

MASTER

Laserdiagnostiek voor MHD generatoren

Lysen, E.H.

Award date:
1972

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

TECHNISCHE HOGESCHOOL EINDHOVEN
AFDELING DER ELEKTROTECHNIEK
GROEP DIREKTE OMZETTING

EG/72/82

1645bse

**STUDIEBIBLIOTHEEK
ELEKTROTECHNIEK
E - HOOGBOUW**

LASERDIAGNOSTIEK VOOR MHD GENERATOREN

Afstudeerverslag

van

E.H. Lysen

Afstudeeropdracht uitgevoerd in de groep
Direkte Omzetting (Prof.Dr. L.H.Th. Rietjens)
onder leiding van Ir. J.H. Blom
maart 1971 - maart 1972

1. SAMENVATTING

De lokale elektronendichtheid en elektronentemperatuur van een argon-cesium MHD-plasma kunnen bepaald worden door Thomsonverstrooiing van het licht van een robijnlaser.

Uitgaande van dit theoretische gegeven is een opstelling gebouwd om de Thomsonverstrooiing aan een cesiumontlading te meten.

De gevoeligheid en nauwkeurigheid van de gebruikte optiek bleek onvoldoende om temidden van sterke stoorstraling Thomsonverstrooiing te kunnen detekteren.

De gemeten Rayleighverstrooiing aan argon is in goede overeenstemming met de berekende waarden en deze meetresultaten wekken de stellige verwachting dat in een verbeterde opstelling Thomsonverstrooiing te detekteren zal zijn.

2. INHOUDSOPGAVE

	blz.
1. Samenvatting	1
2. Inhoudsopgave	- 2
3. Inleiding	3
4. Berekening van de verwachte verstrooiingsvermogens	4
5. Opbouw van de opstelling	6
5.1 Algemeen	6
5.2 Laser	6
5.3 Energymonitor	6
5.4 Hoofdlens	7
5.5 Gasontladingsbuisje in oven	8
5.6 Rayleighhoorn	9
5.7 Detektiesysteem	10
5.8 Uitlijnen	11
6. Sferische aberratie	12
7. Metingen	13
7.1 Algemeen	13
7.2 Rayleighverstrooiing aan lucht	13
7.3 Bundeldiameter	14
7.4 Rayleighverstrooiing aan argon	14
7.5 Metingen aan cesium	15
8. Conclusie	16
9. Aanbevelingen voor verder onderzoek	16
10. Referenties	18
11. Appendix	19
11.1 Meetresultaten	19
11.2 Schets van de opstelling	21

3. INLEIDING

Dit is een onderzoek naar de Thomsonverstrooiing van licht aan vrije elektronen, met als doel: het bepalen van de lokale elektronentemperatuur en -dichtheid van de vrije elektronen in een MHD-plasma.

Juist met deze lokale gegevens is het fysische gedrag van een MHD-generator beter te voorspellen.

De meetmethode is aantrekkelijk omdat er rechtstreeks aan de elektronen wordt gemeten zonder tussenkomst van de zware deeltjes. Bovendien is de meting lokaal (orde 1 mm^3) en zeer snel (orde 10^{-8} sec).

De vrij uitgebreide meetopstelling kan een bezwaar zijn.

Thomsonverstrooiing berust op het volgende principe:

Een stilstaand elektron, in trilling gebracht door een elektromagnetische golf, gaat als een dipool elektromagnetische straling van dezelfde frequentie uitzenden. Heeft het elektron een snelheid dan zendt het in evenredigheid een hogere of lagere frequentie uit (Doppler-effekt).

Als nu de invloed van de ionen op de elektronenbewegingen te verwaarlozen is, zoals in ons geval, dan is de intensiteit van het verstrooide licht recht evenredig met de elektronendichtheid, terwijl de halfwaardebreedte van het ontstane frequentiespectrum evenredig is met de wortel uit de elektronentemperatuur [1].

Het totaal verstrooide lichtvermogen is slechts 10^{-12} deel van het invallende lichtvermogen, daarom wordt een hoogvermogen laser (100 MW robijnlaser) als lichtbron gebruikt.

Het spectrum wordt door een monochromator gescheiden en vervolgens in tien kanalen naar fotodiodes geleid.

