

SPECTROMETERS VOOR DE THOMSONVERSTROOIINGSDIAGNOSTIEK VAN PLASMA'S

D. Oepts,
FOM-Instituut voor plasmafysica "Rijnhuizen", Nieuwegein

1. Inleiding

In de plasmafysica bestudeert men de materie in de plasmatoestand. Dit is de situatie waarin de atomen geheel of grotendeels geïoniseerd zijn, zodat het gedrag van de stof sterk bepaald wordt door de aanwezigheid van vrije ladingen. Een groot deel van het plasmafysisch onderzoek houdt verband met de mogelijkheid om in een voldoende heet en dicht plasma van de waterstofisotopen deuterium en tritium kernfusiereacties te laten plaatsvinden waarbij helium wordt gevormd en een grote hoeveelheid energie vrijkomt.

De plasma's die in fusie-experimenten worden bestudeerd, hebben temperaturen, uitgedrukt in de hier gebruikelijke eenheden, van 20 eV tot 20 keV (1 eV komt overeen met ca. 10.000 K). Om deze temperaturen te kunnen bereiken en handhaven, moet het plasma goed van zijn omgeving geïsoleerd zijn. Direct contact met meetinstrumenten moet dus zoveel mogelijk vermeden worden, ook ter bescherming van die instrumenten zelf. De bepaling van de eigenschappen van het plasma, de diagnostiek, gebeurt daarom voor een zeer groot deel via de wisselwerking met elektromagnetische straling, dus met fotonen. Door de aanwezigheid van geladen deeltjes in het plasma is een grote verscheidenheid van interacties met straling mogelijk, zich uitstrekkend van het zichtbare gebied via infrarood tot radiogolven en via ultraviolet tot röntgenstraling. Eén van deze optische diagnostieken, waarbij gebruik ge-

maakt wordt van Thomsonverstrooiing, wordt in het volgende nader beschreven.

2. Thomsonverstrooiing

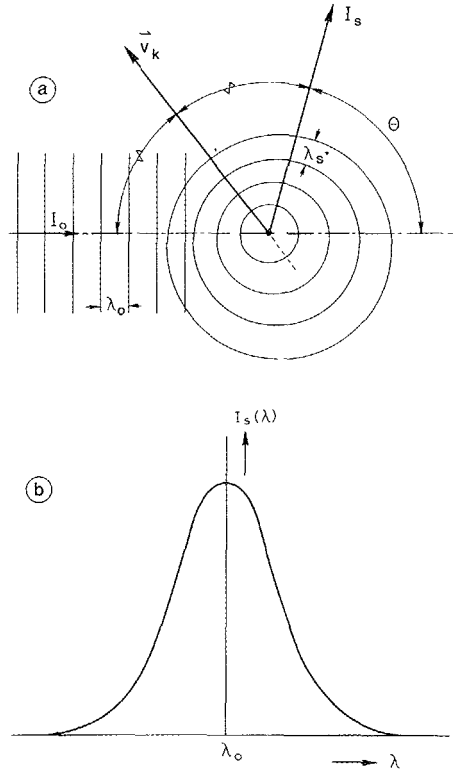
Thomsonverstrooiing is een variant van Rayleighverstrooiing, de verstrooiing van licht waaraan de hemel zijn blauwe kleur dankt. Dit verschijnsel kan klassiek verklaard worden door aan te nemen dat de elektronen in atomen en moleculen elastisch gebonden zijn, en onder invloed van het invallende licht in een gedwongen trilling worden gebracht [1]. Op hun beurt zenden deze trillende elektronen weer, in alle richtingen, straling uit. Als de frequentie van het opvallende licht wordt gegeven door ω_0 , terwijl de eigenfrequentie van het electron ω_r is, dan is, afgezien van demping, de amplitude van de gedwongen trilling evenredig met $\frac{\omega_0^2}{\omega_r^2 - \omega_0^2}$. Voor zichtbaar licht is $\omega_0 \ll \omega_r$, zodat dit $\approx \omega_0^2/\omega_r^2$ wordt. De intensiteit van het verstrooide licht is dan evenredig met ω_0^4/ω_r^4 , waardoor de blauwe kleur verklaard wordt. Zouden de moleculen homogeen over de ruimte verdeeld zijn, dan zouden de door de verschillende moleculen uitgezonden golven elkaar door interferentie uitdoven, behalve in de richting van de oorspronkelijke invallende golf. Alleen doordat er altijd microscopische dichtheidsfluctuaties zijn blijft er een netto effect over waarvan de intensiteit evenredig is met het (gemiddelde) aantal verstrooiende deeltjes per volume-

eenheid. Thomsonverstrooiing onderscheidt zich van Rayleighverstrooiing doordat de verstrooiende electronen niet gebonden zijn in een atoom of molecuul, maar vrij door de ruimte bewegen. Dit betekent dat de eigenfrequentie $\omega_r = 0$ kan worden gezet, zodat de verstrooide intensiteit onafhankelijk van de frequentie is. Overigens is het mechanisme hetzelfde, ook hier wordt de verstrooiing veroorzaakt door de dichtheidsfluctuaties.

