken in het materiaal [2]. De Lifshitz theorie wordt tot op heden gebruikt om precieze berekeningen te doen aan deze krachten.

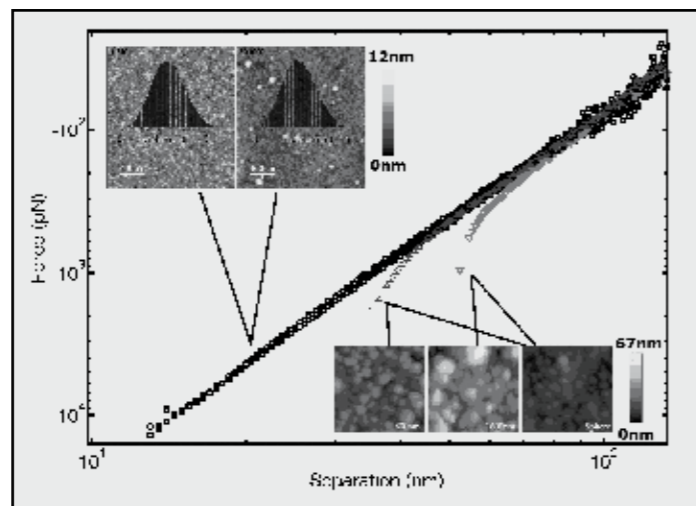
Het Casimir effect is pas na 50 jaar (na een aantal pogingen van Nederlandse en buitenlandse fysici, die het effect wel observeerden maar met grote experimentele fout [3]) in 1996 gemeten met een redelijke precisie van 5-10% door Steve Lamoreaux [4]. Hierna volgde een bescheiden tsunami aan belangstelling in de wetenschappelijke literatuur, en dat is ook een van de redenen dat wij dit stukje schrijven.



Figuur 2: Schematische weergave van de meetopstelling. De kracht wordt gemeten tussen de goud coatings op de bol en op het silicium plaatje (wafer). Een aantal onderdelen van de AFM zijn aangegeven en ook de ijkconstanten die nodig zijn om met precisie het Casimir effect te kunnen meten.

Nu het Casimir effect met redelijke precisie is gemeten, lijkt het erop dat vacuümfuctuaties echt zijn [5]. Echter, aan dit concept van het vacuüm kleven enkele belangrijke bezwaren: de onrealistisch hoge vacuümenergie en het feit dat de virtuele deeltjes niet direct waarneembaar zijn. Bovendien kan het Casimir effect ook gewoon gezien worden als een relativistische Van-der-Waals kracht en kan deze in principe berekend worden zonder vacuümfuctuaties. Het is aan de andere kant intrigerend dat de natuur zich laat beschrijven als onder invloed van vacuümfuctuaties. Al deze redenen hebben geleid tot wilde speculaties en het is daarom niet verwonderlijk dat juist in dit regime, op het randje van de meetbaarheid, naar nieuwe krachten wordt gezocht. De lezer kan een uitgebreidere discussie vinden in twee recente artikelen over de theorie [6,7] maar wij hebben u wat te vertellen over onze eigen metingen aan echte materialen. Twee intrinsieke eigenschappen van materialen zijn dat ze niet perfect reflecteren en dat ze nooit perfect glad zijn. Wij hebben een aantal metingen uitgevoerd met de atoomkracht-microscopie of AFM (we zullen hier de Engelse benaming gebruiken van dit apparaat, de Atomic-Force Microscope, AFM) maar we zijn zeker niet de eersten die dat op deze manier doen. Een jaar na de meting van Lamoreaux heeft een groep in California Riverside dit met de AFM gedaan, maar dan voor veel kleinere afstanden tussen een bol en een plaat, waar de Casimir kracht veel sterker is [8]. Een bijna perfecte bol wordt gebruikt, omdat perfect parallel uitlijnen van twee platen nogal moeilijk is. Afgezien van het feit dat de auteurs van deze meting een onwaarschijnlijk hoge precisie claimden (1%), vormt

