

M. Kuperus

Hoofdstuk IV IJle Materie

IV, 1. Inleiding

Naast de sterren en de planeten waarin de materie in compacte lichamen is geconcentreerd bestaat het melkwegstelsel uit een mengsel van stofkorrels, moleculen, atomen, ionen, straling (fotonen) en kosmische straling in zulke geringe concentraties dat de interacties tussen de diverse componenten van dit mengsel van een geheel andere aard zijn dan zoals die optreden in het inwendige en de atmosferen van sterren en planeten. Het medium is hierbij vergeleken bijzonder ijl.

We zullen ons hier voornamelijk bezighouden met de interstellaire materie. Dit is het ijle medium dat zich tussen de sterren van ons melkwegstelsel bevindt. Voor de meeste extragalactische sterstelsels geldt dat ook daar de sterren zijn ingebed in een ijl mengsel van gas en stof (zie ook hoofdstuk V).

De buitenste lagen van de meeste sterren gaan geleidelijk over in een ijl omhulsel, de corona genoemd. Eigenlijk is alleen een grondige studie gemaakt van de corona van de zon. De huidige waarnemingsmethoden stellen ons nog niet in staat veel zinnigs over stercorona's te weten te komen. Zonder een gedegen en steeds weer vernieuwde studie van de uiterst gecompliceerde fysische processen in de zonnecorona zal het niet goed mogelijk zijn huidige en toekomstige waarnemingen zinvol te interpreteren. Dit geldt trouwens niet alleen voor de corona's van sterren maar voor steratmosferen in het algemeen.

Het is dus noodzakelijk om de meeste aandacht te besteden aan de fysica van de zonnecorona, zoals het ook noodzakelijk is bij een studie van de interstellaire materie de meeste aandacht te besteden aan de galactische interstellaire materie.

Het interstellaire medium, hoewel ijl, is geenszins vormloos. Het blijkt duidelijk daar het sterkst geconcentreerd te zijn waar ook de sterren in grotere hoeveelheden voorkomen.

Er bestaat een nauw verband tussen de sterren die zich uit het interstellaire medium vormen en de ijle interstellaire materie die op zijn beurt weer wordt aangevuld door ster materie.

Dit aanvullen gebeurt door massaverlies van sterren. Zoals bijvoorbeeld door sterrewind. Dit proces van hydrodynamische expansie

van de buitenste lagen van een ster is zeer goed bestudeerd bij de zon. Hier heet het zonnwind. De zonnwind is een dynamische verbinding tussen de corona en het interstellaire medium. Deze band loopt via het interplanetaire medium waarin onze aarde zich bevindt.

Zowel de interstellaire materie als de interplanetaire materie bestaan uit stof en gas. Het gas kan geïoniseerd zijn of neutraal. Het geïoniseerde gas is in het algemeen heet ($T_e \gtrsim 10000$ K) en het neutrale gas koel ($T_e \sim 100$ K). Het grootste gedeelte van het interstellaire gas bestaat uit waterstof. De neutrale waterstofgebieden worden meestal HI gebieden genoemd. De geïoniseerde waterstofgebieden worden HII gebieden genoemd. Men had ze beter H en H^+ gebieden kunnen noemen. Wij zullen ze voortaan H en H^+ gebieden noemen. Naast waterstof vindt men vele andere atomen, ionen en moleculen.

Interstellair stof is diffuus verspreid over het gehele melkwegstelsel zoals uit de verzwakking van het sterlicht kan worden afgeleid. Toch treedt een duidelijke concentratie naar het melkwegvlak toe op. Daarnaast zien we zeer opvallende donkere wolken en reflectienevels. Interplanetair stof is het duidelijkst herkenbaar aan het zodiakale licht.

Het interstellaire gas is herkenbaar aan scherpe absorptielijnen in de spectra van een aantal sterren. Hierdoor is het mogelijk de chemische samenstelling te bepalen. Het meest abundant is natuurlijk neutrale waterstof. Het is vooral te danken aan het radioastronomische onderzoek met behulp van de 21 cm lijn van waterstof dat men de structuur (spiraalstructuur) van het interstellaire gas heeft kunnen bepalen.

Reeds geruime tijd was het bekend dat sommige interstellaire absorptielijnen werden veroorzaakt door moleculen. De laatste jaren is vooral door waarnemingen in het radiogebied en in het infrarood een groot aantal soms tamelijk gecompliceerde moleculen gevonden. De vorming van deze moleculen en de omstandigheden waaronder ze zich kunnen vormen zijn een fascinerend gebied van de astrofysica.

Een kleine fractie van de interstellaire materie en de corona's van zon en sterren zijn volledig of bijna volledig geïoniseerd. De fysische processen die zich in een geïoniseerd gas, een zogenoemd plasma kunnen voordoen zijn geheel verschillend van die in neutrale gassen. Het instandhouden van hete plasma's in een magnetisch veld rond betrekkelijk koele sterren vereist een uitvoerige bestudering van de voortplanting en dissipatie van golven in deze plasma's. Niet alleen rond de zon en andere laat type sterren bevinden zich volledig geïoniseerde ijle atmosferen. Ook rond vele zeer hete (vroeg type) sterren strekken zich uitgebreide geïoniseerde waterstofwolken uit. Dit zijn

de zogenoemde H^+ gebieden. De ionisatie wordt hier door sterlicht zelf veroorzaakt, terwijl het bij stercorona's typisch niet thermische processen zijn die de ionisatie bewerkstelligen. Tot de lichtende gasnevels behoren de planetaire nevels en de supernova resten, beide hete gaswolken die eens door een ster zijn uitgeworpen.

De supernova is een explosief phenomeen waarbij zeer veel hoog-energetische deeltjes worden gevormd. Men gelooft dat supernova-explosies de belangrijkste bron zijn voor de zogenoemde kosmische straling, een isotrope straling bestaande uit geladen deeltjes zoals protonen en α -deeltjes.

Zoals de interstellaire materie het ijle medium is dat zich tussen de sterren van een sterstelsel bevindt, zo is het intergalactische gas het zeer ijle gas tussen de diverse sterstelsels. Over dit geïoniseerde gas is nog zeer weinig bekend. Het is vooral cosmologisch van groot belang te weten hoeveel materie zich tussen de sterstelsels bevindt.

Tenslotte wordt in dit hoofdstuk uitvoerig ingegaan op de samenwerking tussen sterren en interstellaire ijle materie. Enerzijds ontstaan sterren uit interstellaire wolken door gravitationele contractie. Maar aan de andere kant blijken vroeg type sterren expanderende interstellaire wolken te kunnen vormen, terwijl planetaire nevels en supernova-resten eveneens duidelijk van stellaire oorsprong zijn. Het interstellaire gas wordt dus voortdurend aangevuld.

IV, 2. Stof

De aanwezigheid van stof in de interstellaire ruimte blijkt uit de absorptie van het licht van achter het stof gelegen sterren. Duidelijk waarneembaar is het stof in donkere wolken (Paardekopnevel), die zich scherp aftekenen tegen de er achter liggende heldere sterren of nevels en in reflektienevels: dit zijn stofnevels die het licht van nabij gelegen sterren verstrooien (Plejaden).

De verstrooiing van het sterlicht aan kleine stofdeeltjes manifesteert zich op drie manieren.

Ten eerste wordt het licht verzwakt (extinctie) door absorptie en verstrooiing.

Ten tweede wordt het licht verkleurd (roodverkleuring) omdat de verstrooiing golflengte-afhankelijk is en ten derde treedt polarisatie op, omdat de verstrooiende deeltjes kennelijk niet willekeurig georiënteerd zijn.

De theorie voor de verstrooiing en absorptie van licht aan dielectricische (niet volledig reflecterende) deeltjes is tamelijk inge-

wikkeld. Het is duidelijk dat de verhouding tussen de afmetingen van het deeltje (a) en de golflengte (λ) een zeer grote rol speelt. Ook moet men een betrouwbare statistische verdeling van de afmetingen van de deeltjes hebben om waargenomen extinctiekrommen te kunnen vergelijken met theoretisch bepaalde krommen.

Voor zeer kleine deeltjes ($\frac{a}{\lambda} \ll 1$) geldt dat de verstrooiing (γ) evenredig is met a^6/λ^4 . Het blauwe licht wordt het sterkste verstrooid en dus treedt roodverkleuring op.

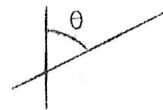
Ook voor middelmatig grote deeltjes waarvoor $\lambda \approx a$ geldt nog een golflengte-afhankelijke verzwakking van het sterlicht. Bij benadering geldt dan dat de extinctie $\gamma \sim \lambda^{-1} - \lambda^{-2}$. Voor zeer grote deeltjes ($a \gg \lambda$) is de extinctie onafhankelijk van de golflengte en is de verzwakking evenredig met het effectieve oppervlak van het deeltje ($\gamma \sim a^2$).

IV.2.1. Extinctie

De vormen van interstellaire wolken zijn zeer onregelmatig. De absorptie door stof, de z.g. interstellaire extinctie, is dan ook van plaats tot plaats zeer verschillend. Gemiddeld bedraagt de visuele extinctie in het melkwegvlak $\sim 0,3$ magnitude/kiloparsec in de omgeving van de zon. Het interstellaire stof is sterk naar het melkwegvlak geconcentreerd. Het blijkt dat men in een gordel van ongeveer 10° rondom de galactische equator geen extragalactische sterstelsels meer kan waarnemen (Hubble's "zone of avoidance").

Uit tellingen van sterstelsels vindt men voor de extinctie

$$\gamma(b) \approx 0,35 \operatorname{cosec} b \text{ magn/kpc}$$

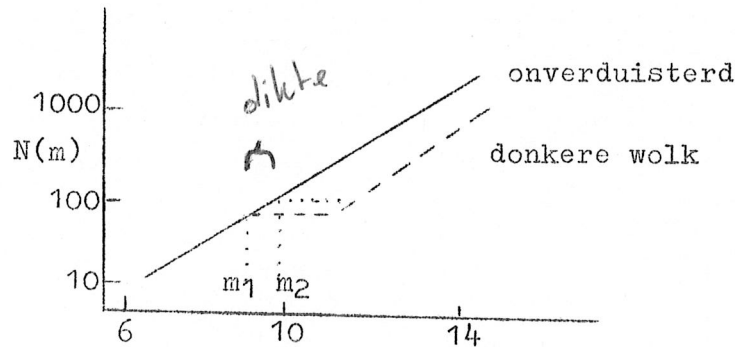


waarbij b de galactische breedte is (zie ook aardse extinctie).

Het stof vormt in feite een schijf met een dikte van ongeveer 300 pc, vrijwel gelijk aan de verdeling van de galactische waterstof. In extragalactische sterstelsels zoals M31, M82 en vele andere ziet men zeer duidelijk de sterke concentratie van stof in de vorm van langgerekte wolken langs spiraalarmen.

Een eenvoudige maar niet erg nauwkeurige methode om de afstand van een donkere wolk te bepalen is de methode van Wolf. Hierbij vergelijkt men het gebied van de wolk met een "onverduisterd" gebied van de hemel in de directe nabijheid. Men telt het aantal sterren per oppervlakte-eenheid en per grootteklasse. Het blijkt dan dat voor heldere sterren het aantal in beide gebieden hetzelfde is, terwijl vanaf een bepaalde magnitude in de donkere wolken er minder voorkomen.

De helderste sterren worden nog niet verduisterd. Kent men de gemiddelde afstand van de sterren van de verschillende grootteklassen, dan kan men zo een schatting maken van de afstand van de wolk (zie figuur).



Sterren helderder dan m_1 bevinden zich voor de wolk en sterren zwakker dan m_2 achter de wolk.

Uit m_1 en m_2 is de afmeting in de gezichtslijn van de wolk te bepalen.

Als een ster met absolute helderheid M zich op een afstand $r = 1/p$ parsec bevindt en zijn licht onderweg een absorptie van γ magn./parsec ondergaat, is zijn schijnbare helderheid m gegeven door

$$m - M = 5 (\log r - 1) + \gamma r \quad (\text{vergelijk I, 2.2.3})$$

De grootte $m - M - \gamma r$ heet extinctievrije of gereduceerde afstandsmodulus.

Enkele bekende donkere wolken zijn:

- De donkere nevel in de Stier ($\alpha = 4^{\text{h}}21^{\text{m}}$; $\delta = +28^\circ$);
- De Paardekopnevel in Orion ($\alpha = 5^{\text{h}}39^{\text{m}}$; $\delta = -2^\circ30'$) ten Zuiden van ζ Orionis;
- De donkere nevels bij ρ en θ Ophiuchi ($\alpha = 16^{\text{h}}20^{\text{m}} - 17^{\text{h}}20^{\text{m}}$; $\delta = 24^\circ$);
- De Kolenzaknevel in de buurt van het Zuiderkruis.

De meeste opvallend donkere wolken bevinden zich uiteraard tamelijk dichtbij (120 - 800 pc).

Soms ziet men donkere slurven materiaal (z.g. olifantsslurven) tegen een achtergrond van lichtend materiaal, vaak omgeven door heldere randen. Misschien heeft men hier te doen met een instabiliteitsverschijnsel aan de grens van twee gebieden: het lichtende gas expandeert en drukt het donkere weg.