3. Thomsonverstrooiing als plasma-diagnostiek

Evenals bij de Rayleighverstrooiing is de intensiteit van de Thomsonverstrooiing evenredig met de deeltjesdichtheid. Dit geldt tenminste als de deeltjes ongecorrigeerd zijn; in een plasma, waar Coulombkrachten over lange afstanden werkzaam zijn, is dat niet het geval. De hierdoor optredende correlaties zijn echter alleen merkbaar op een schaal groter dan een karakteristieke lengte, de Debyelengte. Over kortere afstanden overheerst de ongecorrigeerde thermische beweging. Daardoor merkt men van de collectieve effecten alleen iets als men met een golflengte groter dan de Debyelengte werkt, of naar strooiing onder kleine hoeken kijkt [2]. Met zichtbaar licht en onder 90 graden heeft men gewoonlijk de ongecorrigeerde Thomsonverstrooiing, zodat uit de intensiteit de electronen dichtheid bepaald kan worden. Hoewel dit een nuttige toepassing is, is het niet de belangrijkste reden om Thomsonverstrooiing te gebruiken. Van meer belang is, dat de electronen door hun thermische beweging aan het verstrooide licht een Dopplerverschuiving meegeven (zie fig. 1). Voor een Maxwellse verdeling van de electronensnelheden is het gevolg dat voor een monochromatische ingestraalde bundel het spectrum van het verstrooide licht een verbrede lijn met de vorm van een Gausskromme vertoont. De breedte van dit Dopplerprofiel hangt via de snelheden af van de temperatuur. Net zoals bij emissielijnen van sterren of andere lichtgevende

gassen kan men uit deze Dopplerbreedte de temperatuur bepalen. Meestal is voor het meten van de Dopplerbreedte van spectraallijnen een hoge resolutie nodig. In het geval van de Thomsonverstrooiing zijn echter de snelheden zeer groot doordat de vrije electronen veel lichter zijn dan atomen, terwijl bovendien de



figuur 1
Verstrooiing en Dopplerverschuiving
Het onder een hoek θ met de invallende bundel waargenomen strooilicht heeft een golflengteverschuiving ondergaan tengevolge van de snelheidscomponent \vec{V}_k

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = -2 \frac{|\vec{V}_k|}{c} \sin \theta/2$$

De snelheidscomponent in het vlak loodrecht op \vec{V}_k geeft bij de absorptie en re-emissie verschuivingen die elkaar juist opheffen

temperatuur zeer hoog is; de lijnbreedte kan daardoor gemakkelijk 100 nm in golflengte zijn.

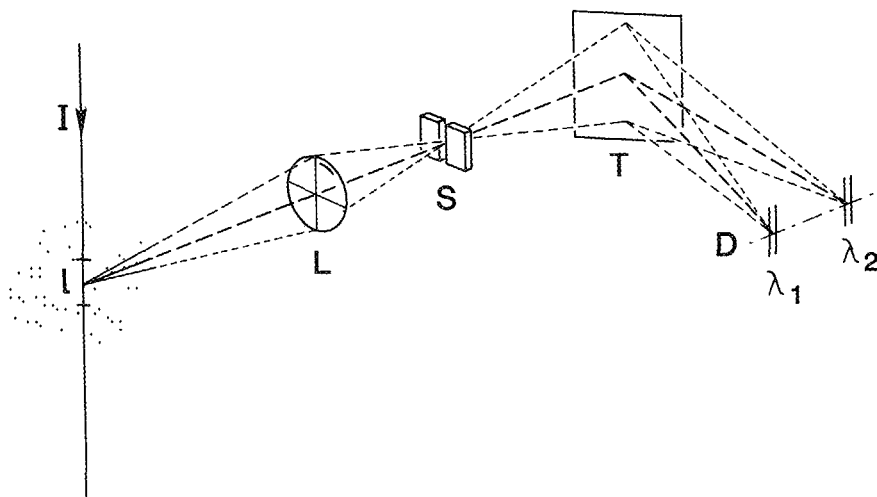
Een groot voordeel van deze meetmethode is de directheid en de onafhankelijkheid van andere meetgegevens, modellen, of aannamen met betrekking tot het plasma. Eventuele afwijkingen van de Maxwellverdeling of gevolgen van collectieve effecten blijken uit de gemeten lijnvorm. Een ander bijzonder voordeel is de mogelijkheid van lokale meting