hun werk de basis voor onze experimenten. Een reden waarom nauwkeurige metingen aan het Casimir effect zo moeilijk zijn, is dat het effect extreem snel zwakker wordt met de afstand tussen de objecten (2^e tot 3^e macht voor een bol-plaat set-up en 4^e macht voor parallelle platen), en dat het effect pas groot wordt bij zeer kleine plaatseparaties. Wanneer de afstanden echter zeer klein zijn, wordt het ook moeilijk deze afstanden nauwkeurig te bepalen, omdat de ruwheid van de platen van vergelijkbare orde van grootte wordt. Er is bijvoorbeeld een precisie van 0.1 nanometer nodig in de afstand r om de Casimir kracht met een precisie van 1% te meten op een afstand van 30 nm ($F_c \sim 1/r^3$). Onze meetopstelling staat schematisch weer-



Figuur 3: Gemeten Casimir effect op een log-logschaal; de gebruikte oppervlakken van bol en plaat zoals met AFM gemeten zijn aangegeven. Effecten van ruwheid zijn duidelijk zichtbaar. De gemeten curves voor de gladde films vallen binnen 10% over de theorie beneden een afstand van 100 nm tussen bol en plaat.

gegeven in Figuur 2. We maakten gebruik van een 100 micron grote bol met goud gecoat op een AFM cantilever en een goud gecoate silicium wafer. Er zijn 4 ijkconstanten. De cantileverstijfheid k , de deflectie m , een contactpotentiaal V_0 (de laatste is klein in geval van goudoppervlakken) en de absolute afstand d . Na dit alles te hebben geïjkt zijn we in staat het Casimir effect te meten, met een standaarddeviatie van ongeveer 10% over het bereik waar thermische ruis klein is.

Figuur 3 laat het effect zien van oppervlakteruwheid op de Casimir kracht [9]. De kracht tussen een paar ruwe oppervlakken wordt vergeleken met die voor relatief gladde oppervlakken. Pas bij zeer kleine afstanden tussen de ruwheidpieken wordt dit effect groot, wat te zien is aan het feit dat daar het normale schaalgedrag met afstand (i.e. waarbij de logaritme van de kracht lineair afhangt van de logaritme van de afstand) niet meer opgaat. Het interessante van deze metingen is dat het laat zien hoe de Casimir kracht verandert in deze geometrie, die niet direct te beschrijven is met de theorie. Dit is van belang voor de nanotechnologie [10,11,12], omdat adhesie en Casimir krachten daar tot het fenomeen stictie in mechanische onderdelen kunnen leiden. De ruwheid van de goudoppervlakken die we hier hebben gebruikt, komt overeen met de ruwheid die in typische onderdelen van nano-electrisch-mechanische apparaten (NEMS) te vinden is (waarbij de ruwheid i.h.a. wordt veroorzaakt door het etsproces). Het mag verder duidelijk zijn dat het punt van contact d_0 van de 2 oppervlakken ongeveer lineair schaalt met de rms ruwheid van de oppervlakken.

Om deze metingen



Vacuum Valves



Leader in
Vacuum Valves

- Largest Selection
- Ultimate Quality
- Short Delivery Times

Hoofdkantoor in Zwitserland
VAT Vakuumventile AG
CH-9469 Haag
Tel +41 81 771 61 61
Fax +41 81 771 48 30
Email CH@vatvalve.com

Contactadres in Nederland
Zuiderstraat 30
NL-3434 BH Nieuwegein
Tel 030 601 8251
Fax 030 601 8252
Email NL@vatvalve.com