Tenslotte vindt men heel merkwaardige kleine ronde bolwolken of globulen, zichtbaar tegen een achtergrond van lichtende nevels. Ze hebben waarschijnlijk een middellijn van de orde van 30 000 A.E. en een dichtheid 10^{3-5} x die van normale donkere wolken. Men neemt aan

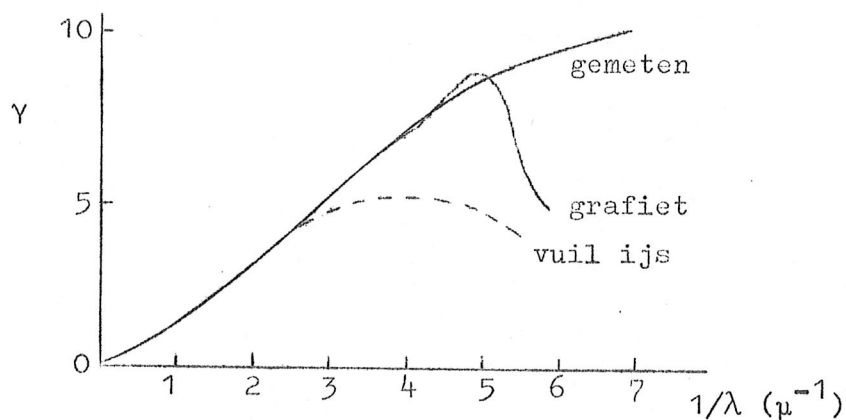
dat globulen een tussenfase zijn in het proces van stervorming uit een interstellaire wolk.

2.2. Roodverkleuring

Zoals we al gezien hebben is de interstellaire extinktie niet voor alle golflengten hetzelfde. Het blauwe licht wordt sterker verzwakt door verstrooiing dan het rode. Het licht van ver verwijderde sterren wordt hierdoor roodachtig verkleurd. Men spreekt van interstellaire roodverkleuring. Als maat hiervoor heeft men een kleurexces ingevoerd. Het kleurexces E_{B-V} is het verschil uitgedrukt in magnituden tussen de kleurindex zoals deze wordt waargenomen $(B-V)$ en die welke verwacht zou worden op grond van het spektrum van de ster $(B-V)_0$:

$$E_{B-V} = (B-V) - (B-V)_0$$

Als men het spektrale type van een ster theoretisch kent, kan men het kleurexces bepalen uit de waarnemingen. Onderstaande figuur toont de extinctie als functie van $1/\lambda$.



In het zichtbare gedeelte van het spectrum is de extinctie $\gamma \sim \lambda^{-1.2}$ en in het nabije infrarood is $\gamma \sim \lambda^{-1.6}$. Hieruit volgt dat de deeltjes noch zeer groot ($a \gg \lambda$) noch zeer klein ($a \ll \lambda$) kunnen zijn. De afmetingen zijn dus vergelijkbaar met de golflengte in het zichtbare spectrum; $a \approx 10^{-6}$ cm.

Uit de extinctiekromme kan een gemiddelde relatie tussen E_{B-V} en de verzwakking van de visuele magnitude M_V worden gevonden:

$$M_V = (3.0 \pm 0.2) E_{B-V}$$

Globaal geldt dat $\gamma \approx 2$ magn/kpc voor afstanden groter dan 1 kpc. Het blijkt dat er nog zeer dicht bij het galactische vlak enkele bijzonder doorzichtige zogenoemde vensters zijn.

II.2.3. Polarisatie

Behalve dat het licht van ver verwijderde sterren verzwakt en verkleurd is blijkt het ook partieel lineair gepolariseerd te zijn. Dit werd ontdekt door Hiltner en Hall. De polarisatiegraad p van het sterlicht ($< 5\%$) is gecorreleerd met de verkleuring. De elektrische vektor heeft een voorkeur om parallel aan het galactische vlak te trillen. Blijkbaar zijn de absorberende eigenschappen van het interstellaire stof voor licht van een bepaalde trillingsrichting verschillend van de absorptie voor andere richtingen. Dit zou erop wijzen dat de deeltjes een anisotrope structuur bezitten en bovendien dat ze min of meer in dezelfde richting georiënteerd zijn. Het idee is dat dit zou kunnen worden veroorzaakt door een aanwezig interstellair magneetveld. De deeltjes zouden door paramagnetische relaxatie gericht worden. Dit galactische magneetveld zou dan overal ongeveer evenwijdig aan het galactische vlak vermoedelijk langs de spiraalarmen moeten lopen en een waarde van ongeveer 10^{-5} gauss moeten hebben. De polarisatiegraad van zeer veel sterren is gemeten en vertoont overal dezelfde golflengteafhankelijkheid. In het infrarood wordt de polarisatiegraad erg klein.

2.4. Reflektienevels

Naast donkere wolken vertoont interstellair stof zich ook in de vorm van lichtende reflektienevels. Ze vertonen een continu spectrum zonder verkleurde emissielijnen (met emissielijnen zijn diffuse nevels). Er zijn er ongeveer 150 bekend. Een bekende reflektienevel is die rond de Pleiaden, waarvan het spectrum lijkt op dat van de Pleiaden. Het licht van deze nevels is sterlicht verstrooid aan interstellair stof. Men vindt een verband tussen de helderheid van de belichtende ster en de hoekdiameter van de omringende nevel (de z.g. relatie van Hubble). Het verstrooide licht van een heldere ster ziet men nog op grotere afstand van de ster dan dat van een lichtzwakke ster. De meeste reflektienevels hebben een middellijn kleiner dan $10'$. Het gereflekterde licht is vrij sterk gepolariseerd.

2.5. Aard en grootte der stofdeeltjes

Over de aard der interstellaire stofdeeltjes is nog steeds vrij weinig bekend. Een oud model veronderstelde dat ze bestonden uit ijs verontreinigd met andere molekulen. Dit model kon de extinktie in het

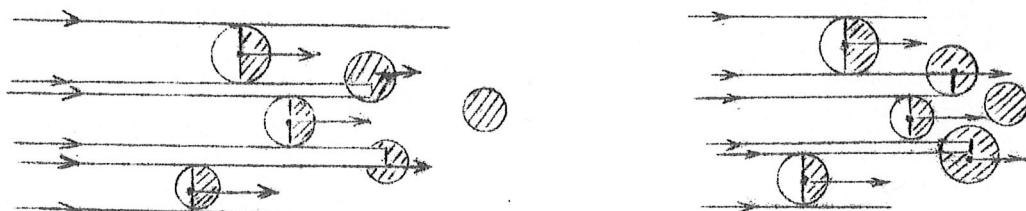
visuele en infrarode spektrumgebied goed verklaren maar schoot te kort toen de polarisatiemetingen bekend werden. Een ander idee is dat de stofdeeltjes zouden bestaan uit grafietkorrels - grafietkristallen kunnen zich in ongeveer 2×10^5 jaar richten in een magnetisch veld (door paramagnetische relaxatie). In de omgeving van koele sterren zouden ze zich makkelijk kunnen vormen. Door de stralingsdruk van de sterren verwijderen ze zich en worden geleidelijk omringd met een mantel van ijs. De golflengteafhankelijkheid van de polarisatie is nog moeilijk te verklaren.

model van een stofdeeltje

vuil ijs (Oort en van de Hulst)	grafiet + ijsmantel (Hoyle en Wickramasinghe)
diameter: 1.5×10^{-5} cm	kern: 8×10^{-6} cm
massa: 3.3×10^{-14} g	kernen mantel: 2.4×10^{-5} cm
T : 10 - 50 K	6.0×10^{-14} g
dichtheid: 1.1 g/cm^3	10 - 50 K
chemische samenstelling: H_2O : 73%	1.04 g/cm^3
H_2 : 24%	C : 7.5 %
CH_4 : 12.9%	H_2O : 92,5 %
NH_3 : 6.9 %	

Het probleem van de aard van de stofdeeltjes hangt nauw samen met de manier waarop ze gevormd kunnen worden. Greenberg laat zien dat voor voldoende koude condensatiekernen ($T = 10^0 \text{ K}$) (de meeste atomen die het beginnende stofkerntje raken blijven dan plakken, (v.d. Waalskrachten)), het ongeveer 3×10^7 jaar duurt om aan te groeien tot een deeltje met een straal van 10^{-5} cm radius.

Een andere mogelijkheid voor de vorming van grote stofkorrels is de z.g. korrelinstabiliteit, die optreedt tengevolge van relatieve verschillen in stralingsdruk op de stofdeeltjes omdat sommige deeltjes zich in de "schaduw" van andere deeltjes bevinden.



korrelinstabiliteit

Nadat er een voldoende grote samenklontering heeft plaatsgevonden kan zich een ijsmantel vormen. Het wordt daarom niet onmogelijk geacht dat de stofdeeltjes inderdaad uit het interstellair gas kunnen kondenseren. De bestudering van interstellair objecten in het infrarood zal mogelijk opheldering verschaffen over de herkomst en de aard van het interstellair stof (infraroodobjecten).

2.6. Totale massa (zie ook hoofdstuk V)

De totale massa in interstellair stof kan worden bepaald uit gemiddelde waarden van de extinktie. Het blijkt dat 1% van al het interstellair materiaal uit stof bestaat. Men schat dat dit ongeveer 10^{-3} - 10^{-4} van de massa van het melkwegstelsel is. Toch, zelfs als slechts één op iedere honderd sterren een planetensysteem als het onze zou hebben, zou er nog tien maal meer massa in de vorm van stof dan in de vorm van planeten aanwezig zijn. In hoofdstuk V wordt uit de dynamica van het melkwegstelsel de massa van alle onzichtbare galactische materie afgeleid.

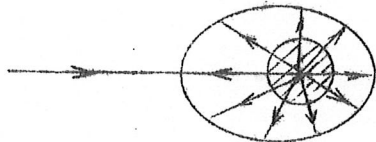
2.7. Interplanetair stof

Ook in de ruimte tussen de zon en de aarde bevindt zich een hoeveelheid interplanetair stof. In de buitenkorona, waarvan wij weten dat hij zeer heet is, $\sim 10^6$ °K, nemen we Fraunhofer lijnen van het fotosferische spectrum waar. Deze zogenoemde F-korona blijkt niets anders te zijn dan fotosferisch licht dat verstrooid wordt aan stofdeeltjes.

De verstrooiing is Tyndall-verstrooiing aan deeltjes met een diameter ($d \gtrsim \lambda$) en vindt overwegend in voorwaartse richting plaats. De deeltjes zijn zo ver weg van de zon ($R > 4R_{\odot}$) dat ze niet meer verdampen. De F-korona is het binnenste gedeelte van de interplanetaire stofwolk die zich zichtbaar vertoont als het zodiakale licht. Het is een afgeplatte stofwolk in het ekliptikavlak. De afplatting wijst erop dat het stof waarschijnlijk van planetaire oorsprong is.

Bij een lengte van 180° in de ekliptika, precies tegenover de zon, vindt men een iets helderder schijnsel in het overigens steeds zwakkere zodiakale licht. Dit verschijnsel heet Gegenschein en wordt waarschijnlijk veroorzaakt door dezelfde interplanetaire stofdeeltjes als het zodiakale licht maar door een terugwaartse verstrooiing. Bij verstrooiing aan dielektrische sferische deeltjes kan men aantonen dat iets meer licht in terugwaartse richting wordt verstrooid dan in enige andere richting. Dit verklaart waarom

juist bij 180° in de ekliptika een versterking optreedt.



Ook is wel verondersteld dat het een gevolg is van een stofophoping in één van de libratiepunten van de aarde op een afstand van 0.01 A.E.

De meeste deeltjes hebben een afmeting $0.001 \text{ mm} < d < 0.1 \text{ mm}$. Totale massa: $10^{17} - 10^{21} \text{ g}$. Door het z.g. Poynting-Robertson effect vallen de "grote" deeltjes naar de zon toe (zie V, 26). De kleinste deeltjes kunnen zich op zekere afstand van de zon handhaven omdat daar de stralingsdruk in evenwicht is met de gravitatiekracht. Dicht bij de zon ($R < 4 R_\odot$) kunnen zich geen stofdeeltjes voor lange tijd ophouden. Het massaverlies naar de zon is ongeveer 10^6 g/sec . Daar staat tegenover dat het interplanetaire stof wordt aangevuld door het verloren gaan van kometen, meteorieten en kleine planeten.

3. Neutraal gas

3.1. Interstellaire absorptielijnen

In sommige sterspectra vindt men scherpe absorptielijnen die niet bij het betreffende spectraaltype horen. Het is opmerkelijk dat deze lijnen niet Doppler verschoven zijn en dikwijls een meervoudige structuur bezitten. Men vindt belangrijke absorptielijnen van Na I, K I, Ca I, Ca II, Ti II, Fe I, CH, CN, CH⁺.

Dit zijn alle absorptielijnen veroorzaakt door de interstellaire materie die zich tussen de ster en de aarde bevindt. Het licht van de ster wordt geabsorbeerd bij die golflengten waarvoor een overgang naar een aangeslagen toestand mogelijk is. Dit gas heeft een lage kinetische temperatuur, waardoor de lijnen scherp zijn. De lijnen treden alleen op in de spectra van voldoende veraf gelegen sterren. Er moeten zich tenminste 10^{11} at/cm² tussen bevinden. Anderzijds heeft men voor de bestudering van deze lijnen een spectrograaf met hoge dispersie ($< 10 \text{ \AA/mm}$) nodig. Dit beperkt de waarnemingen tot sterren helderder dan 10^m . Dus slechts enkele heldere, relatief ver afstaande sterren van een bepaald spectraaltype nl. O of B vertonen deze absorptielijnen.