4. BEREKENING VAN DE VERWACHTE VERSTROOILINGSVERMOGENS

De uitdrukking voor het berekenen van het verstrooide vermogen, door Thomson- of Rayleighverstrooiing, luidt:

$$W = \frac{L}{\Delta x \Delta y} n \sigma \Delta x \Delta y \Delta z \frac{\Delta \Omega}{4\pi} \frac{3}{2} \text{ Watt}$$

Hierbij is:

L : het invallend lichtvermogen in Watts

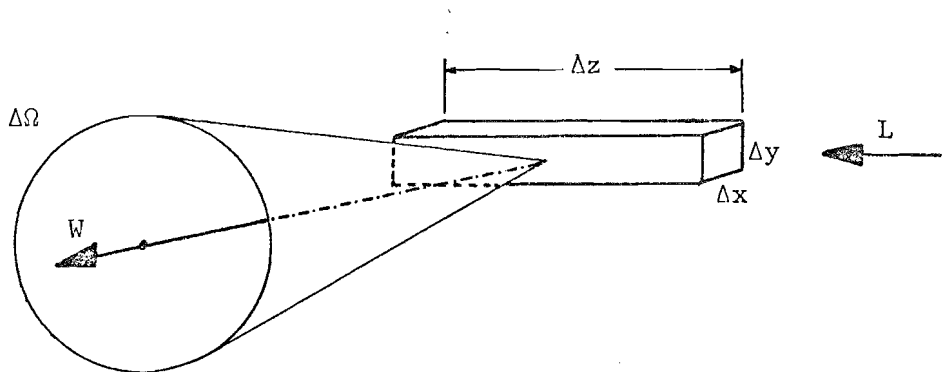
n : de deeltjesdichtheid in m^{-3}

σ : de totale verstrooiingsdoorsnede in m^2

$\Delta x \Delta y \Delta z$: het waargenomen volume in m^3

$\Delta \Omega$: de waarnemingsruimtehoek in steradianen

$\frac{3}{2}$: correctiefactor voor dipoolstraling



Deze uitdrukking geldt slechts voor de getekende geometrie, met in de y-richting gepolariseerd invallend licht.

De fysische voorwaarden zijn uitgewerkt in [2].

Voor de gebruikte opstelling gelden de volgende getalwaarden:

Lichtvermogen $L = 5 \times 10^7$ Watt (1 Joule in 20 nsec)

Robijnlaser: 1 Joule komt overeen met $0,351 \times 10^{19}$ fotonen van 1,78 eV.

Waarnemingsruimtehoek $\Delta \Omega = 5 \times 10^{-3}$ steradianen.

Deze wordt bepaald door de ruimtehoek van de monochromator.

Waargenomen bundellengte $\Delta z = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$

Deze wordt bepaald door de afbeelding van de uitgangsspleet van de monochromator op de fotodiode: de verkleining is 4x en het gevoelig oppervlak van de fotodiode meet $0,5 \times 0,5 \text{ mm}$.

In onderstaande tabel vindt U voor verschillende meetsituaties de te verwachten vermogens, berekend met de opgegeven waarden voor L, Δz , $\Delta \Omega$.

Verliezen van de afbeelding op de monochromator door lensaberraties zijn niet meegerekend.

	n	σ	W
	(m^{-3})	(m^2)	(Watt)
elektronen	10^{20}	$6,65 \times 10^{-29}$	$4,0 \times 10^{-7}$
argon (1 atm, 20°C)	$2,6 \times 10^{25}$	$1,56 \times 10^{-31}$	$2,4 \times 10^{-4}$
argon (schokbuis)	10^{25}	$1,56 \times 10^{-31}$	$0,9 \times 10^{-4}$
cesium (schokbuis)	10^{22}	$3,4 \times 10^{-28}$	$2,0 \times 10^{-4}$
droge lucht (1 atm, 20°C)	$2,6 \times 10^{25}$	$1,66 \times 10^{-31}$	$2,6 \times 10^{-4}$

5. OPBOUW VAN DE OPSTELLING

5.1 Algemeen

Het plasma in de MHD-generator wordt in een cesium-gasontladingsbuisje gesimuleerd. Het hele buisje staat in een oven met thermostaat en bij een temperatuur van 600 °K wordt een dampdruk van 4,2 torr bereikt.