www.vatvalve.com



te vergelijken met theoretische voorspellingen hebben we de diëlectrische functie nodig van onze goudfilms (Figuur 4). Wij hebben gekozen voor directe ellipsometriemetingen over het technisch grootst haalbare frequentiegebied. Het blijkt dat er een variatie van maximaal 15% in de Casimir krachten is tussen de verschillende films (Figuur 4), en dat deze ook afhangt van de dikte van de films. Tussen een 100 nm film en een 200 nm film bleek ongeveer een verschil te zitten van 5%; de 100 nm films reflecteerden beter, wat resulteerde in grotere Casimir krachten. Deze verschillen zijn toe te schrijven aan defecten in het materiaal (wat ook blijkt uit het feit dat gegloeide films veel beter reflecteren) en waarschijnlijk aan het grensvlak tussen de goudlaag en het siliciumsubstraat. Aan het grensvlak zitten de goudatomen dichter op elkaar gepakt, resulterend in een grotere dichtheid van het materiaal, en daarmee in een grotere reflectie, en dus Casimir kracht [13]. Onze meetprecisie

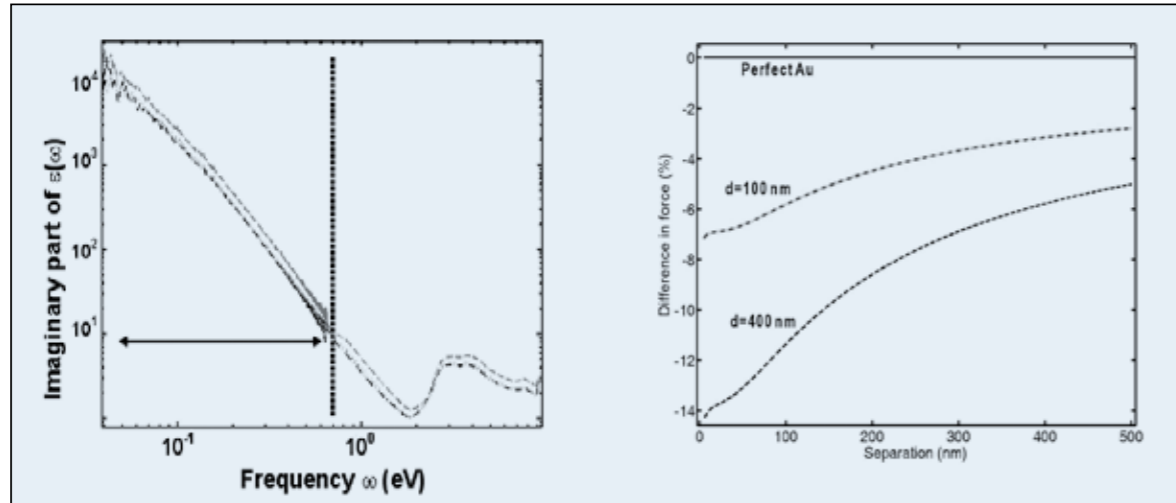
was echter niet toereikend om zulke subtiele factoren echt te kunnen waarnemen.

We concluderen dat het Casimir effect vooral, en eigenlijk alleen beïnvloed wordt door de eigenschappen van het gebruikte materiaal. Het woord vacuüm is niet meer gevallen, sinds wij over onze metingen rapporteerden; ze zijn niet eens in vacuüm uitgevoerd! Om een zeer hoge meetprecisie te bereiken op de kleinste afstanden zal echter veel energie gestopt moeten worden in het uitzoeken wat het effect van onvolmaakte platen op de Casimir kracht feitelijk is [14]. Een paar kleine, kwantum, sprongen zijn nu in die richting gezet en wellicht wordt het ooit mogelijk het Casimir effect inventief in te zetten in bijvoorbeeld NEMS/MEMS. Gebaseerd op iets of helemaal niets? Het Casimir effect blijft gestoeld op interessante natuurkunde.

Woord van Dank

Dit project wordt gesteund door het Materials Innovation Institute M2i, project nummer . MC3.05242

Referenties



Figuur 4: Links: Imaginair deel van de diëlectrische functie voor een aantal van goud films. Rechts: de Casimir kracht voor perfecte goudfilms (zonder defecten), een 100 nm film en een 400 nm film.