Behalve zeer scherpe absorptielijnen ($10^{-3} - 10^{-1} \text{ \AA}$) vindt men ook diffuse interstellaire absorptie"banden" die enkele tientallen \AA breed zijn. De voornaamste ligt bij 4430 \AA . Over de oorsprong verschilt men van mening. Mogelijk worden ze veroorzaakt door molecuul-ionen. Uit de diverse componenten van de absorptielijnen kan men iets over de verdeling van de interstellaire materie te weten komen. Vooral de concentratie in wolken en de rotatie hiervan rond het melkwegstelsel kon men hieruit vinden. Zo werden twee wolkgebieden op afstanden van 0.5 en 0.25 kpc van de zon gevonden. We weten nu dat dit de Orion-arm en de Perseus-arm zijn (zie V.)

Uit de breedte van de absorptielijnen kan men de temperatuur afleiden. Hiervoor vindt men $T \approx 100 \text{ K}$. Bovendien zijn er nog veel stromingen binnen de wolken.

3.2. Neutrale waterstof

3.2.1. Lyman α

De ionisatie van waterstof wordt in het algemeen veroorzaakt door Lyman continuüm quanta (Ly c) uitgezonden door hete sterren. We gaan hier in het hoofdstuk over de geïoniseerde materie nog uitvoerig op in. Men kan echter eenvoudig aantonen dat door terugvallen

van hogere naar lagere aangeslagen niveaus bij absorptie en re-emissie van een Ly α quantum tenslotte een Lyman α quantum overblijft. Dit kan door koele waterstofmaterie weer geabsorbeerd worden waarna het uiteraard wederom als een Lyman α quantum te voorschijn komt. Dit proces kan zich vele malen herhalen. Door deze veelvoudige verstrooiing zal van de oorspronkelijke richting van het quantum niet veel overblijven. Er is nog geen hoekverdeling van Lyman α waargenomen. De Lyman α quanta ontstaan bij voorkeur op de overgang van een $H^+ n_2$ naar H gebied.

De breedte van de Ly α lijn wordt bepaald door de temperatuur van het hete H^+ gebied. Op hun weg door het koele H gebied kunnen ze maar in een smaller golflengtegebied geabsorbeerd worden, zodat toch nog een redelijke Lyman α flux met duidelijke voorkeursrichting te verwachten is. Door een absorptie zal in een centrum een inzakking ontstaan.

Lyman α quanta kunnen ook worden geabsorbeerd door stofdeeltjes. De geabsorbeerde energie kan dan in het infrarood worden uitgestraald. Ook verstrooiing aan interstelliaire moleculen (Raman-verstrooiing) van Ly α quanta kan infraroodstraling veroorzaken.

Het is daarom zeer wel mogelijk dat zich rond H^+ gebieden, waar Ly α quanta vrijkomen, een soort halo van infraroodstraling bevindt.

Met behulp van raketwaarnemingen is het gelukt Ly α in absorptie waar te nemen. Uit de equivalente breedte kan men dan een schatting maken voor het aantal H atomen in de gezichtslijn.

Uit waarnemingen aan sterren als ζ Puppis en γ Cassiopeia vonden men een dichtheid $N_H \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$. Andere waarnemingen gedaan aan sterren in Scorpius leverden een dichtheid op van 1 H atoom/cm^3 hetgeen beter overeenstemt met de radiowaarnemingen.

3.2.2 Radiostraling

Radiostraling van het interstelliaire medium ook wel cosmische radioemissie genoemd bestaat uit twee componenten: thermische radiostraling in het cm en dm gebied en niet thermische radiostraling in het metergebied. We zullen ons in deze paragraaf beperken tot de thermische radiostraling.

Men spreekt van thermische radiostraling als de emissie wordt veroorzaakt door deeltjes waarvan de snelheden verdeeld zijn volgens een Maxwellverdeling. Als dit niet het geval is spreekt men van niet thermische radiostraling. Toch hoeft ook bij thermische

straling nog geen thermo-dynamisch evenwicht te bestaan. Hiervoor is het namelijk nodig dat het medium optisch dik is hetgeen betekent dat een quant vele malen verstrooid wordt voor het het medium verlaat en dus in thermodynamisch evenwicht met het medium komt.

Thermische radiostraling bestaat ook weer uit twee componenten:

- a. Continue radiostraling
- b. Lijnemissie (voornamelijk 21 cm lijnemissie).

De continue emissie in het radiogebied ($h\nu \ll kT$) wordt gegeven door de Wet van Rayleigh-Jeans

$$B_{\nu}(T) = \frac{2kT\nu^2}{c^2} .$$

Neutrale waterstof geeft hoegenaamd geen continue emissie. Geïoniseerde waterstof daarentegen wel. Dan zijn het vrij-vrij overgangen van electronen die worden afgebogen in het veld van protonen. De waargenomen intensiteit van de thermische straling is

$$I_{\nu} = \int_0^{\tau} B_{\nu}(T) e^{-\tau} d\tau = B_{\nu}(1 - e^{-\tau}) ,$$

als de temperatuur in het gebied van optische diepte $\tau = 0$ tot τ constant wordt genomen.

Voor optisch dikke media geldt $I_{\nu} = B_{\nu}$ en voor optisch dunne media $I_{\nu} = B_{\nu}\tau$. De term $e^{-\tau}$ geeft de absorptie aan van de straling tussen de bron en de waarnemer. In de radioastronomie werkt men meestal niet met intensiteiten maar met het begrip helderheidstemperatuur T_b (brightness temperature), gedefinieerd als

$$T_b = \frac{Ic^2}{2k\nu^2}$$

Dan wordt het verband tussen T_b , T en τ gegeven door

$$T_b = T(1 - e^{-\tau}) .$$

De optische diepte is gegeven door

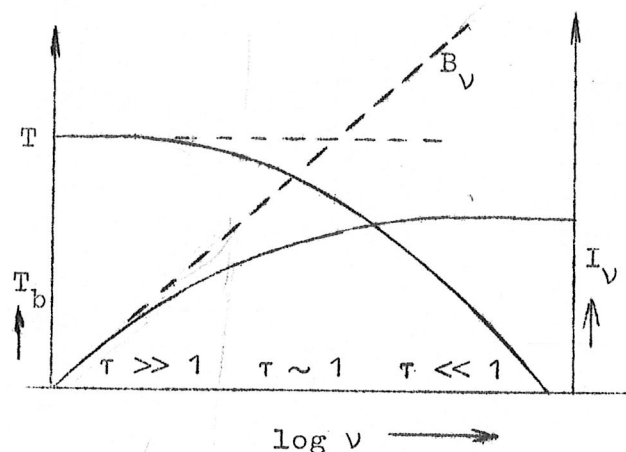
$$\tau(\nu) = \int_0^{\ell} \kappa(\nu) dr .$$

Absorptie in het gebied van continue radiostraling wordt veroorzaakt door vrij-vrij overgangen. Men kan aantonen dat de absorptiecoëfficiënt $\kappa(\nu)$ gegeven wordt door

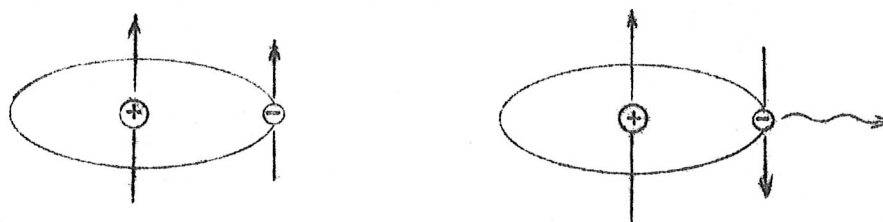
$$\kappa_{\nu} = \text{const.} \frac{n_e n_p}{T^{3/2} \nu^2} ,$$

waarbij n_e en n_p het aantal electronen resp. protonen per cm^3 zijn. Voor de optisch dikke nevels geldt dan $I_{\nu} = B_{\nu} \sim \nu^2$ en

$T_b = T$. Voor optisch dunne nevels geldt $I_\nu = B_\nu T = \text{constant}$ en $T_b = T \cdot \tau \sim \nu^{-2}$. Een wolk die in een bepaalde frequentie optisch dik is kan in een andere frequentie optisch dun zijn. Men kan dit schematisch als volgt voorstellen:



Hoewel de thermische continue emissie van neutraal waterstof verwaarloosbaar is zendt neutrale waterstof wel een spectraallijn uit nl. de 21 cm lijn ($\lambda = 21.11$ cm, $\nu = 1420.4$ MHz). De grondtoestand van waterstof vertoont een hyperfijnstructuur, waardoor het gesplitst is in twee niveaus met een energieverval van 5.9×10^{-6} eV overeenkomend met een frequentie $\nu = 1420,406$ MHz. De spin van het electron kan namelijk parallel of antiparallel zijn aan die van het proton.



De kans op het omslaan van de spin van het electron is zeer klein, ongeveer 1 maal in $9 \cdot 10^6$ jaar per H atoom. Door het grote aantal H-atomen in de gezichtslijn is de 21 cm lijn toch redelijk sterk. De 21 cm lijn werd in 1944 door Van de Hulst voorspeld en in 1951 voor het eerst waargenomen in Kootwijk, Harvard en Sydney.

In het algemeen neemt men de 21 cm lijn in emissie waar. De natuurlijke lijnbreedte is zeer klein, zodat het waargenomen profiel geïnterpreteerd kan worden door aan te nemen dat op bepaalde afstanden wolken of concentraties van neutrale waterstof aanwezig zijn die zich met verschillende radiële snelheden ten opzichte van ons bewegen.

Op lage galactische breedte kan men de snelheden interpreteren door middel van de differentiële rotatie van het melkwegstelsel (zie

hoofdstuk V). Het is dus mogelijk de afstand te bepalen van de H-wolken.

Behalve in emissie kan men de 21 cm lijn ook in absorptie meten. Bevindt zich een hete radiobron op de achtergrond dan neemt men de lijn in absorptie waar. Radiostraling gaat ongestoord door stofwolken heen. Daarom kan men in dit golflengtegebied gedeelten van het melkwegstelsel bereiken die anders niet waarneembaar zijn, zoals het centrum.

De absorptiecoëfficiënt voor de 21 cm straling is quantummechanisch te berekenen. Voor de optische diepte vindt men

$$\tau(\nu) = \frac{N(V)}{1.87 \times 10^{13} T_r} , \quad V = 21 (\nu - \nu_0) \text{ cm/sec} .$$

waarin $N(V)$ het aantal waterstofatomen is in de gezichtslijn per cm^2 , die een radiële snelheid tussen V en $V + dV$ hebben. Als over het gehele lijnprofiel de optische dikte klein is ($\tau \ll 1$) geldt

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T \tau(\nu) .$$

Integreren we over de hele 21 cm lijn, dan vinden we

$$\int I_\nu d\nu = \frac{2k T V^2}{c^2} \int \tau(\nu) d\nu = \frac{2kT}{(21)^2} \frac{d\nu/dV}{1.87 \times 10^{13} T} \int N(V) dV .$$

De totale lijnsterkte is dan een maat voor het totale aantal deeltjes in de gezichtslijn.

Voor optisch dikke media volgt uit de totale intensiteit direkt de temperatuur. In de richting van het melkweg centrum vindt men een helderheidstemperatuur $T_b \approx 125 \text{ K}$ en dezelfde temperatuur wordt gevonden in de richting van het anticentrum, waar $\tau \approx 1$.

Men moet hieruit wel concluderen dat de temperatuur de kinetische temperatuur van het gas is. Men heeft aangetoond dat de evenwichtstemperatuur van neutrale waterstofgebieden $\sim 20 \text{ K}$ is, zodat een extra verhitting nodig is om $T = 125 \text{ K}$ te verklaren.

Uit de diverse maxima in het lijnprofiel en $V(R)$ is de verdeling van de neutrale waterstof in het melkwegstelsel te bepalen (zie ook hoofdstuk V).

Uit de verbreding van de lijnprofielen worden de individuele wolksnelheden bepaald. ($\pm 7 \text{ km/sec}$). Men vindt drie waterstofarmen: de Sagittariusarm in de richting van het centrum, de Orionarm aan welks binnenkant de zon ligt en de Perseusarm ongeveer 2 kpc naar buiten. Deze armen waren optisch reeds bekend (zie V.).

De dikte van de neutrale waterstoflaag is $\sim 200 \text{ pc}$. Aan de buitenkant vertoont deze laag afwijkingen van een platte schijf waar-

schijnlijk veroorzaakt door getijdenwerkingen van de Magelhaanse wolken. De totale massa van de neutrale H is ongeveer $3 \times 10^9 M_{\odot}$, dit is ongeveer 4% van de totale massa van het melkwegstelsel.

Op een afstand van 3 kpc van het centrum bevindt zich een arm, waarvan de materie niet alleen roteert maar bovendien expandeert. Het totale massatransport in deze expansie is ongeveer 1 à 2 zonsmassa's per jaar. Dicht bij het centrum is een centrale schijf met een straal van 300 pc. De dichtheid hierin is ongeveer 3 per cm^3 . Iets daarbuiten op een afstand van 500 tot 590 pc bevindt zich een gedeelte van een ring.