Het gasontladingsbuisje is het hart van de opstelling, waarvan de verschillende onderdelen hieronder de revue passeren. Bij ieder worden specifieke eigenschappen en problemen vermeld.

5.2 Laser

Gegevens: type: Laser Associates, 211A, robijnlaser.
vermogen: normal mode: 35 kWatt (35 Joule in 1 msec)
Q-switch mode: 100 MWatt (2 Joule in 20nsec)
Q-switch: passieve vloeistofcel (cryptocyanine in methanol)
jitter: 50 µsec.
bundeldivergentie: 4 milliradialen (halfintensiteitspunten)
golflengte: 6943 Å ($4,32 \times 10^{14}$ Hz, fotonenergie 1,78 eV)
polarisatie: horizontaal (bodemplaat onder)

De laser staat ingeklemd in een zwaar U-vormig profiel, dat op zijn beurt rust op twee stelten. Deze constructie voldoet, maar is verre van ideaal. Een opstelling op drie instelbare kolommen is te prefereren.

5.3 Energymonitor

Energie en vermogen van een laserpuls worden in de energymonitor gemeten door 7% van de invallende bundel via verzwakkingsfilters te verstrooien naar twee fotodiodes.

Het apparaat is geijkt, maar hoogstens op 5% nauwkeurig. De filterverzwakkingen zijn experimenteel bepaald.

Het energiesignaal van de monitor start de detektie en wordt tegelijkertijd zelf op het oscilloscoopscherm geschreven.

De eenvoud van de gebruikte Q-switch heeft namelijk als bijverschijnsel dat én het moment van uittreden van de zgn. giant pulse én zijn vermogen niet reproduceerbaar zijn.

De energymonitor verplaatst de laserbundel ongeveer 2 mm naar beneden en staat daarom vast in de opstelling.

5.4 Hoofdlens

Deze lens focuseert de laserbundel op de plaats in het plasma waarvan n_e en T_e gemeten moeten worden.

Bijkomende voordelen van het focuseren zijn:

- a) de detektie kan naar een kleiner plasmavolume kijken en ontvangt evenredig minder stoorstraling.
- b) het verstrooide beeld van de laserbundel wordt via een 1 : 1 afbeelding (gunstig in verband met sferische aberratie) op de ingangsspleet van de monochromator afgebeeld (grootteorde 100 μ). De bundeldiameter moet dus liefst in dezelfde grootteorde liggen om onnodig vermogensverlies bij het afbeelden te voorkomen.

De bundeldiameter in het focuspunt wordt in hoofdzaak bepaald door de divergentie van de laserbundel, de afwijkingen door sferische aberratie zijn een grootteorde kleiner.

Bij de opgegeven bundeldivergentie, 4 milliradialen voor de half-intensiteitspunten, geeft de hoofdlens ($f = 150$ mm) in het focus een bundel met een diameter van 0,6 mm. Met de gekozen plaats voor het 10 mm diafragma wordt deze diameter tot de helft teruggebracht.

Het beste lensmateriaal voor laserlicht van hoog vermogen is kwarts. Kwarts is een betere warmtegeleider dan glas en daarom branden kleine stofdeeltjes op de lens minder gemakkelijk in.

5.5 Gasontladingsbuisje in oven

Het cesium-gasontladingsbuisje vormt het hart van de opstelling. De bereikbare dampdrukken en dichtheden staan in de volgende tabel [3]:

Temperatuur ($^{\circ}\text{K}$)	Druk (torr)	Dichtheid (m^{-3})
293	$0,68 \times 10^{-6}$	$0,22 \times 10^{17}$
400	$0,26 \times 10^{-2}$	$0,62 \times 10^{20}$
500	0,22	$0,43 \times 10^{22}$
600	4,2	$0,68 \times 10^{23}$

Het ontwerp van het buisje is in een vroeg stadium gemaakt en is door nieuwe inzichten voor verbetering vatbaar. Dit vooral om het stoorlicht te beperken dat nu een orde groter is dan de Rayleighverstrooiing aan 1 atm. argon. De vensters hadden bijvoorbeeld beter onder de Brewsterhoek kunnen staan ($\tan i_B = n$, voor $n = 1,52$ is $i_B = 56^{\circ}40'$), omdat het laserlicht volledig gepolariseerd is.