Het principe van de meetopstelling is geschetst in figuur 2. Van de doorsnijding van het plasma (gestippeld met de invallende bundel (I) wordt een stukje (ter lengte 1) afgebeeld op de ingangsspleet (S) van een spectrograaf. Via een dispersief element (T) wordt de spleet spectraal opgelost afgebeeld in het detectievlak (D). Hier kan men de spectrale verdeling van het strooilight meten. De in principe eenvoudige meting wordt alleen bemoeilijkt door de geringe intensiteit van het verstrooide licht. Als I_0 de intensiteit van de invallende bundel is

(W/m^2), V het afgebeelde strooivolume (m^3), n_e de deeltjesdichtheid (m^{-3}) en Ω de ruimtehoek waarbinnen het strooilight wordt opgevangen (sr), dan is het opgevangen verstrooide vermogen evenredig met $I_0 V n_e \Omega$. De evenredigheidsconstante hangt, behalve van de eigenschappen van het electron, af van de hoek tussen de waarnemingsrichting en de polarisatie-richting van de invallende bundel, en wordt geschreven als $d\sigma/d\Omega$. Voor polarisatie loodrecht op het invalsvlak en strooiing onder 90° geldt dat $d\sigma/d\Omega = r_e^2 = (e^2 / (4\pi \epsilon_0 m_e c^2))^2$.

Als het strooivolume de hele doorsnede (A) van de invallende bundel beslaat, dan kunnen we voor $I_0 V$ schrijven $I_0 A 1 = P_0 1$, waarin P_0 het totale vermogen in de invallende bundel is. We hebben dus voor het verstrooide vermogen:

$$P_s = P_0 n_e I_0 r_e^2$$



figuur 2

Principe van de meetopstelling voor Thomsonverstrooiing. Verklaring zie tekst

Omdat r_e^2 zo klein is, ligt voor gangbare waarden van n_0 , l en Ω de verstrooide fractie P_s/P_0 van het invallende vermogen in de orde van 10^{-12} . Het is daarom noodzakelijk de detectie optiek en de spectrometer zo te construeren, dat zo weinig mogelijk verliezen optreden door absorptie of ongewenste reflecties of door beperking van de etendue (openingshoek \times doorsnede) van de bundel.

Niet alleen is het te detecteren signaal zwak, het plasma straalt van zichzelf ook al licht uit waarbij het Thomsonstrooiligte gemakkelijk in het niet valt. Om een zwak signaal van een sterke achtergrond te onderscheiden gebruikt men vaak een modulatie methode waardoor het signaal selectief gedetecteerd kan worden in een kleine bandbreedte waarin de achtergrond bijdrage niet groot is. Naarmate de bandbreedte smaller is moet dan echter de meettijd langer zijn. Door de tijdschaal waarop de plasma-experimenten zich afspelen is deze methode hier niet toepasbaar. Er wordt juist een tegengestelde methode gebruikt: door de ingestraalde energie in een zeer korte tijd te concentreren en alleen gedurende die tijd te meten, wordt de verhouding tussen ontvangen signaal- en achtergrondenergie verbeterd. Als lichtbron gebruikt men meestal een 'Q-switched' robijnlaser waarmee pulsen van 10 Joule met een breedte van 20 ns verkregen kunnen worden (piekvermogen ca 1 GW).

Dit alles is al lang bekend; sinds in 1969 een groep van het Engelse Culhamlaboratorium deze methode gebruikte om in Moskou de temperatuur in een van de eerste Tokamaks te bepalen, wordt de Thomsonverstrooiing bij elk plasma-experiment van enige omvang als standaarddiagnostiek beschouwd. Toch betekent dat niet dat er op dit gebied niets meer te beleven valt, vooral in de technische uitvoering zijn nog interessante ontwikkelingen mogelijk (zie bv [3]). In het volgende worden twee meet-systemen besproken, die de laatste jaren in het FOM-instituut voor plasmafysica zijn ontwikkeld.