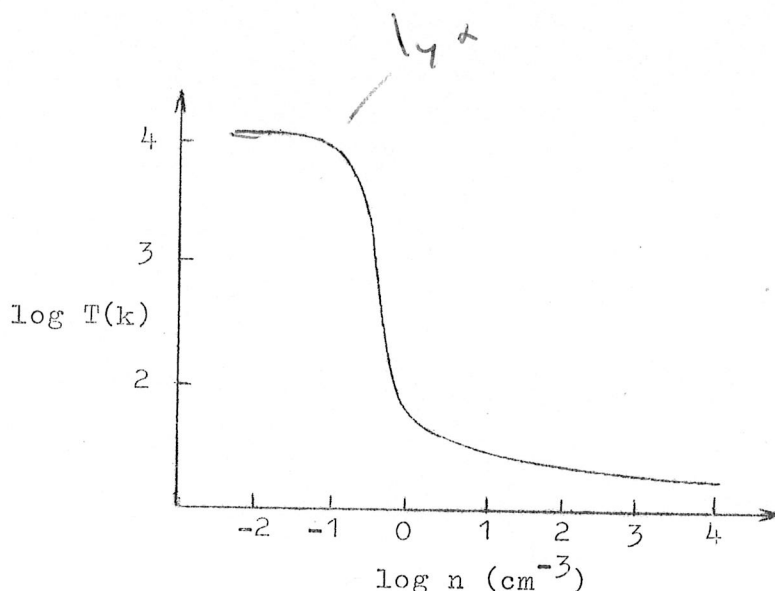
De 21 cm lijn in absorptie waargenomen blijkt dikwijls veel scherpere componenten te hebben dan in emissie. Hieruit kan men de relatief lage inwendige snelheden (± 2 km/sec) bepalen.

In richtingen loodrecht op het melkwegvlak neemt men vele tamelijk geïsoleerde wolken waar. De diameter is van de orde van 10 pc, de dichtheid 1 - 10 atomen/ cm^3 en hun massa 10 - 20 M_{\odot} . De snelheden van deze wolken zijn overwegend naar het melkwegvlak toe gericht. Op afstanden kleiner dan 100 pc. bevinden zich veel wolken met snelheden van ~ 5 km/sec naar het melkwegvlak gericht. Nabij de galactische polen vindt men ook verschillende wolken met veel grotere snelheden. Eén van de in Dwingeloo waargenomen "hoge snelheidswolken" heeft een snelheid van ~ 175 km/sec en een diameter van $3,5''$. Men vond ook een groot complex ($\sim 10''$) met snelheden $\sim -100 - -150$ km/sec. De meest waarschijnlijke verklaring is dat intergalactische gasmassa's bezig zijn te botsen (zie § 4.3) met ons eigen stelsel of dat in het centrum uitgestoten massa's op grotere afstanden terugvallen.

3.2.3. Fysische eigenschappen

Typische waarden voor een neutrale waterstofwolk zijn $n_{\text{H}} = 1 - 10 \text{ cm}^{-3}$, $T \approx 50 - 200$, Energiedichtheid $E = 10^{-14}$ erg/ cm^3 . Er is gesuggereerd dat de verhitting van de neutrale waterstof plaats zou vinden door superthermische elektronen veroorzaakt door de kosmische straling (1 - 100 Mev) en/of door botsingen van interstellaire wolken.

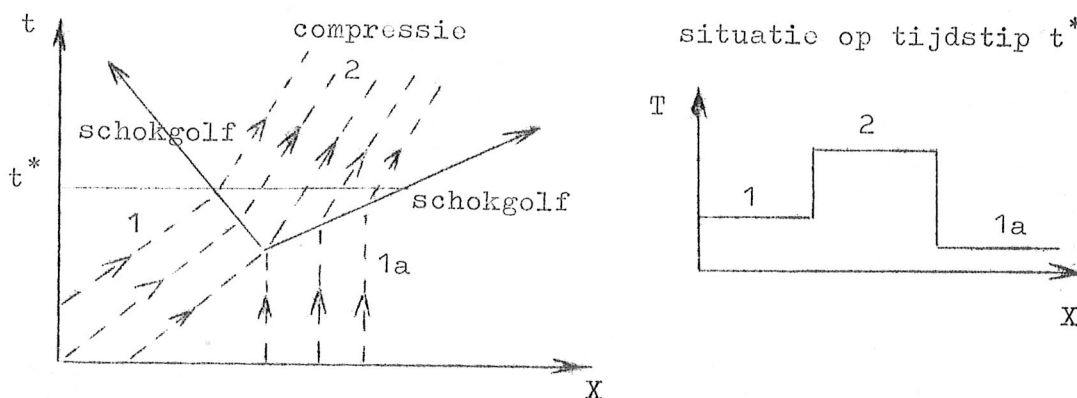
Onderstaande figuur geeft de temperatuur van interstellaire wolken aan onder de veronderstellingen dat de kosmische stralingsverhitting in evenwicht is met de afkoeling door inelastische botsingen. Hierbij is aangenomen dat de door de primaire kosmische straling veroorzaakte ionisatie per atoom gelijk is aan $\zeta = 4 \times 10^{-16} \text{ sec}^{-1}$. Men ziet dat hoe hoger de dichtheid, des te lager is de evenwichtstemperatuur. Rond $T = 10^4 \text{ }^{\circ}\text{K}$ treedt een zeer sterke afkoeling op



door Lyman α waardoor de temperatuur niet meer sterk toeneemt. De stabiliteit van deze evenwichtstemperaturen is nog maar slecht bekend omdat over het verhittingsmechanisme nog veel onzekerheid bestaat.

De tweede verklaring die wel gegeven wordt voor de "hoge" temperaturen van neutrale waterstofwolken is dat voortdurend energie aan het gas wordt toegevoerd door supersonische botsingen van wolken. De tijd tussen opeenvolgende botsingen wordt geschat op $\tau_c \approx 10^7$ jaar.

Onderstaande figuur laat in een (x-t) diagram zien hoe de temperatuur en de dichtheid toenemen nadat twee wolken (1 en 1a) met elkaar in botsing zijn gekomen.

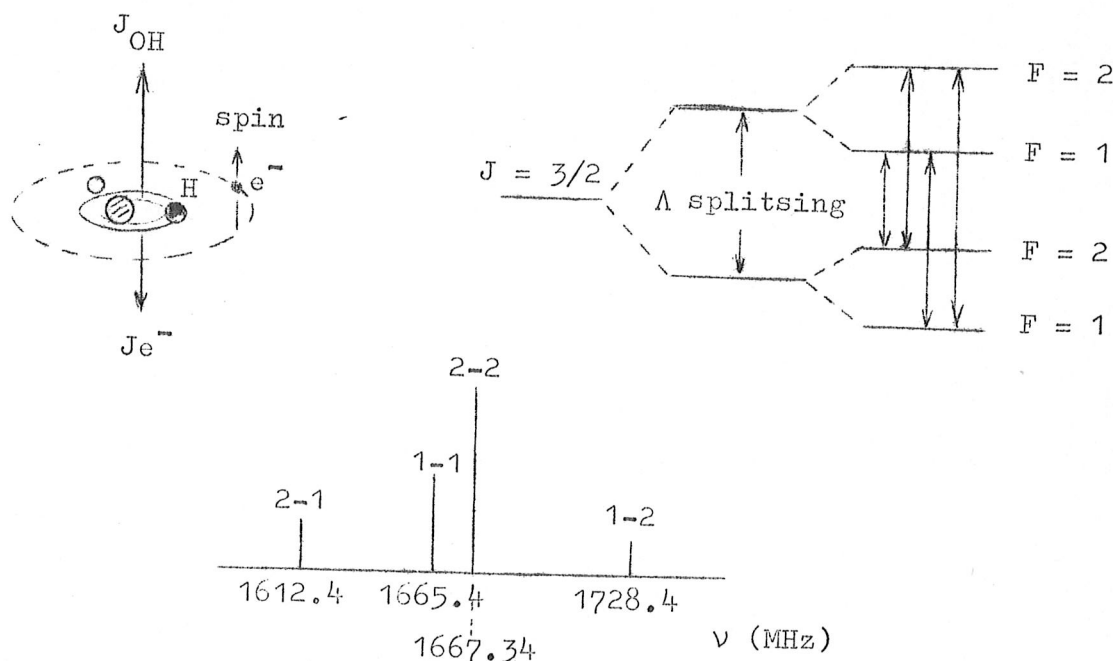


De afkoelingstijd lijkt op dit moment te klein $\tau \approx 10^5$ jaar om een voldoende hoge temperatuur te krijgen, maar het proces van botsingen kan hierin wel een rol spelen. Men bedenke dat het hier om zeer ruwe schattingen gaat. Misschien is de botsingsfrequentie hoger of wordt door magnetische velden het aantal vrijheidsgraden zodanig beperkt dat een sterkere kompressie en dus grotere verhitting op kan treden.

3.3. Interstellaire molekulen

3.2.1. OH-molekuul

In 1963 werden in het spektrum van de radiobron Cas.A bij $\lambda = 18$ cm vier tamelijk sterke absorptielijnen waargenomen die veroorzaakt worden door het OH-radikaal. De OH absorptielijnen gedragen zich analoog aan de 21 cm absorptielijn van waterstof. De vier lijnen zijn afkomstig van een hyperfijnstructuur overgang. De grondtoestand van OH is door de interactie van het baanimpulsmoment van het ene "valentie-elektron" met het rotatiemoment van de twee om elkaar draaiende kernen gesplitst in twee subtoestanden (z.g. Λ verdubbeling). Elke subtoestand is door hyperfijninteractie van de elektronspin met de protonspin nogmaals gesplitst zodat vier niveaus ontstaan.



De OH molekulen moeten erg koud zijn ($T < 10^0$ K) omdat anders de hogere rotatieniveaus al bezet zijn en de absorptie verwaarloosbaar wordt. Ook zijn OH emissielijnen gevonden in gebieden die dikwijls liggen op de grens van HII en HI gebieden. Opvallend is dat de emissie-intensiteiten niet aan de theoretische regels voldoen, dat de lijnen zeer smal zijn ($\Delta\lambda_{eq} < 0,2$ km/sec), dat de ruimtelijke uitgebreidheid zeer klein is ($< 5'$) en dat de straling steeds sterk circulair gepolariseerd is.

Men gelooft dat de OH emissie gestimuleerde emissie is, d.w.z. dat de bezetting van de bovenniveaus door een of ander "pomproces"

sterk verhoogd is boven het thermische (L.T.E.) niveau en dat versterking van de geëmitteerde straling optreedt (maser effect). De versterking door maserwerking kan alleen maar optreden als het stralingsveld voldoende sterk is. Dit gebeurt in een laser (optisch) door twee evenwijdige spiegelende oppervlakken aan te brengen zodat bijna alle quanta meehelpen om gestimuleerde emissie te geven. Misschien is zo'n situatie in bepaalde interstellaire wolken mogelijk. Kleine veranderingen in de geometrie kunnen dan grote intensiteitsfluctuaties veroorzaken.

3.2.2. H₂ molekuul

Er is lang gespekuleerd of er moleculaire waterstof, H₂, in het interstellaire medium voorkomt en sinds 1970 weten we dat dit het geval is. Uit de rotatie van het melkwegstelsel blijkt dat de totale massa veel groter is dan de waargenomen massa van sterren plus waterstofatomen en ionen. Nemen we aan dat de rest voornamelijk uit H₂ bestaat, dan komt men indirect tot de konklusie dat $N_{H_2} \approx 4 N_H$ in de spiraalarmen. In de buurt van de zon heeft men 40%² "onwaargenomen" massa (missing mass) hetgeen zou kunnen betekenen dat $N_{H_2} \approx N_H$. H₂ heeft door emissie in rotatiebanden in het infrarood een sterk afkoelende werking op het gas. Bij T = 100 °K zou een kleine abundantie al zo'n afkoelende werking hebben dat de temperatuur zeer snel zou dalen tenzij er een onbekend verhittingsmechanisme is. Ook gelooft men toch eigenlijk niet dat er voldoende moleculaire waterstof in het melkwegstelsel aanwezig is om de dynamika van het stelsel merkbaar te kunnen beïnvloeden.

In dichte wolken daarentegen kan de H₂ abundantie zeer groot worden. In donkere wolken vindt men wel een antikorrelatie tussen H (21 cm) en absorptie. De konklusie zou kunnen zijn dat H is overgegaan in H₂. Men schat dat in evenwicht

$$10^{-5} \leq (N_{H_2}/N_H) < 5.$$

3.3.3. Andere molekulen

Er zijn de laatste jaren veel andere molekulen gevonden. Naast de in het optische spektraalgebied geïdentificeerde molekulen CH, CH⁺ en CN en het in het radiogebied gevonden OH radikaal zijn vele meer-atomige molekulen gevonden zoals:

NH_3	(ammoniak,	$\lambda = 6 \text{ cm}$)
H_2O	(waterdamp,	$\lambda = 1,35 \text{ cm}$)
H_2CO	(formaldehyde,	$\lambda = 6,2 \text{ cm}$)
H_2CO_2	(mierenzuur,	$\lambda = 18 \text{ cm}$)
HC_3N en zelfs méthylalkohol (CH_3OH).		