De molybdeen diafragma's zijn door oxydatie beter licht-absorberend gemaakt; de enige methode die overbleef nadat verschillende zwarte proef-lagen tijdens het uitstoken van het buisje als poeder van de diafragma's vielen.

Dit bleek achteraf een slechte keuze, enerzijds omdat diafragma's in principe een glad reflecterend oppervlak moeten hebben, anderzijds omdat in de oven bleek dat het cesium zich bij 200°C met het oxyde ging verbinden tot een vuilgrijs poeder.

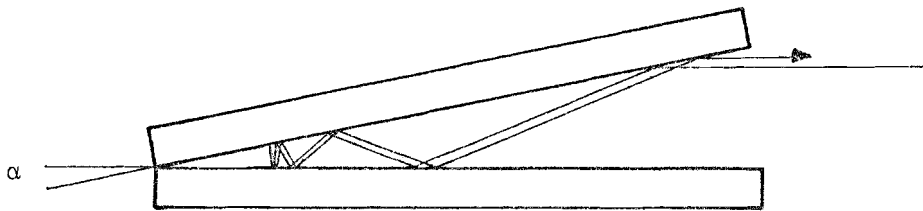
5.6 Rayleigh-hoorn

De functie van de Rayleigh-hoorn is : volledige absorptie van de laserbundel ná het focuseren.

Het eerste ontwerp, een aluminium kegel in een aluminium cilinder (top in de bundelrichting), voldeed slecht. Hij was namelijk dofzwart geschilderd en verstrooide het licht in alle richtingen in plaats van alleen in binnenwaartse richting.

De verbeterde Rayleigh-hoorn bestaat eenvoudig uit twee rechthoekige stukken zwart glas. De kwaliteit van de hoorn wordt bepaald door de aanwezigheid van kleine luchtbelllen in het glas op de plaats van de eerste twee reflectiepunten. Zij verstrooien het licht in alle richtingen.

Schets van het principe:



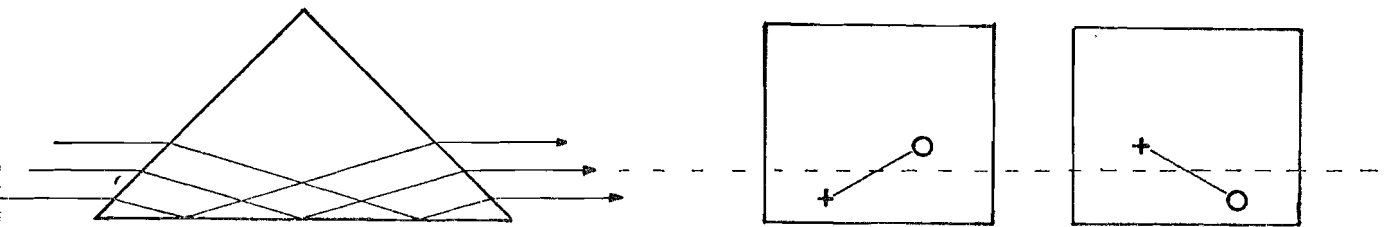
Met een hoek $\alpha = 10^\circ$ komt evenwijdig licht pas na 17 reflecties weer evenwijdig terug en is dan een factor 10^8 verzwakt.

5.7 Detektiesysteem

Het focuspunt van de laserbundel wordt 1 : 1 afgebeeld op de spleet van de monochromator met behulp van twee equiconvexe glaslenzen ($f = 70$ mm, met diafragma van 18 mm op de eerste lens). In deze opstelling geeft iedere lens een sferische aberratie van 0,7 mm per lens.

Het horizontale beeld wordt met behulp van een prisma 90° gedraaid omdat de monochromatorspleet verticaal staat.

De werking van dit prisma volgt uit onderstaande figuren:



Gemonteerd op een instelbare ruiters dient het prisma tevens als fijnregeling van de afbeelding op de monochromatorspleet.

De monochromator is een MP-1018 Czerny-Turner type, die met een tralie van 1180 lijnen per mm een dispersie van 16 \AA per mm geeft. De openingshoek is 0,005 steradianen. Bij een 30μ spleet is de intensiteit van de HeNe laserlijn (6328 \AA) op 2 \AA afstand van de top een factor 10^3 gedaald.

Het verwachte spectrum is ongeveer 30 \AA breed [2] en het beslaat in de uitgangsspleet dus ongeveer 2mm.