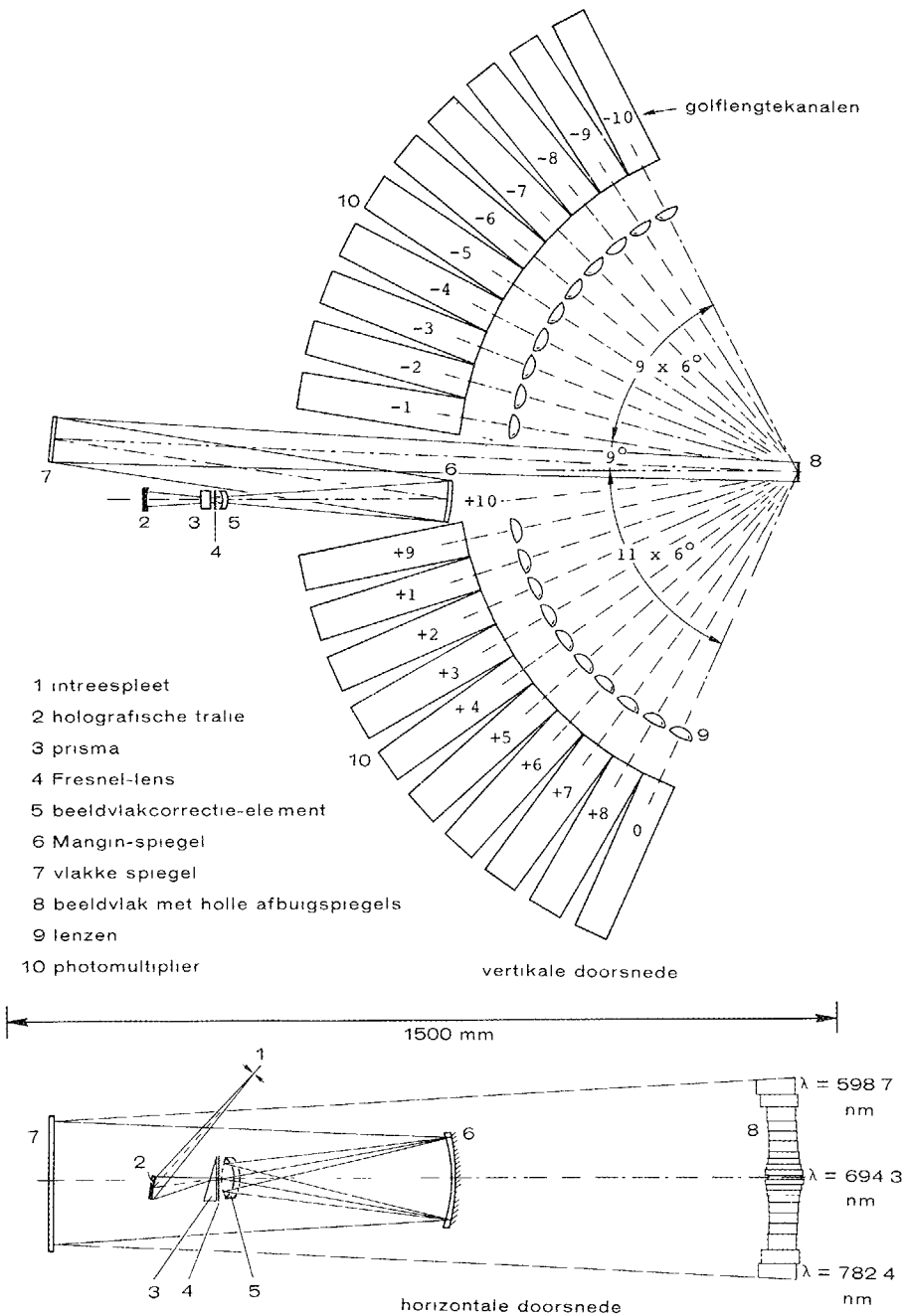
4. Twintigkanaals polychromator met photomultiplierdetectie

Dit apparaat, ontworpen door C.J. Barth, is speciaal bedoeld om bij relatief lage elektronendichtheden nog een gedetailleerd strooispectrum te kunnen meten. Om maximale gevoeligheid te bereiken, worden photomultiplierbuizen met GaAs fotokathode toegepast. Omdat dit materiaal al bij kleine kathodestromen snel achteruit gaat, wordt de dynodeketen elektronisch gepoort, zodat het plasma-achtergrondlicht geen schade kan aanrichten. Als extra beveiliging zijn de buizen voorzien van pneumatisch bediende mechanische sluiters.

Het is bij dit soort veelkanaalssystemen gebruikelijk om de signalen van de verschillende spectrale kanalen met behulp van lichtgeleiders (glassvezels of kunststof-staafjes) naar de afzonderlijke detectoren te voeren. In dit geval is echter gekozen voor een "klassieke" afbeelding met discrete optische componenten (zie fig. 3) om de verliezen te vermijden die met lichtgeleiders vooral bij het in- en uitkoppelen optreden. Bij het ontwerp is uitgegaan van een reeds aanwezig tralie, een voor astigmatisme gecorrigeerd concaaf holografisch tralie (Jobin-Yvon type III), met de volgende gegevens:

aantal lijnen	1800 per mm
kromtestraal	115.5 mm
afmeting	56 x 56 mm ²
afstand spleet - tralie	310 mm
afstand tralie - spectrum	130 mm

Gebruik van dit tralie had onder meer het voordeel dat de nieuwe spectrometer zijn voorganger kon vervangen zonder verdere aanpassingen aan de kant van het plasma-experiment. Om het spectrum in goed gedefinieerde kanalen over de photomultipliers te kunnen verdelen, wordt een vergrote afbeelding gemaakt met behulp van een Manginspiegel, dat is een aan de achterzijde verspiegelde zwakke negatieve meniscuslens. Met zo een spiegel kan on-