De kennis van de vorming en de vernietiging van deze molekulen in het interstellair medium is van groot belang.

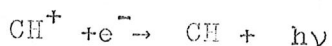
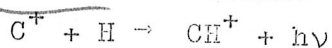
Fotodissociatie is zeker een van de belangrijkste afbraakprocessen.

Men vindt als karakteristieke leeftijden

CH	-	10^3 jaar
OH	}	- 10^4 jaar
NH		
CO	}	- 10^6 jaar
CN		

In deze "korte" tijden zijn deze molekulen nog bijna op dezelfde plaats als waar ze worden gevormd, zodat er naar een vormingsproces moet worden gezocht op die plaats waar men ze waarneemt. De vraag is: ontstaan molekulen uit atomen en tenslotte stofdeeltjes uit molekulen of ontstaan de interstellair molekulen net andersom.

Sommige molekulen zoals CH, CN kunnen door z.g. stralende rekombinatie ontstaan:



Het zo gevormde CH^+ en CH kunnen door fotodissociatie weer worden afgebroken en er kan zich een evenwicht instellen. Niet bij alle molekulen is dit op deze manier mogelijk.

De anomale intensiteiten zijn ook bij andere molekulen dan OH gevonden. Ook hier is waarschijnlijk sprake van maserverking.

Veel is nog onverklaard en raadselachtig. Het is bijvoorbeeld niet duidelijk waarom de excitatietemperatuur van formaldehyde kleiner is dan de temperatuur van de kosmische achtergrondstraling ($3 \text{ }^\circ\text{K}$).

Ook is het merkwaardig dat van CH en CH^+ die sterke optische absorptiebanden hebben nog niets in het radiogebied is gevonden.

IV.4. Geïoniseerd GasIV.4.1. Plasma fysica en magnetohydrodynamica

Een groot gedeelte van de ijle materie in het heelal komt in geïoniseerde toestand voor. In het algemeen heeft men dan met hete materie te maken dan het neutrale gas. Het mechanisme van de ionisatie en de daarvoor benodigde energie liggen meestal duidelijk voor de hand. Geïoniseerd gas vindt men meestal dicht bij sterren of andere objecten die voldoende energierijke quanta of deeltjes uitzenden of op andere wijze bijvoorbeeld door dynamische effecten het omringende gas kunnen verhitten.

Het belangrijkste verschil tussen een geïoniseerd gas (of plasma) en een neutraal medium is dat het geïoniseerde gas doorgaans een zeer hoog elektrisch geleidingsvermogen (σ) heeft. Reeds een zwak elektrisch veld \vec{E} geeft volgens de Wet van Ohm aanleiding tot zeer sterke elektrische stromen

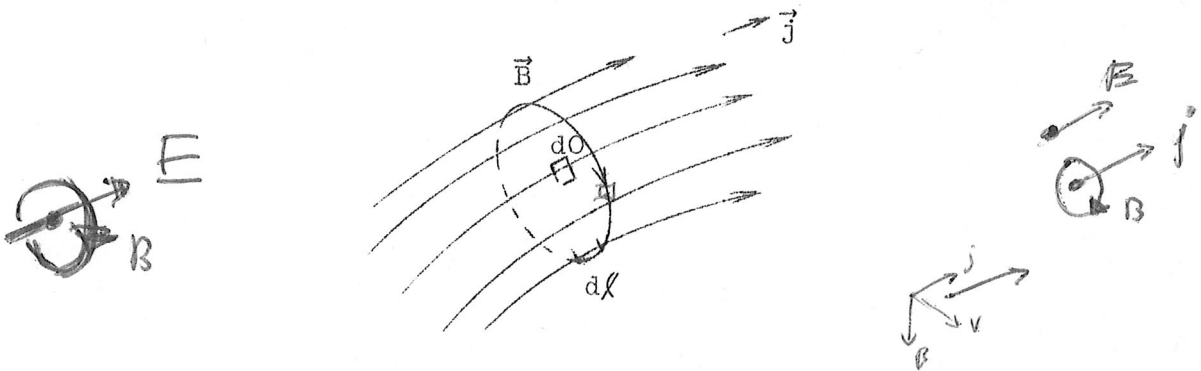
$$\vec{j} = \sigma \vec{E}.$$

In goede benadering geldt $\sigma \approx 6.5 \times 10^6 T^{3/2}$ e.s.c., T is de temperatuur van het plasma. Deze stromen zullen op hun beurt volgens de wetten van Maxwell een magnetisch veld \vec{B} opwekken. In vektorvorm schrijft men dat als

$$\text{rot } \vec{B} = 4\pi \vec{j}$$

of in integraalvorm

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\chi} = \iint 4\pi \vec{j} \cdot d\vec{\omega}.$$



Dit betekent dat de integraal over \vec{B} langs een gesloten veldlijn gelijk is aan de totale ingesloten stroomsterkte (Wet van Ampère).

De Lorentzkracht $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$ zal de materie willen versnellen net als drukgradiënten en gravitatiekrachten. De door de resultante van deze krachten opgewekte bewegingen met snelheid \vec{v} induceren op hun beurt in een magnetisch veld weer elektrische velden

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$$

en zo is de hele keten van bewegingen, opgewekte velden en krachten die deze bewegingen beïnvloeden gesloten. Het onderzoek van de dynamika van een plasma in een magnetisch veld heet magnetohydrodynamika.

Enkele van de belangrijkste magnetohydrodynamische eigenschappen van een plasma in een magneetveld zijn

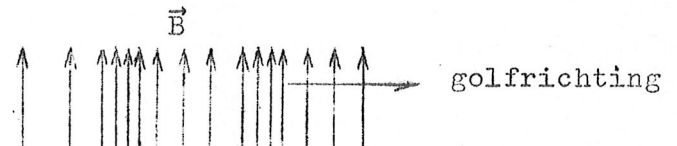
- In een goed geleidend plasma is het zeer moeilijk materie te verplaatsen in een richting loodrecht op het magnetische veld. Het magnetische veld wordt dan als het ware meegesleept. Men zegt dat het magnetische veld is ingevroren in het plasma.
- Een magnetisch veld oefent een druk $\frac{B^2}{8\pi}$ uit op het plasma, de magnetische druk.
- Langs een magnetisch veld heerst een spanning $\frac{B^2}{4\pi}$ die de magnetische veldlijnen tracht te strekken als waren het gespannen snaren, de magnetische spanning.

Net als bij een gespannen snaar kunnen zich langs het magnetische veld transversale golven voortplanten. De voortplantingssnelheid is

$$c_a = \sqrt{\frac{\text{magn. spanning}}{\text{dichtheid}}} = \sqrt{\frac{B^2}{4\pi \rho}}$$


Deze golven heten Alfvén golven, c_a is de Alfvén snelheid. In een samendrukbaar magnetisch plasma kunnen naast de Alfvén golven natuurlijk ook geluidsgolven zich voortplanten. Door de aanwezigheid van een magnetisch veld is het plasma echter niet meer isotroop. De voortplanting van geluidsgolven geschiedt daarom ook niet in alle richtingen met dezelfde snelheid. Het acoustische analogon in een magnetisch plasma zijn de magneto-acoustische golven.

In de richting van het magnetische veld planten ze zich met de geluidssnelheid $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$ voort en loodrecht op het magnetische veld met een snelheid c_m gegeven door

$$c_m = \sqrt{c_s^2 + c_a^2}$$


Voor zeer sterk magnetische plasma's wordt de karakteristieke voortplantingssnelheid dan ook de Alfvén snelheid en niet meer de geluidssnelheid.

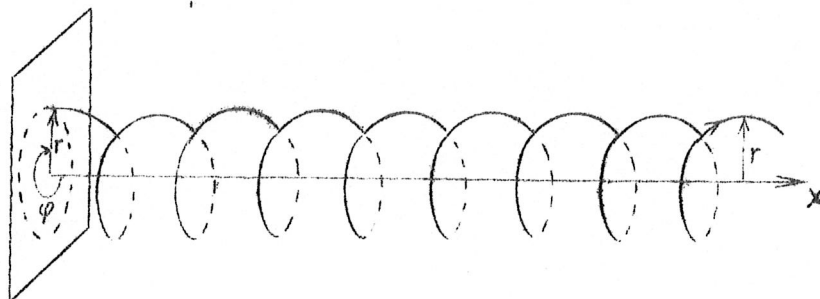
Magnetische velden komen in de interstellaire materie en in steratmosferen dikwijls in geconcentreerde flux"buizen" voor. In die fluxconcentraties heerst dan een grotere magnetische druk dan daarbuiten. Als de veldsterkte zo groot is dat de gasdruk veel kleiner is dan de magnetische druk kunnen fluxconcentraties alleen bestaan wanneer de gradiënten in de magnetische druk worden gecompenseerd door

$\frac{dy}{dx} = \frac{B}{4\pi \rho c^2}$
 $\frac{dy}{dx} = \frac{B^2}{4\pi \rho c^2}$

de spanningskracht.

Dit soort velden heten krachtvrije velden.

Voor een buis betekent dit dat het veld niet zuiver axiaal kan zijn maar zich spiraalsgewijs om de lengteas moet winden.



Splitsen we het magnetische veld \vec{B} in een component B_x langs de as en een component B_φ loodrecht op de as, dan moet voor evenwicht gelden

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{B_x^2}{8\pi} \right) = - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r}$$

Men kan aantonen dat de stroomdichtheid \vec{j} precies gericht is langs het veld \vec{B} . Dan is dus $\vec{j} \times \vec{B} = 0$ en is het veld "krachtvrij". Krachtvrije velden moeten dus voldoen aan de vergelijking

$$\text{rot } \vec{B} = 4\pi \vec{j} = 4\pi \alpha \vec{B}$$

met α een evenredigheidsconstante.

Als niet aan de evenwichtsvoorwaarde is voldaan (het veld is dan niet krachtvrij) zal het veld expanderen als de gradiënt van het axiale veld B_x groot is of samenkrimpen langs de as als het azimuthale veld B_φ sterk is. Het veld zal dan kunnen pinchen, waardoor de stroomdichtheid j toeneemt. Deze pinch in een plasma is in feite het gevolg van de eigenschap van elektrische stromen om zich samen te trekken.

Het opwekken van magnetische velden geschiedt door het opwekken van elektrische stromen, terwijl het verdwijnen van magnetische velden geschiedt door het geleidelijk diffunderen van die stromen. De diffusie van magnetische velden wordt bepaald door het elektrische geleidingsvermogen σ . Als ℓ een karakteristieke afstand is waarover de veldsterkte tot e^{-1} van zijn waarde gedaald is, is de diffusietijd τ gegeven door

$$\tau = 4\pi \sigma \ell^2.$$

Voor grote afmetingen ℓ geldt dat het zeer lang duurt voordat B door diffusie is weggelekt. De essentiële benadering die in de magnetohydrodynamica gemaakt wordt is dat men een elektrisch neutraal maar goed geleidend medium beschouwt.

Maar een plasma bestaat uit twee componenten, de electronen en de ionen. Bij lage frequenties of voor langzame processen is de botsingsfrequentie hoog genoeg om er voor te zorgen dat het ionengas en het electronengas gezamenlijk bewegen. Aan de benaderingen van de magnetohydrodynamica wordt dan voldaan. Bij hogere frequenties gaat dit niet meer op. De ionen en electronen willen onafhankelijk bewegen en er zullen kleine ladingsverschillen optreden. Deze kleine ladingsverschillen veroorzaken electrostatische terugwerkende krachten op het teveel of tekort van beide soorten deeltjes. Het gevolg is dat er electrostatische oscillaties in het plasma kunnen ontstaan. Bij hoge frequenties kunnen de ionen vanwege hun grotere traagheid niet zo goed meer meekomen en blijven als het ware achter bij de electronen. De veel beweeglijker electronen trillen heen en weer terwijl de ionen in zekere zin voor een "uitgesmeerde" positief geladen achtergrond zorgen. Men noemt deze trillingen electron plasmatrillingen.

Als r de amplitude van de plasma-oscillatie is en n_e de electronendichtheid, dan is het elektrische veld

$$E = 4\pi e n_e r .$$

Een electron met massa m ondergaat dan een terugwaartse kracht $-eE = -4\pi e^2 n_e r$. Voor de beweging van het deeltje met massa m geldt dan

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -4\pi e^2 n_e r .$$

Met $r(t) = \sin(2\pi \nu_p t)$ volgt hieruit

$$4\pi^2 m \nu_p^2 = 4\pi e^2 n_e$$

waaruit volgt

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2}{\pi m} n_e} \approx 9 \cdot 10^{-3} \sqrt{n_e} \text{ MHz} .$$

Deze frequentie ν_p heet de plasmafrequentie. Het is een karakteristieke frequentie van het plasma.

In een zeer ijl magnetisch plasma waarin botsingen tussen de deeltjes relatief weinig voorkomen (botsingsloos plasma) zullen de electronen en ionen spiraalbanen rond het magnetische veld beschrijven. Als v_{\perp} de snelheid van een deeltje met lading e en massa m is loodrecht op het magnetische veld zal het deeltje een cirkelbaan beschrijven met straal

$$r = \frac{m v_{\perp}}{eB},$$

als B het magnetische veld is. r heet de gyroradius of Larmor straal. De omlooppfrequentie heet de gyrofrequentie ω_g .