Het profiel van het spectrum wordt bepaald door scheiding in tien kanalen met behulp van een facettenspiegel. Ieder kanaal wordt op een PIN fotodiode HP 5082 - 4220 afgebeeld.

De ladingspulsen van de fotodiodes (orde 10^{-14} C bij Thomsonverstrooiing) worden door een RC-schakeling geïntegreerd en binnen de RC-tijd uitgelezen door een multiplexer die ze sequentieel naar de oscilloscoop zendt.

5.8 Uitlijnen

Het uitlijnen geschiedt in de volgende etappes.

Met een autocollimator wordt de robijnlaser uitgelijnd.

Vervolgens worden laser, diafragma en energymonitor visueel in elkaars verlengde gezet door met behulp van een spiegel alle cirkelvormige gaten concentrisch te zetten. Dan wordt de hoofdlens met een paar proefpulsen op hoogte gezet (zwart plakband op de lens)

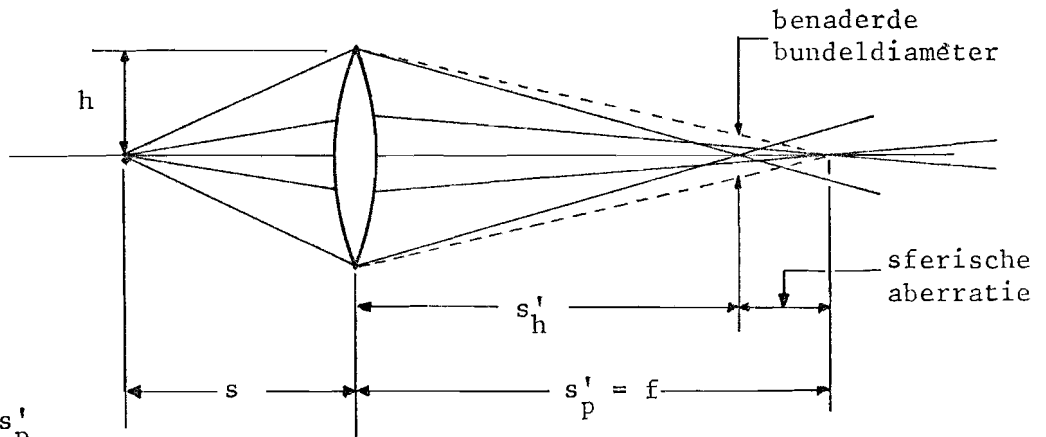
Het essentiële punt van het uitlijnen is dan het zo exakt mogelijk laten samenvallen van het robijnlaser-focus met het focus van de HeNe-laser, waarmee de bundel van de robijnlaser gesimuleerd wordt.

Dit heb ik gedaan door in het focusvlak van de lens een aluminium trefplaatje te zetten en de robijnlaser er een putje in te laten branden (diameter ongeveer 0,5 mm). Met behulp van een spiegel wordt de continue HeNe-laserbundel dan in de bodem van dit putje gemanoevreerd.

Met hetzelfde plaatje onder een hoek van 45° wordt daarna het focuspunt van de continue bundel in de detektierichting verstrooid en wordt de detektie eenvoudig op maximum signaal van de fotodiodes afgeregeld.

6. SFERISCHE ABERRATIE

Voor het berekenen van de sferische aberratie is de volgende uitdrukking gebruikt [4]:

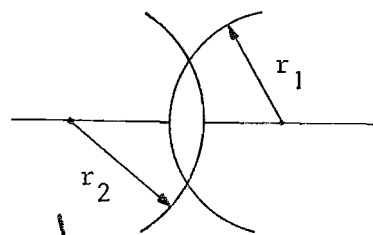


$$s'_h = \frac{s'_p}{1 + s'_p \cdot L_s}, \quad \text{met:}$$

$$L_s = \frac{h^2}{8f^3} \cdot \frac{1}{n(n-1)} \left[\frac{n+2}{n-1} \cdot q^2 + 4(n+1) \cdot p \cdot q + (3n+2)(n-1) \cdot p^2 + \frac{n^3}{n-1} \right]$$

$$p = \frac{s' - s}{s' + s} : \text{positiefactor}$$

$$q = \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1} : \text{vormfactor}$$



n : brekingsindex

tekenafpraak: gaande van links naar rechts wordt aan convexe oppervlakken een positieve straal toegekend.