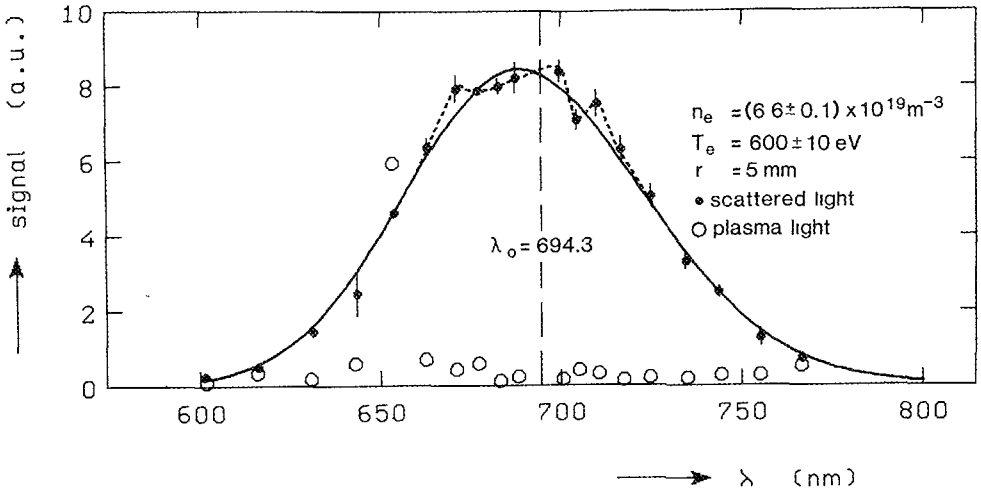
figuur 3
 Twintigkanaals spectrometersysteem.

danks een grote opening (ca $f/2$) een voldoende scherp beeld verkregen worden. Bovendien hoeft het spiegelend oppervlak niet aan de lucht blootgesteld te worden, zodat zilver gebruikt kan worden met een blijvend hoog reflectievermogen. Reflectieverlies aan de voorzijde kan voldoende onderdrukt worden door een geschikte coating. Een Fresnellens dicht bij het spectrum fungeert als veldlens en beeldt het tralie af op de Manginspiegel.

De scheve stand van het spectrum, die door de vergroting onacceptabel zou worden, wordt gecorrigeerd met behulp van een prisma. Een extra veldcorrectie-element zorgt er voor dat de combinatie van prisma, Fresnellens, correctielens en Manginspiegel een behoorlijk vlakke afbeelding van het spectrum vormt, met voldoende kleine beeldfouten. De set concave spiegels (8) verdeelt vervolgens de spectrale elementen over de in een grote cirkel opgestelde photomultiplierbuizen. De lenzen (9) focuseren de bundels op het fotokathode oppervlak van $4 \times 10 \text{ mm}^2$. De transmissiefactor van het totale systeem

(ingangsspleet tot fotokathode) ligt voor bijna alle kanalen boven de 45%. Het is hierdoor mogelijk het Thomsonverstrooiingssignaal nog in ca 20 kanalen te meten bij een dichtheid van 3×10^{18} elektronen/ m^3 . Ter vergelijking: De Rayleighverstrooiing door lucht met een druk van 4×10^5 atm. zou ongeveer evenveel signaal opleveren. Figuur 4 geeft een voorbeeld van een meetresultaat. Twee dingen vallen hier op: 1) het centrum van de lijn is verschoven t.o.v. de lasergolflengte, 2) er zitten onregelmatigheden in de lijnvorm dicht bij de top. De verschuiving wordt veroorzaakt doordat relativistische effecten niet meer verwaarloosbaar zijn bij deze electronensnelheden.

De onregelmatigheden in het lijnprofiel wijzen op afwijkingen van de Maxwellse snelheidsverdeling van de electronen en hangen samen met turbulentieverschijnselen in het plasma. Deze onregelmatigheden vormen de rechtvaardiging voor de konstruktie van een spectrometer met zo veel kanalen. Immers, zou men mogen aannemen dat het spectrum alleen door de



figuur 4
Voorbeeld van een meting met de twintigkanaals spectrometer

temperatuur bepaald wordt en altijd een gegeven vorm heeft, dan zijn in principe twee kanalen voldoende om de temperatuur vast te stellen. In gevallen waar het niet mogelijk is om in veel kanalen te meten, bijv. omdat men in één keer op verschillende plaatsen, of zeer kort na elkaar wil meten, wordt zo een methode wel toegepast. Het soort details dat met de hier beschreven spectrometer kan worden waargenomen, en de bereikbare nauwkeurigheid en betrouwbaarheid van de temperatuurmeting moet men dan opofferen.