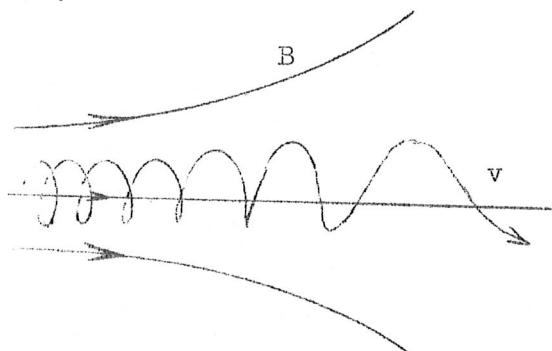
$$\omega_g = 2\pi \nu_g = \frac{v_{\perp}}{r} = \frac{eB}{m}.$$

Het impulsmoment van een spiraliserend deeltje is $m v_{\perp} r$. Als het magnetisch veld constant is of slechts langzaam veranderlijk en de energie van het deeltje niet door botsingen verandert (de adiabatische benadering) geldt dat het impulsmoment constant moet zijn gedurende de beweging van het deeltje. Als de energie constant is zal ook de impuls mv constant zijn.

Hieruit volgt dat

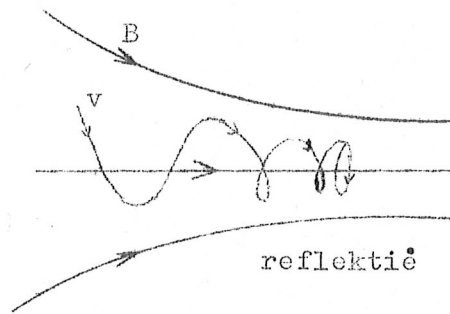
$$m v_{\perp} r = \frac{m^2 v_{\perp}^2}{eB} = \frac{m^2 v^2 \sin^2 \theta}{eB} = \text{constant}.$$

Dus geldt $\frac{\sin^2 \theta}{B} = \text{constant}$ gedurende de beweging van het deeltje in een langzaam veranderlijk of weinig inhomogeen magnetisch veld. Hieruit volgt dat een deeltje dat in de richting van een sterk naar een zwak magnetisch veld beweegt steeds meer in de richting van het magnetische veld gaat lopen. Bovendien neemt de Larmorstraal met een factor $\sin^{-1} \theta$ toe.



In de richting van een sterker magnetisch veld gaat het deeltje steeds meer in een vlak loodrecht op het veld bewegen. Maakt het deeltje met het veld een hoek θ^* daar waar $B = B^*$ dan zal het deeltje niet verder kunnen komen daar het veld gegeven wordt door $B = B^*/\sin^2 \theta^*$. Daar wordt het deeltje teruggekaatst. De deeltjesverdeling zal daarom in een botsingsloos magnetisch plasma met magnetische inhomogeniteiten

anisotroop zijn.



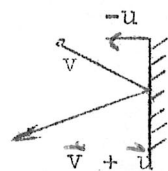
Deeltjes in een magnetisch veld kunnen op verschillende manier versneld en vertraagd worden. We zullen hier kort enkele van de belangrijkste versnellingsmechanismen bespreken.

1. Betatron versnelling

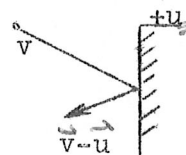
Wanneer de magnetische veldsterkte $\vec{B}(t)$ met de tijd toeneemt zal het deeltje versneld worden. In eerste benadering is de grootte $(m v_{\perp})^2 \sim B$. De snelheidscomponent evenwijdig met B blijft onveranderd. Betatron versnelling kan voorkomen wanneer een min of meer homogene gaswolk met een ingevroren magnetisch veld zich tijdens een condensatieproces samentrekt. Dan is $\partial B / \partial t > 0$. Wanneer een dergelijke wolk expandeert neemt de deeltjesenergie af.

2. Fermi versnelling

Wanneer een deeltje in contact komt met een bewegende veldfluctuatie gebeurt het volgende. Deeltjes die een grote hoek θ met het magnetische veld maken zullen, wanneer ze de veldversterking treffen, gereflekteerd worden. Tijdens reflectie aan de bewegende grens krijgen de deeltjes een extra snelheid mee als de snelheid van de discontinuïteit tegengesteld gericht is aan de deeltjessnelheid.



versnelling

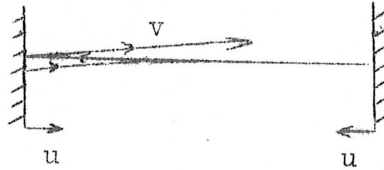


vertraging

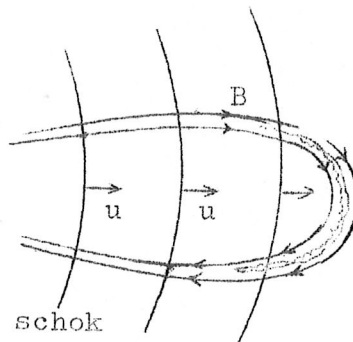
Ten opzichte van de naar het deeltje toe bewegende discontinuïteiten heeft het deeltje een snelheid $v + u$ en ten opzichte van de van het deeltje af bewegende discontinuïteiten heeft het deeltje een snelheid $v - u$. In eenzelfde tijdsinterval en bij een volkomen stochastische verdeling van naar en van het deeltje gerichte beweging-

gen zal het deeltje dus $(v + u) / (v - u)$ maal meer naar hem toege-richte discontinuïteiten ontmoeten dan van hem afgerichte. Het zal dus gemiddeld versneld worden. Dit is de statistische Fermi versnelling.

Een zeer hoge versnelling kan optreden wanneer een deeltje gevangen is tussen twee naar elkaar toe bewegende discontinuïteiten. De deeltjes zullen dan accumulatief worden versneld



Een mooi voorbeeld hiervan is een schokgolf die zich voortplant in een gebied waarin zich een magnetische lus bevindt.



In dergelijke magnetische "vallen" kunnen deeltjes gemakkelijk tot relativistische snelheden worden versneld.

3. In een magnetohydrodynamische schokgolf kunnen geladen deeltjes worden versneld als de gyroradius veel groter is dan de dikte van de schok.

Als B_1 de magnetische veldsterkte voor de schok is en B_2 die na de schok, dan zal bij langzame beweging van het schokfront de impuls $p_{\perp} = mv_{\perp}$ toenemen volgens

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Het deeltje wordt dus, wanneer het door het front gaat, versneld. Het komt onder een iets andere hoek weer uit de schok. Bij herhaald contact met de schok zal het deeltje steeds iets sneller gaan bewegen.

Naast een aantal versnellingsmechanismen zijn er diverse mogelijkheden voor een deeltje om z'n energie weer kwijt te raken.

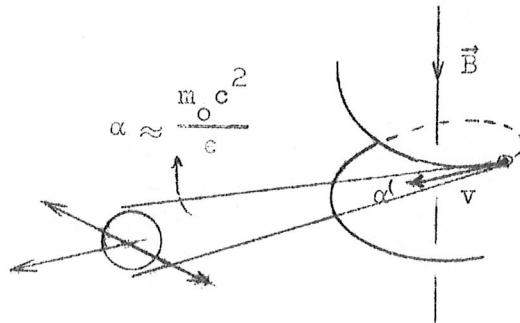
1. Synchrotron straling

Relativistische elektronen die in een magnetisch veld spiraliseren zenden een zeer gerichte straling uit in een kegeltje rond de bewegingsrichting met een openingshoek,

$$\alpha \approx \frac{m_0 c^2}{\epsilon} ,$$

waarin ϵ de energie van het elektron is ($\epsilon \gg m_0 c^2$). Deze continue straling heeft een maximum bij de frekwentie

$$\nu_m = 4.6 \times 10^{-18} B_{\perp} \epsilon^2 \text{ (MeV)} .$$



Synchrotron straling is sterk gepolariseerd. De intensiteit per seconde en per deeltje wordt gegeven door

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - 3.8 \times 10^{-9} B_{\perp} \epsilon^2 \text{ MeV/sec} .$$

Hier is B_{\perp} de component van het magnetische veld loodrecht op de snelheid van het deeltje.

2. Remstraling

Elektronen worden in het veld van een proton afgebogen. De uitgezonden straling voor relativistische elektronen is

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - 8 \times 10^{-16} N_H \epsilon \text{ MeV/sec} .$$

Deze straling is in het algemeen zeer kortgolvlige straling (γ -straling). Voor niet relativistische deeltjes is dit de gewone vrij-vrij straling (thermische radiostraling).

3. Ionisatie verliezen

Voor niet zeer snelle deeltjes geldt dat ze dikwijls na vele botsingen kunnen rekombineren

4. Omgekeerde Compton effect

Elektronen kunnen in contact met een foton energie overdragen aan het foton.

Een schatting van het energieverlies onder interstellaire condities geeft per elektron

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - 4.8 \times 10^{-8} I \epsilon^2 \text{ MeV/sec} ,$$

waarin I de intensiteit van de straling (fotonen) is waarmee de relativistische elektronen in aanraking komen.

1) wit licht
 2) lijnen
 3) Fraunhofer

korona = k
 " = L
 " = F

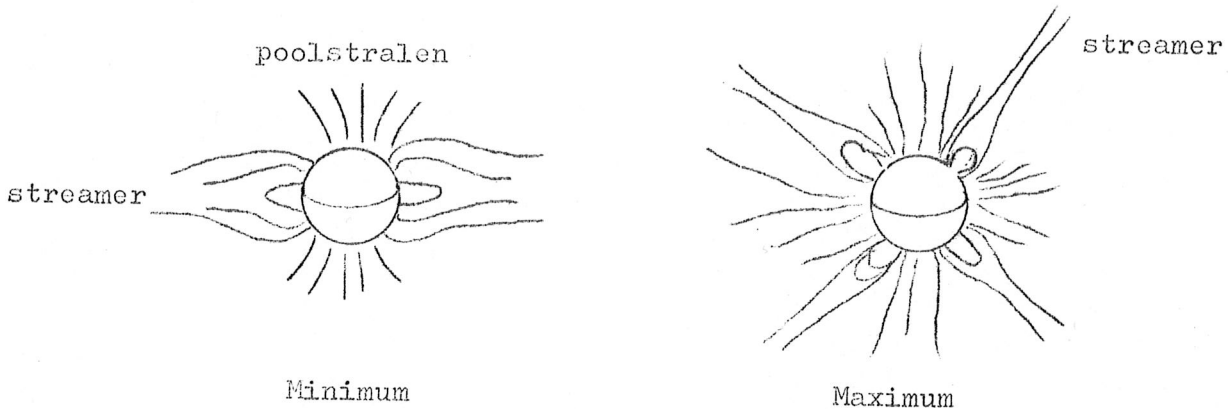
IV.4.2. De korona

IV.4.2.1. "Wit licht" korona

De korona van de zon is alleen tijdens een totale zonsverduistering goed waarneembaar in het optische gebied. Met een koronagraaf geplaatst op een hoge berg is het mogelijk de binnenste lagen waar te nemen. De binnenkorona vertoont een kontinu spektrum zonder fraunhofer lijnen. Het blijkt dat dit licht is dat aan de in de korona aanwezige vrije elektronen verstrooid wordt (Thomson verstrooiing). Deze komponent heet de continue korona (k-korona).

Uit de helderheidsverdeling van de k-korona, ook wel wit licht korona genoemd, kan de elektronendichtheid $n_e(r)$ als functie van de afstand r worden bepaald.

De korona is zeer verschillend van vorm. Tijdens minimum is hij tamelijk afgeplat met grote uitlopers (streamers) nabij de evenaar. Men noemt dit de minimumkorona. Tijdens maximum is hij rond (maximumkorona) en op alle breedtes komen nu streamers voor.



IV.4.2.2. Temperatuur van de korona

In de binnenkorona neemt men in emissie de z.g. koronaliijnen waar die verboden overgangen zijn van hooggeïoniseerde atomen. De belangrijkste lijnen zijn de

rode lijn	van	[Fe X]	$\lambda = 6347.51 \text{ \AA}$
groene lijn	van	[Fe XIV]	$\lambda = 5303.86 \text{ \AA}$
gele lijn	van	[Ca XV]	$\lambda = 5694.42 \text{ \AA}$

Hieruit volgt dat de korona een zeer hoge temperatuur moet hebben ($T \sim 10^6 - 2 \cdot 10^6 \text{ K}$).

De temperatuur van de korona is tengevolge van haar inhomogene structuur niet overal gelijk. Boven actieve gebieden meet men meestal de hoogste temperaturen. Daar vindt men soms zeer sterk de gele koronalijn.

Er zijn vier onafhankelijke methoden om de temperatuur te bepalen.