Enkele berekeningsuitkomsten vindt U in de tabel (voor n = 1,52):

p	q	f (mm)	h (mm)	L_s (mm^{-1})	$s'_p - s'_h$ (mm)	bundeldiam.
-1	0	500	10	$1,3 \times 10^{-6}$	0,32	0,012 mm
-1	+1	500	10	$0,86 \times 10^{-6}$	0,21	0,008 mm
-1	0	150	10	$4,8 \times 10^{-5}$	1,1	0,15 mm
0	0	70	10	$3,6 \times 10^{-5}$	7,1	1,0 mm

7. METINGEN

7.1 Algemeen

Het correct meten van Rayleighverstrooiing vormde de hoofdmoot van de metingen. Bij Rayleighverstrooiing is de frequentieverschuiving verwaarloosbaar, daarom is slechts één fotodiode voor de detektie gebruikt. De uitgangsspleet van de monochromator wordt 4 x verkleind op de fotodiode afgebeeld.

De fotodiode is in vier verschillende schakelingen gebruikt en in de volgende tabel vindt U de respectievelijke uitgangsspanningen voor een invallend lichtvermogen van 10^{-6} Watt. De donkerstroom is 5 nA en komt overeen met 10^{-8} Watt.

	Belasting	Uitgangsspanning
normal mode (pulsduur 1 msec)	0,5 M Ω	250 mV
	0,1 μ F // 220 k Ω	5 mV (piek)
Q-switch mode (pulsduur 20 nsec)	50 Ω	0,025 mV
	100 pF // 50 k Ω	0,1 mV (piek)

7.2 Rayleighverstrooiing aan lucht

Rayleighverstrooiing aan de vrije lucht is gemeten met behulp van een diafragma-systeem zoals geschetst op de volgende bladzijde.

De aluminium diafragma's zijn glanzend zwart geëloxeerd en zijn ingeklemd in een micro-optische bank.

De afname van het totale signaal bij drukverlaging stemde goed overeen met de berekende Rayleighwaarden.

7.5 Metingen aan cesium

De metingen aan het buisje, nu gevuld met 0,5 gram cesium, zijn door technische problemen gestagneerd.

Bij temperatuurstijging daalde het fotodiode signaal terwijl juist een stijging verwacht wordt: een constant vermogen door stoorlicht van het buisje plus een toenemend Rayleighvermogen door verstrooiing aan de cesiumdamp.

De oorzaak is waarschijnlijk: door thermische uitzetting van de ophanging van het buisje verplaatst het buisje zich ten opzichte van de laserbundel.

De ophanging zal voor thermische uitzetting gecorrigeerd moeten worden.

Catastrofaal werd echter het neerslaan van cesium op in- en uittreevenster bij een temperatuur van ongeveer 200°C ofwel na ongeveer twee uur stoken.

Hoewel de temperatuurovergang naar de buitenwereld via 5 cm asbest pijp plaatsvindt en de hete lucht inwendig ruim tussen venster en pijpuiteinde kan spoelen, blijven de vensters kennelijk de koudste plaats.

De oplossing is natuurlijk de koudste plaats bewust ergens anders te creëren, door bijvoorbeeld een opening in de bodem van de oven te maken juist onder het buisje.

De tijd ontbrak helaas om beide veranderingen aan te brengen en te testen.

8. CONCLUSIE

De gebouwde opstelling is door een slechts matige ervaring op optisch gebied en door het gemis aan goede kwaliteit optische instrumenten in de huidige vorm niet toereikend om Thomsonverstrooiing aan vrije elektronen te meten.

Wél kon met deze opstelling Rayleighverstrooiing aan 1 atmosfeer argon experimenteel worden aangetoond.

De opgedane ervaringen wekken de stellige verwachting dat in een verbeterde opstelling Thomsonverstrooiing aan de cesiumontlading gemeten kan worden en dat deze meetmethode als diagnostiek voor MHD-generatoren bruikbaar is.

9. AANBEVELINGEN VOOR VERDER ONDERZOEK

De zwakke punten van de opstelling worden puntsgewijs doorgenomen en waar mogelijk worden suggesties voor verbeteringen aangegeven.