5. Multipositie systeem met CCD detectie

De electronentemperatuur en -dichtheid zijn niet overal in het plasma gelijk; daarom is het juist zo nuttig dat met de Thomsonverstrooiing op een goed gedefinieerde plaats gemeten kan worden. Dit betekent echter ook, dat men met meting op één plaats niet tevreden is; belangrijke eigenschappen van het plasma hangen juist samen met de gradiënten van deze grootheden. Wegens de tijdschaal van de plasma-experimenten en de herhalingsfrequentie van de laser is het niet mogelijk in hetzelfde plasma na elkaar op verschillende posities te meten. Men moet dus of op een schot-voor-schot basis de meetpositie variëren, waarbij men aan moet nemen dat het plasma goed reproduceerbaar is, of tegelijk op meer plaatsen meten. Kijken we nog eens naar figuur 2, dan kunnen we ons voorstellen, dat we een aantal identieke meetsystemen boven elkaar opstellen, die ieder naar een eigen stukje van het plasma en de laserbundel kijken. In plaats van het hele spectrometersysteem in veelvoud uit te voeren is het in principe ook mogelijk om een groot stuk van het plasma en de laserbundel af te beelden op de ingangsspleet van één spectrometer, en het spectrum te verdelen in een aantal stroken boven elkaar, corresponderend met verschillende stukjes van de laserbundel in het plasma. Men heeft daarvoor een stigmatische spectrometer nodig, en een tweedimensionaal

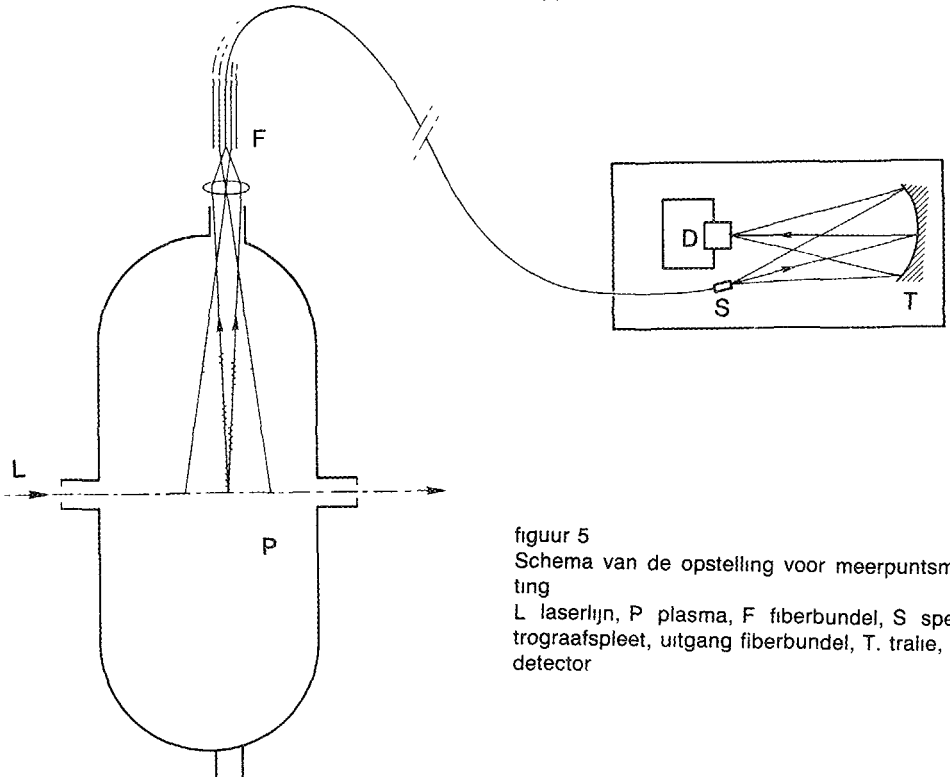
array van detectoren. In principe is dat geen probleem, maar bij de realisering zijn er twee moeilijkheden nl. de vereiste étendue en het aantal detectoren. Behalve een zo groot mogelijke collectiehoek Ω wil men nu ook een aanzienlijk gezichtsveld hebben. Om een (bescheiden) gebied van bijvoorbeeld 100 mm lengte af te beelden op een spectrometerspleet met een lengte in de orde van 10 mm is een verkleining met een factor 10 nodig, waardoor de openingshoek in de spectrometer 10 maal zo groot wordt. Wil men met een opening van bv 1:10 naar het plasma blijven kijken, dan moet de spectrometer met $f/1$ werken. In combinatie met een spleethoogte van 10 mm, stigmatische afbeelding en hoge transmissiefactor, is dat wel wat veel gevraagd.