- a. Uit de dichtheidsverdeling m.b.v. de barometrische hoogteformule en onder de veronderstelling dat de korona isotherm is.

$$T \geq 1.7 \cdot 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Voor een atmosfeer in hydrostatisch evenwicht geldt voor de drukgradiënt

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{GM}{r^2} n(r) \mu,$$

waarin $n(r)$ de dichtheid der elektronen en protonen, μ de gemiddelde massa en $p = 2 nkT$ de totale gasdruk. $p = p_e + p_i = n_e kT + n_i kT = 2 nkT$. Hieruit volgt voor een isotherme atmosfeer

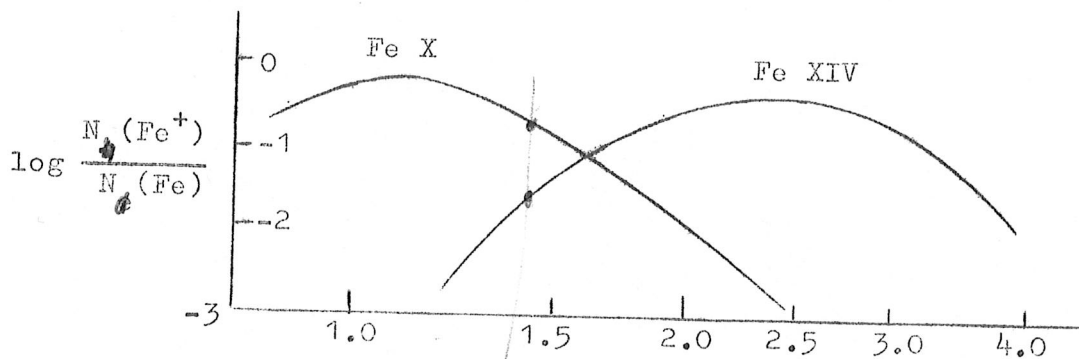
$$T = - \frac{\mu GM}{2 kTr^2} \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^{-1}.$$

- b. Uit de breedte van de koronalijnen na korrektie voor turbulente bewegingen

$$1.7 \cdot 10^6 < T < 3.7 \cdot 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}.$$

- c. Uit de intensiteitsverhoudingen van de verboden lijnen en de theorie van het ionisatie evenwicht.

Zo geldt bijvoorbeeld voor Fe X - Fe XIV dat Fe X emissie maximaal is voor $T_e = 1.1 \cdot 10^5 \text{ } ^\circ\text{K}$ en Fe XIV emissie maximaal is voor $T_e = 2.4 \cdot 10^5 \text{ } ^\circ\text{K}$.



Uit de intensiteitsverhouding is het aantal deeltjes in de desbetreffende ionisatietoestand te bepalen en daaruit weer de temperatuur.

- d. Uit de intensiteit van de thermische radiostraling (vrij-vrij overgangen) in het meter, decimeter en centimeter gebied.

($T_b = T(1 - e^{-\tau})$) ($T \approx 10^6$ °K, hetgeen lager is dan uit andere bepalingen).

Deze thermische komponent vertoont een verandering die afhankelijk is van de aanwezigheid van actieve gebieden die in de korona, korona condensaties worden genoemd. Men noemt deze komponent van de radiostraling van de zon de langzaam veranderlijke komponent.

IV.4.2.3. De theorie van de korona

De zeer hoge temperatuur van het koronagas dat zich boven de "koele" fotosferische en chromosferische lagen bevindt kan alleen verklaard worden met een energiebron als deeltjes of golven omdat warmtegeleiding en stralingsdiffusie slechts energie van gebieden met hoge temperatuur afvoeren. De lagen ver naar buiten kunnen misschien gedeeltelijk worden verhit door invallende stofdeeltjes uit het interplanetaire medium. In de binnenste lagen van de korona neemt men tegenwoordig op goede gronden aan dat de verhitting van de korona het gevolg is van de dissipatie van akoestische en magneto-akoestische golven die worden opgewekt door de sterke kompressibele turbulentie in de bovenste lagen van de konvektiezone.

Er komt voldoende energie in de vorm van geluidsgolven vrij om chromosfeer en korona te verhitten. Voor de rustige zon worden de chromosferische stralingsverliezen geschat op

$$F_{\text{chrom}} \approx 10^7 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec},$$

en de koronale verliezen gerekend vanaf een niveau van $R = 1.05 R_{\odot}$ op

$$F_{\text{cor}} \approx 10^5 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}.$$

De energieverliezen van de korona zijn enerzijds stralingsverliezen maar anderzijds ook het gevolg van een continue stroom materie die naar buiten beweegt, de z.g. zonnwind. Voor een elektronendichtheid van $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ aan de basis van de korona zijn de stralingsverliezen ($\sim n_e^2$) ongeveer gelijk aan de verliezen tengevolge van de zonnwind expansie. De laatste kunnen worden afgeleid uit satellietwaarnemingen in het interplanetaire medium. Gemiddeld vindt men op de afstand van de aarde:

$$n_e = 4 \text{ cm}^{-3} \quad \text{en} \quad v = 5 \times 10^7 \text{ cm/sec},$$

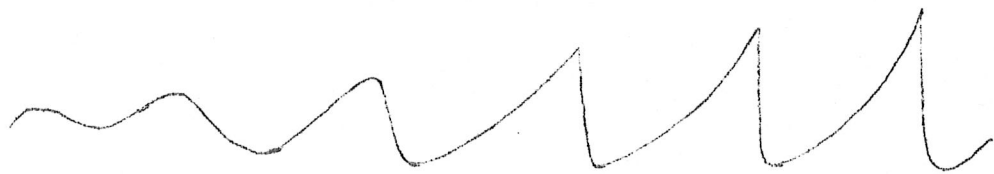
waarbij v de snelheid van de deeltjes is.

Het idee van de verhitting van de korona is dat akoestische en/of magneto-akoestische golven zich naar boven toe voortplanten zonder al te veel energie te verliezen in de fotosfeer en lage chromosfeer. Door het afnemen van de dichtheid neemt de amplitude van de golven met de

hoogte toe. Uit $\rho v^2 c \approx \text{konstant}$ volgt met $\rho = \rho_0 e^{-z/H}$, waarbij z de hoogte boven de fotosfeer is

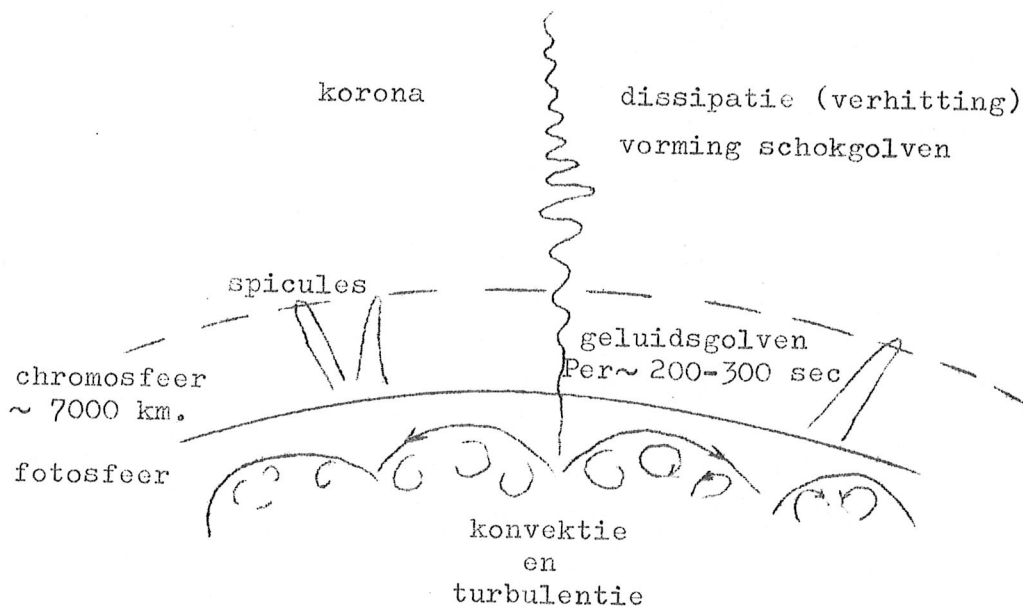
$$v = v_0 c^{+\frac{z}{2H}},$$

waarin $H = \frac{RT}{\mu g}$ de schaalhoogte van de atmosfeer is. Naarmate de amplitude toeneemt gaan z.g. niet lineaire effecten een steeds belangrijker rol spelen



Vorming reeks schokgolven

Tengevolge hiervan ontstaan schokgolven, die de eigenschap hebben het gas waar ze doorheen lopen veel efficiënter te verhitten dan geluidsgolven.

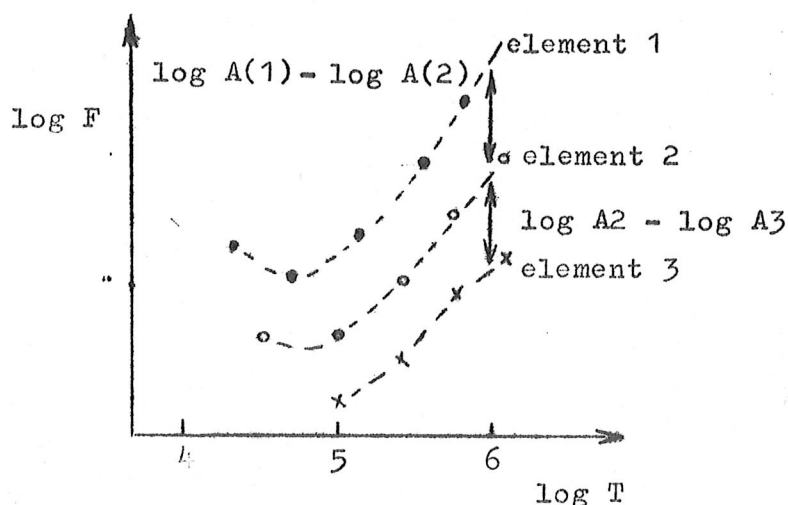


Zolang de materie nog tamelijk dicht is zijn de stralingsverliezen in staat de gedissipeerde energie af te voeren bij betrekkelijk lage temperaturen. Omdat bij lage temperaturen de schaalhoogte klein is wordt al snel een niveau bereikt waarop bij die lage temperaturen de gedissipeerde energie niet meer kan worden uitgestraald. In dit gebied stijgt de temperatuur zeer steil van $T = 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ tot $T = 2 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$. Dit gebied heet het overgangsgebied tussen de chromosfeer en de korona.

De meeste informatie over het overgangsgebied wordt gehaald uit de intensiteiten van emissielijnen in het verre ultraviolet. Deze lijnen worden gevormd bij temperaturen van $50\ 000\ ^\circ\text{K}$ tot $2 \cdot 10^6\ ^\circ\text{K}$. Uit de intensiteiten van lijnen van verschillende elementen haalt men de dikte van de lijnvormende laag en dus de gemiddelde temperatuurgradiënt $\langle dT/dr \rangle$ en de relatieve abundantie, A . Onder de voorwaarde dat de temperatuurgradiënt niet te snel verandert over de lijnvormende laag geldt dat de intensiteit van een ultraviolette emissielijn gegeven wordt door

$$F = \text{konst.} \cdot A \langle dT/dr \rangle^{-1} .$$

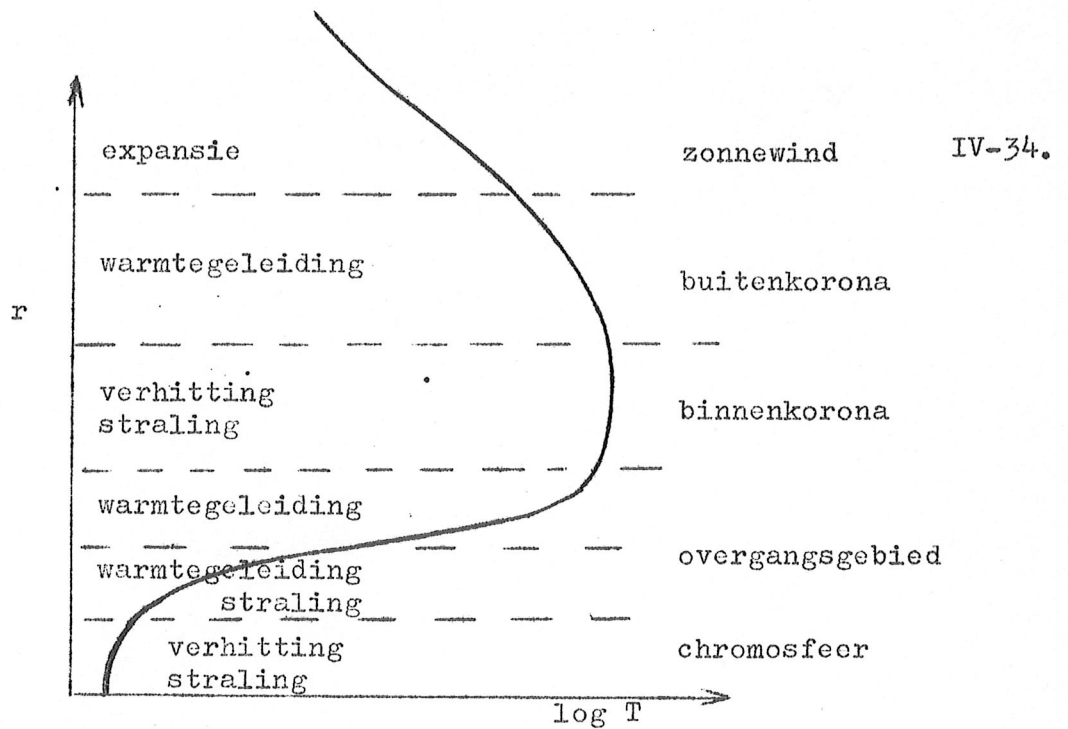
Kent men de "gemiddelde" temperatuur waarbij een bepaalde lijn wordt gevormd, dan kan men uit het verband van $F(T)$ voor verschillende lijnen van éénzelfde element de temperatuurverdeling halen en door aanpassing van de relatie $F(T)$ voor andere elementen de relatieve abundantie



Uit een dergelijke analyse vindt men dat de temperatuur in het overgangsgebied steil verloopt. Tussen $T = 10^5\ ^\circ\text{K}$ en $T = 10^6\ ^\circ\text{K}$ geldt bovendien

$$T^{\frac{5}{2}} \frac{dT}{dr} = \text{konstant} . \quad T = c \cdot r^{\frac{2}{3}}$$

Door de hoge temperatuur is het koronagas volledig geïoniseerd. Het warmtegeleidingsvermogen (door elektronen langs het magnetische veld) is dan direkt afhankelijk van de temperatuur. $\kappa = \kappa_0 (T/T_0)^{5/2}$. Uit bovenstaande relatie mag dus worden besloten dat in een groot temperatuur-interval een vrijwel konstante warmtestroom van de korona terug in de hoge atmosfeer vloeit. Onderstaande figuur geeft schematisch het temperatuurverloop in de belangrijkste energieprocessen aan.