- a) De bundeldivergentie moet beperkt worden. Dit kan gebeuren door de laserbundel via een lens met een brandpuntsafstand van 3 à 4 meter op het diafragma van de hoofdlens te focuseren (zie Evans [1]).
- b) Het gasontladingsbuisje kan verbeterd worden: aanbrengen van Brewster-vensters, de diafragma's van zwart glas maken en hun onderlinge verhoudingen beter bemeten. De ophanging kan thermisch gecorrigeerd worden en cesiumneerslag op de vensters kan voorkomen worden door een koude plaats elders te creëren. Voor het correct meten van de Rayleighverstrooiing zou een opstelling met een van buitenaf regelbare gasdruk (via een pompaansluiting) ideaal zijn.
- c) De sferische aberratie in de detektie kan door het gebruik van achromaten belangrijk verminderd worden zodat relatief méér licht in de monochromator terechtkomt.

- d) Een reflectiefilter met een scherpe doorlaat op 6943 \AA , geplaatst vóór de monochromator, zal een groot deel van de storende Rayleighpiek op die golflengte weemenen.
- e) De nauwkeurigheid van de tien-kanaals detektie, dat wil zeggen de splitsing van het spectrum door de facettenspiegel en het sequentieel uitlezen van de RC-geïntegreerde fotodiodepulsen door de multiplexer, is onvoldoende bekend.
- f) Algemeen opgemerkt kan de laseropstelling stabielere worden uitgevoerd, de energymonitor nauwkeuriger geijkt worden en kan misschien een betere methode voor het uitlijnen gevonden worden.

Interessant zou zijn de multifotonionisatie als functie van de invallende vermogensdichtheid te onderzoeken. Geconstateerd is slechts dat voor een spanningsverschil van 4 Volt of hoger tussen de elektroden met één laserpuls de cesiumontlading gestart kan worden (laser zowel in Q-switch mode als in normal mode).

10. REFERENTIES

- [1a] Kunze, H.J. The laser as a tool for plasmadiagnostics, in:
Lochte-Holtgreven, W., editor, Plasmadiagnostics,
North Holland Publishing Company, Amsterdam (1968).
- [1b] Evans, D.E. Laser light scattering in laboratory plasmas,
Katzenstein, J. Reports on Progress of Physics, 1969, 32, 207 - 271.
- [2] Lysen, E.H. Laserdiagnostiek in argon-cesium plasma's voor
MHD-generatoren, stageverslag T.H.Eindhoven, febr. 1971.
- [3] Nottingham, W.B. NASA Technical Note D-3324, march 1966.
Breitwieser, R.
- [4] Jenkins, F.A. Fundamentals of Optics, Mc Graw-Hill, 1957.
White, H.E.
- [5] De Michelis, C. Laser induced gas breakdown: A bibliographical review,
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-5, 4, april 1969.