De tweede moeilijkheid ontstaat doordat men voor 10 à 20 te onderscheiden ruimtelijke punten en 10 à 20 spectrale kanalen een aantal van 100 à 400 detectoren nodig heeft. Het gebruik van photomultipliers wordt dan onpraktisch en men moet gebruik maken van een tweedimensionale beelddetector zoals een vidicon, diodearray of CCD beeldsensor. De kleine afmeting van zulke detectoren is een voordeel, maar kan ook een bezwaar zijn, doordat het de étendue van het systeem weer beperkt. De beperking van de spleethoogte zou men in principe kunnen opheffen door de hele spectrometer op te schalen in afmetingen, maar dan heeft men, behalve een groot tralie, ook een grote afmeting van de detector nodig. Omdat de vereiste spectrale resolutie niet groot is, en de laserbundel smal, kan men iets winnen door spleethoogte in te ruilen tegen spleetbreedte door middel van een beeldtransformatie. In het hier besproken systeem wordt een gebied van 115 mm lengte in het plasma, afgebeeld op een fiberoptiek spleet van ca $28 \times 0,3 \text{ mm}^2$. Aan het andere eind van de glasvezelkabel zijn de vezels gerangschikt tot een spleet van $14 \times 0,6 \text{ mm}^2$. Dit uiteinde fungeert als de ingangsspleet van de spectrometer.

Een bijkomend voordeel van de glasvezelverbinding is, dat de spectrometer- en detectieapparatuur kan worden opgesteld in een afgeschermd meetruimte waar de zeer sterke electromagnetische storingen, die bij het plasma-experiment optreden, geen invloed hebben. De spectrometer bestaat verder uit een concaaf tralie en het detectiesysteem. Het tralie is een holografisch, vlakveld, stigmatisch type (Jobin-Yvon UFS200) met 300 lijnen per mm, 70 mm diameter, 210 mm kromtestraal ($f/3$) Als detectie-element wordt een CCD array van het frame transfer type toegepast. Een CCD (Charge Coupled Device) detector bestaat uit een array van MOS condensatortjes op een silicium chip waarin de door opvallend licht geproduceerde foto-electronen worden opgeslagen. Door middel van gate-electroden die op geschikte wijze van klokpulsen worden voorzien, kunnen de

verzamelde signaalladingen worden doorgeschoven van de ene condensator naar de andere. Een frame transfer array is normaal opgebouwd uit twee helften (zie fig. 6) waarbij de ene helft belicht wordt terwijl de andere helft als buffer dient waaruit de ladingspakketjes lijn voor lijn en pixel voor pixel naar de uitgangstrap worden geschoven

Als de buffer geheel is uitgelezen wordt de inmiddels in de andere helft verzamelde beeldinformatie in korte tijd doorgeschoven naar de buffer, waarna de volgende uitlees- en integratiecyclus begint. Voor de detectie van de Thomsonverstrooiingssignalen, waarvan de tijdsduur zeer kort is vergeleken met de uitleestijd van het array, is het niet nodig om een aparte integratie- en bufferhelft te hebben. Het is voldoende om de klokpulsen kort voor het schot te stoppen en na de belichting direct met het



figuur 5
 Schema van de opstelling voor meerpuntsmeting
 L laserlijn, P plasma, F fiberbundel, S spectrograafspleet, T. tralie, D detector

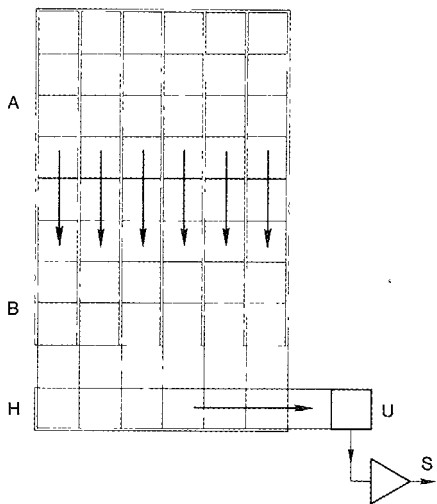


fig. 6

utlezen te beginnen. Er kan dan een speciale uitvoering gebruikt worden waarbij integratie- en buffergedeelte identiek zijn uitgevoerd en zonder onderbreking op elkaar aansluiten. Dit geeft een twee maal zo groot bruikbaar oppervlak. Het hier toegepaste array (Thomson-CSF TH7882) heeft een formaat van $9 \times 14 \text{ mm}^2$. Op dit oppervlak bevinden zich 384×576 beeldelementen; dat is veel meer dan voor de plaats en golflengte resolutie nodig is, maar arrays met minder elementen hebben gewoonlijk een evenredig veel kleiner oppervlak.