[1] H. B. G. Casimir, *Proc. K. Ned. Akad. Wet.* 51, 793 (1948).
 [2] E. M. Lifshitz, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 29, 94 (1956) [*Sov. Phys. JETP* 2, 73 (1956)]; I.E. Dzyaloshinskii, E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii, *Advances in Physics* 38, 165 (1961).
 [3] M. J. Sparnaay, *Physica (Utrecht)* 24, 751 (1958); P. H. G. M. van Blokland and J. T. G. Overbeek, *J. Chem. Soc. Faraday Trans.* 74, 2637 (1978).
 [4] S. K. Lamoreaux, *Phys. Rev. Lett.* 78, 5 (1997); S.K. Lamoreaux *Phys. Rev. Lett.* 83, 3340 (1999).
 [5] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* 61 1 (1989).

[6] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D* 72, 021301(R) (2005).
 [7] S. K. Lamoreaux, *Phys. Today*, Feb. 2007.
 [8] B. W. Harris, F. Chen, U. Mohideen, *Phys. Rev. A.* 62, 052109 (2000).
 [9] V. B. Svetovoy, P. J. van Zwol, G. Palasantzas, and J. Th. M. De Hosson, *Phys. Rev. B* 77, 035439 (2008); P. J. van Zwol, G. Palasantzas, J. Th. M. De Hosson, *Appl. Phys. Lett.* 91, 144108 (2007).
 [10] H. B. Chan, V. A. Aksyuk, R. N. Kleiman, D. J. Bishop, F. Capasso, *Science* 291, 1941 (2001).

[11] A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics*, Springer, New York, 2003.
 [12] S. de Man, D. Iannuzzi, *New J. Phys.* 8, 235 (2006).
 [13] P. J. van Zwol, G. Palasantzas, and J. Th. M. De Hosson, *Phys. Rev. B* 075412 (2008); P. J. van Zwol, G. Palasantzas, M. van de Schootbrugge, and J. Th. M. De Hosson, *Appl. Phys. Lett.* 92, 054101 (2008).
 [14] R. Onofrio, *New J. Phys.* 8, 237 (2006).



Leveringsprogramma DeMaCo Holland bv:

- Vacuüm flenzen, bouwdeelen, afsluiters, stroomdoorvoeren, vloeistof doorvoeren, kijkvensters.
- Vacuüm drukregelafsluiters.
- Manipulatoren en sample transfers in vacuüm. Verwarming en koeling in vacuüm op (roterende) sample houders.
- Geventileerde bouten, eventueel voorzien van coating (Zilver, WS2, MoS2).
- Vacuüm drukmeters van Atm. tot $2 \cdot 10^{-11}$ mBar. Tevens wide range sensors.
- Vacuüm pompen en revisie van ionen getter pompen.
- Speciale vacuümkamers en turn-key systemen inclusief engineering.
- Portable en Cabinet Helium lektesters.
- Sputter en e-gun componenten en systemen.
- Quartz laagdikte controllers en monitoren.
- Gloveboxes op klantspecificatie, inclusief automatische regeneratie.
- Cleanroom kleding en handschoenen.
- Spares en olie, vetten, UHV folie.



The Future. Most exciting.

At Oerlikon Leybold Vacuum we not only endeavour to support new research results - we strive to promote them.

For this, we examine all the possibilities of improving our products until we find a decisive and entirely new way.

How many ways there are, has been proven by Leybold Vacuum time and time again: through our innovative vacuum solutions. They are the expression of our vision to achieve progress through constant innovation.

Numerous maintenance-free vacuum components and systems like magnetically levitated turbomolecular pumps, sputter ion pumps and cryogenic pumps, combined with modern dry fore-vacuum pumps and reliable transmitter technology, are available to support demanding high vacuum and ultra-high vacuum projects in the area of industrial and university research.

Contact us – we are engineering our customer's success.



Image detail: UHV vacuum chamber with 16 components in heating jackets connected

Oerlikon Leybold Vacuum Nederland B.V.
Proostwetering 24 N
3543 AE Utrecht

T +31 30 242 6330
F +31 30 242 6331
sales.vacuum.ut@oerlikon.com

www.oerlikon.com/leyboldvacuum

oerlikon
leybold vacuum