11. APPENDIX

11.1 Meetresultaten

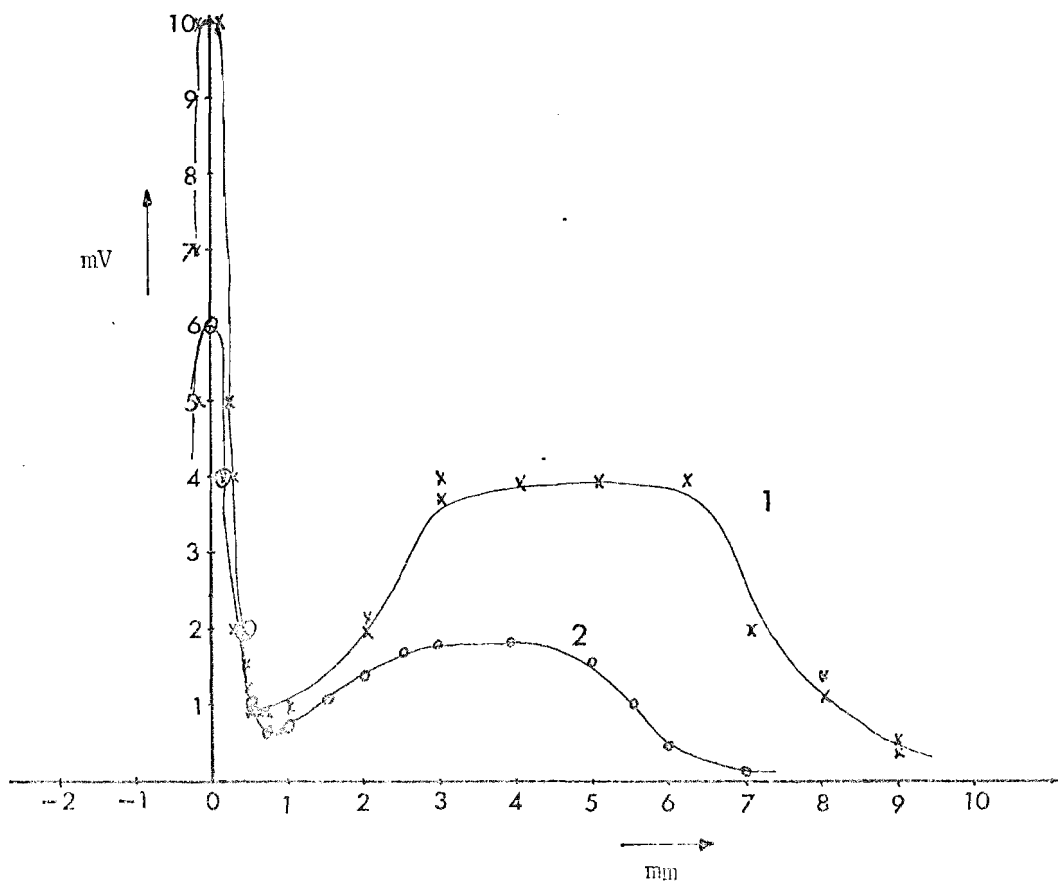
11.1.1 Rayleighverstrooiing aan lucht.

De resultaten zijn uitgezet in onderstaande grafiek. De fotodiode werd steeds naar boven bewogen in een opstelling zonder monochromator, maar mét een extra $f = 20$ mm lens vóór de fotodiode (vergroting totaal 1,6 x). Valse reflectie tegen deze lens veroorzaakt de toename van het signaal tussen 3 en 7 mm afstand van het centrum. Dit werd tegengegaan door de fotodiode te bedekken met een stukje rond zwart plastic met rond gat in het midden. Curve 2 geeft het resultaat weer.

Verwacht vermogen: $W = 4 \times 10^3 \cdot 2,6 \times 10^{25} \cdot 1,66 \times 10^{-30} \cdot 0,8 \times 10^{-3} \cdot \frac{0,013}{4\pi} \cdot \frac{3}{2}$ Watt

$$W = 2,1 \times 10^{-8} \text{ Watt.}$$

Op de fotodiode geeft dit (afsluiting $0,5 \text{ M}\Omega$): 5,4 mV.



11.1.2 Rayleighverstrooiing aan argon.

Het buisje werd achtereenvolgens met 760 torr, 380 torr en 10^{-5} torr argon gevuld en kon met behulp van een aluminium houder steeds exakt op dezelfde plaats worden teruggezet. Het relatief grote stoorsignaal doet echter vermoeden dat de laserstand niet optimaal is geweest. De fotodiode is met $0,1 \mu\text{F} // 220 \text{ k}\Omega$ afgesloten. De monochromator staat ver open om verliezen zoveel mogelijk te beperken: spleet 1 mm. Laser: normal mode, 2400 Volt.

Meetresultaten:

	laser (mV)	diode (mV)	diode (gecorr)	Rayleigh (μV)
760 torr	200	1,57	1,57	190
	200	1,58	1,58	200
	200	1,58	1,58	200
	205	1,60	1,56	180
	203	1,60	1,58	200
380 torr	185	1,35	1,46	80
	182	1,32	1,45	70
	190	1,35	1,42	40
10^{-5} torr	212	1,48	1,40	20
	210	1,45	1,38	0
	210	1,45	1,38	0

$$\text{Verwacht resultaat: } W = 5 \times 10^3 \cdot 2,6 \times 10^{25} \cdot 1,56 \times 10^{-31} \cdot 2 \times 10^{-3} \cdot \frac{0,005}{4\pi} \cdot \frac{3}{2} \text{ Watt}$$

$$W = 2,4 \times 10^{-8} \text{ Watt.}$$

Op de fotodiode geeft dit: 120 μV . (voor 760 torr)