De omzetting van fotonen in vrije elektronen gebeurt in deze halfgeleider detectoren met een aanzienlijk hogere efficiëntie dan in de fotokathode van een photo-multiplier buis, zeker in het rode golflengtegebied. Toch is de netto detectie efficiëntie van de laatste veel groter, door de ruisarme electronenversterking waardoor één foto-electron een meetbaar signaal teweeg kan brengen. Zo een inwendige versterking ontbreekt in de halfgeleider detectoren. Om zwakke signalen toch te kunnen

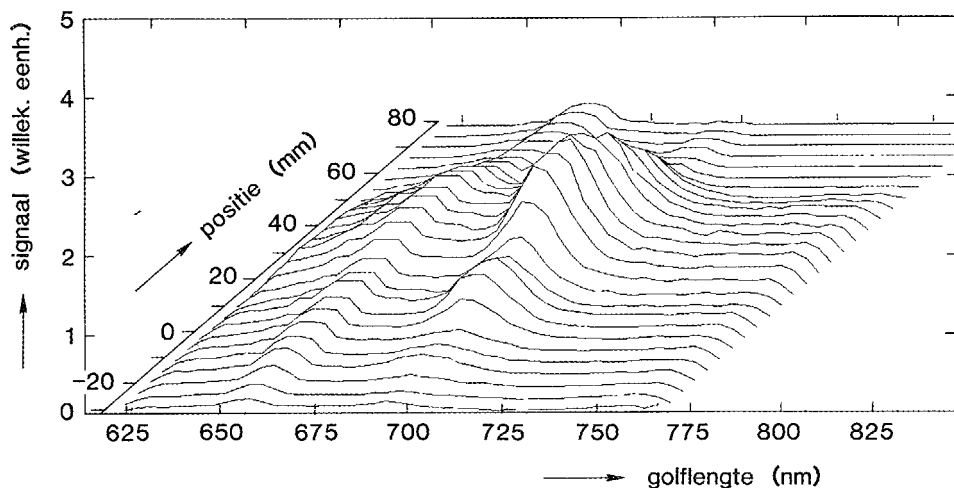


fig 7

meten wordt de eigenlijke detector hier vooraf gegaan door een beeldversterker (Philips P454 SP). Deze bestaat uit een sandwich van een dicht opeen geplaatste fotokathode, microchannelplate electronen versterker, en fosforscherm. Door de spanning tussen kathode en channelplate slechts gedurende ca. 100 ns rond de laserpuls op het werkniveau te schakelen, werkt de beeldversterker tevens als snelle sluiters Dit is noodzakelijk omdat het CCD integrerend werkt en anders veel te veel plasmalicht zou registreren.

Na het schot wordt het CCD pixel voor pixel uitgelezen. De signalen worden gedigitaliseerd en opgeslagen in een lokaal geheugen, waarna ze met alle andere meetgegevens worden opgenomen in het databestand van het plasma-experiment. Figuur 7 geeft een voorbeeld van het geregistreerde signaal. In het midden is het Thomsonsignaal te zien, op een achtergrond van plasmalicht. De ook in het bijna volledig geïoniseerde gas nog aanwezige neutrale waterstofatomen veroorzaken een relatief sterke emissie van o.a. de H_{α} lijn, de doorlopende 'rug' links in het beeld is daarvan het, gedeeltelijk weggefilterde, gevolg.

Uit elk van de gemeten spectra kunnen weer, met de nodige calibraties, de electronen temperatuur en -dichtheid ter plaats bepaald worden, zodat dan het ruimtelijk profiel van deze grootheden bekend is.

6. Besluit

De beide beschreven meetsystemen hebben hetzelfde doel, maar verschillen sterk in hun uitvoeringsvorm. Op het eerste gezicht zou men denken dat het tweede systeem altijd te prefereren is, omdat het in één meting het hele profiel bepaalt, en daarmee 20 à 30 maal zoveel informatie verschaft als een éénpunts meting. Daar staat echter tegenover dat de gevoeligheid ruwweg een zelfde factor lager ligt, zodat dit systeem alleen geschikt is voor relatief hoge dichtheden en niet al te hoge temperaturen. Afhankelijk van de omstandigheden moet men dus óf de ene óf de andere oplossing kiezen. Het is technisch wel mogelijk om tegelijk in veel punten en met grote gevoeligheid te meten [4], maar dat vereist een zeer kostbaar spectrometer- en detectiesysteem, en een laser met extreme helderheid. Ook dan heeft men nog de beperking van de meting op één tijdstip. Om veranderingen in het temperatuurprofiel van het plasma te bepalen met een goede tijdsresolutie, moet men andere methoden dan de Thomson-verstrooiing gebruiken.

Literatuur

1. W. Panofsky, M. Phillips, Classical Electricity and Magnetism Addison-Wesley, Reading 1956
2. J. Sheffield, Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation Academic Press, New York, 1975
3. Proc. 6th Topical Conference on High Temp. Plasma Diagnostics
Rev. Sci. Instrum. 57 No 8 Part II (1986)
4. D. Johnson e.a., ref 3, p. 1856-1861