4.2.4. Zonnewind en interplanetaire ruimte

Het grootste gedeelte van de energie, nodig om de korona te verhitten, wordt door warmtegeleiding enerzijds naar de chromosfeer teruggevoerd en anderzijds naar de buitenkorona getransporteerd. Berekent men het temperatuurverloop dat een hydrostatische (niet expanderende korona) zou hebben als warmtegeleiding de enige vorm van energietransport zou zijn, dan zou moeten gelden

$$T(r) \sim r^{-\frac{2}{7}}$$

Anderzijds volgt uit de formule voor hydrostatisch evenwicht

$$\frac{d}{dr} (2NkT) + \frac{GM_{\odot}}{r^2} N\mu = 0.$$

Hieruit volgt na integratie voor de druk

$$N(r) T(r) = N(0) T(0) e^{-\frac{GM_{\odot} \mu}{2k} \int_{r_0}^r \frac{dr}{r^2 T(r)}},$$

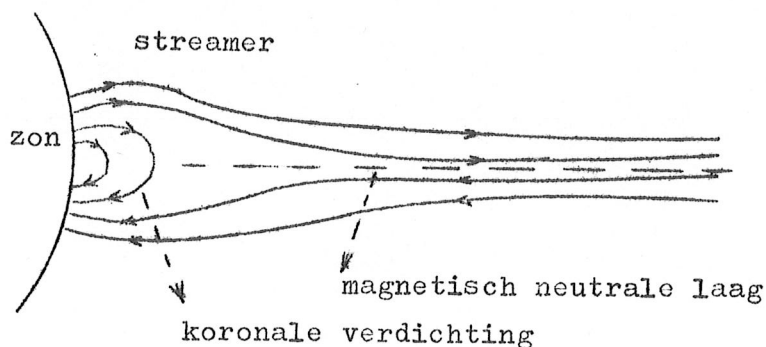
waarbij μ de massa van een proton is en N de deeltjesdichtheid. Bovenstaande vergelijking laat zien dat wanneer de temperatuur minder sterk naar nul gaat met de afstand r dan $1/r$, er geen statistische oplossing te vinden is met verdwijnende gasdruk in het oneindige. Bij zuivere warmtegeleiding gaat T veel minder snel naar 0 dan $1/r$ waaruit volgt dat de korona niet in hydrostatisch maar in hydrodynamisch evenwicht moet zijn.

Waarnemingen vanuit interplanetaire satellieten bevestigen dat het koronale gas de zon met supersonische snelheden verlaat. Het is

T langzamer naar 0 dan 1/r

theoretisch ook mogelijk dat het gas met subsonische snelheden expandeert, maar dit is veel lastiger waarneembaar. Waarschijnlijk komen afhankelijk van lokale verhitting en magnetische veldconfiguratie zowel subsonische als supersonische gasstromen voor.

In gesloten "sterke" magnetische velden is de magnetische spanning voldoende groot om de zonnwind te onderdrukken. Hierdoor kan een extra verhitting en dus temperatuurverhoging plaatsvinden. Ook zijn lokale verdichtingen mogelijk. Tenslotte zal bij te sterke verhitting een te grote druk worden opgebouwd, waardoor aanvankelijk gesloten velden expanderen en in de hogere lagen "openbreken" en een streamer vormen. Hierbij ontstaat een zogenoemde magnetische neutrale laag, waarin vooral in de lagere gebieden veld-annihilatie en verdichting van materie kan optreden. Het is zeer goed mogelijk dat zich daar protuberansen uit de korona vormen.



De zo ontstane configuratie kan, wanneer voldoende energie door de zonnwind wordt afgevoerd, lang blijven bestaan. De magnetische velden, die men in de fotosfeer waarneemt, blijken zich in vele gevallen tot aan de aarde uit te strekken. Er is een duidelijke interplanetaire sektorstructuur gevonden die in de fotosferische magnetische velden is terug te vinden.

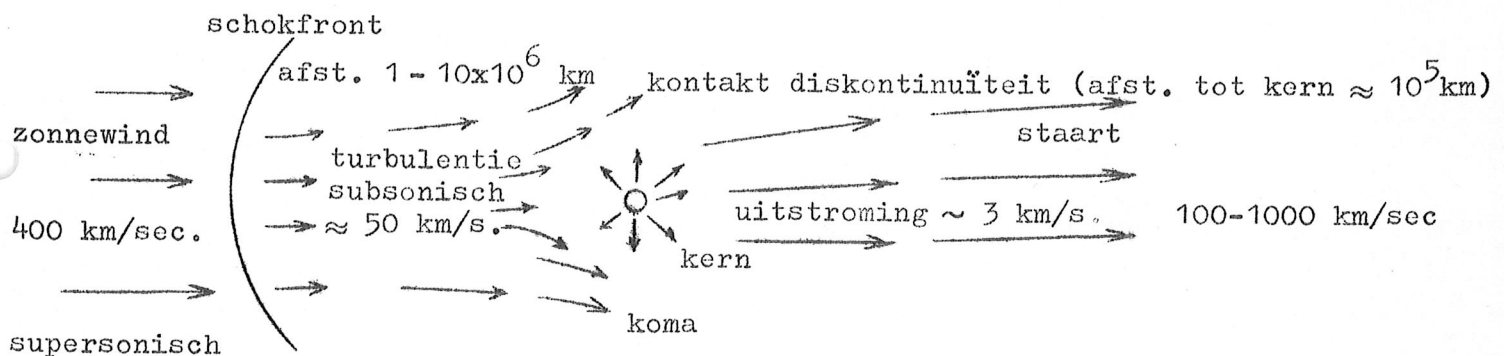
De meeste informatie over het interplanetaire medium en de zonnwind wordt door satellietwaarnemingen in de buurt van de aarde verkregen. Op die manier weet men dus alleen iets over de zonnwind in het ekliptikavlak. Voor de bestudering van kometen, in het bijzonder kometenstaarten, kan men iets te weten komen over de zonnwind buiten het ekliptikavlak.

Kometen bestaan uit een kop met een doorsnede van $10^4 - 10^5$ km en een staart met een lengte van $10^6 - 10^8$ km. In de kop of koma bevindt zich de kern van de komeet met een diameter van 1 - 100 km. De kern bestaat uit een poreus mengsel van diverse soorten ijs (H_2O , CO_2 , NH_3) vermengd met stof en gruis. Wanneer de komeet in de buurt van de zon komt verdampt het ijs en komen het stof en de molekulen vrij. De molekulen die met een snelheid van enkele km/sec uitstromen worden

door fotodissociatie afgebroken en vormen een gaswolk rond de kern (koma). De zonnestraling en de zonnewind blazen dit gas van de zon af met snelheden van 100 - 1000 km/sec.

Type I kometenstaarten zijn langgerekt en van de zon afgericht. Uit een spektrale analyse vindt men de aanwezigheid van molekuul-ionen zoals N_2^+ , CO^+ , OH^+ , CO_2^+ , CH^+ . De lengte van de staart wordt bepaald door de afstand waarop dissociatie optreedt en de staart niet meer in resonantie straling zichtbaar is. Voor dit soort komeetstaarten is de stralingsdruk van het zonlicht onvoldoende. De materie wordt hier inderdaad door de zonnewind weggeblazen. De vezelige structuur duidt er op dat er in het staartplasma een magnetische structuur is. Soms vindt men de invloed van zonne-activiteit weerspiegeld in "storingen" in de komeetstaart.

Type II komeetstaarten zijn breed en diffuus en dikwijls gekromd. Ze bestaan overwegend uit stofdeeltjes. Hier is de stralingsdruk wel voldoende om de staart te vormen. Uit waarnemingen in het ultraviolet (Oa02 en 5) aan de kometen Tago-Sato-Kosaka en Bennett heeft men gevonden dat er zich om de komeet een reusachtig uitgebreide waterstof-atmosfeer (wolk) bevindt die sterke Lyman α straling uitzendt. De diameter is ongeveer $15 \cdot 10^6$ km groot. Het totale aantal H-atomen is $N_H = 10^{36}$. Waarschijnlijk gaat de overgang van de zonnewind in zo'n waterstofwolk met schokgolf gepaard.

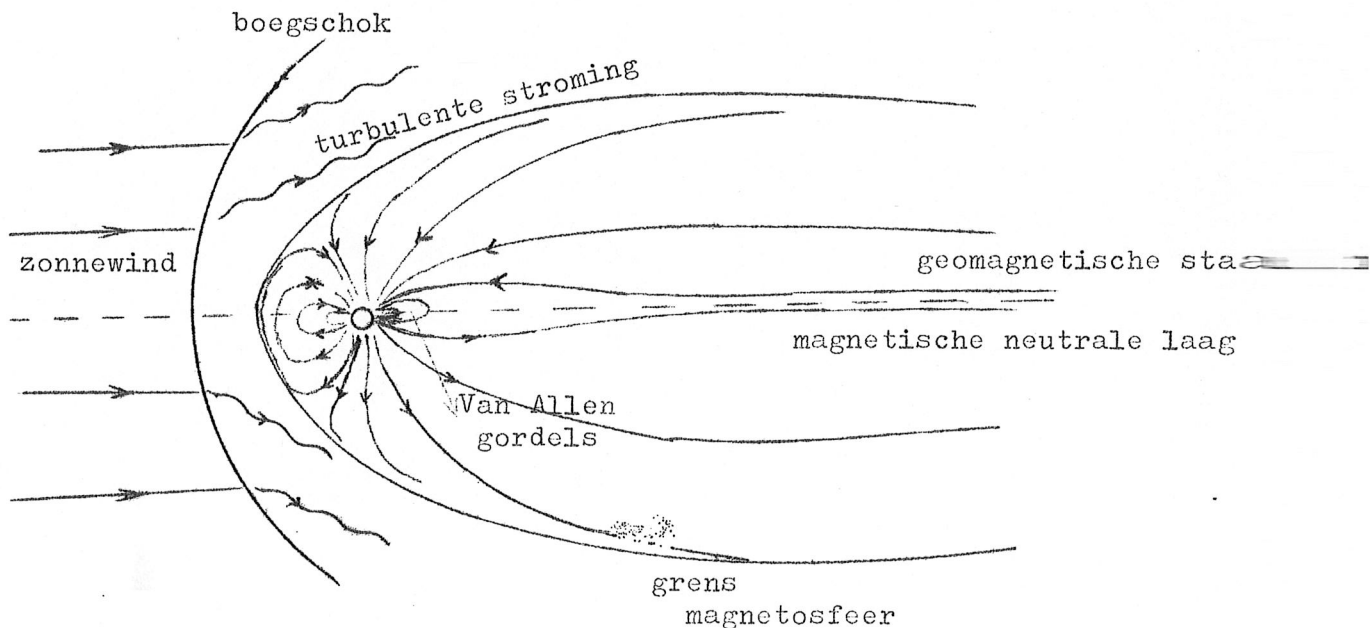


Bovenstaande figuur laat een model van de gasstroming in en rond een komeet zien, zoals voorgesteld door Biermann.

Ook rond de aarde treedt een schokgolf op daar waar de zonnewind met de magnetosfeer in kontakt komt. Dit veroorzaakt een sterke vervorming van het aard-magnetische veld. In de richting van de zon (de richting waaruit de zonnewind komt) is het magnetische dipoolveld iets in elkaar gedrukt terwijl in de richting van de zon af gericht het veld sterk uitgerekt is. In deze geomagnetische staart vormt zich net als bij een koronale streamer een magnetisch neutrale laag, waarin

zich diverse plasma instabiliteiten kunnen ontwikkelen.

Storingen in de zonnewind manifesteren zich meteen als storingen in de magnetosfeer en dit geeft weer aanleiding tot bijvoorbeeld polarlicht op hogere breedtes. De zogenoemde Van Allen gordels waarin de deeltjes opgesloten zitten omdat het veld aan weerszijden convergeert worden dan zodanig "beschadigd" dat op bepaalde plaatsen een lek ontstaat waaruit ze kunnen ontsnappen en in de lagere atmosfeer zuurstof en stikstof molekulen tot lichten kunnen brengen. Schematisch ziet de magnetosfeer er als volgt uit:

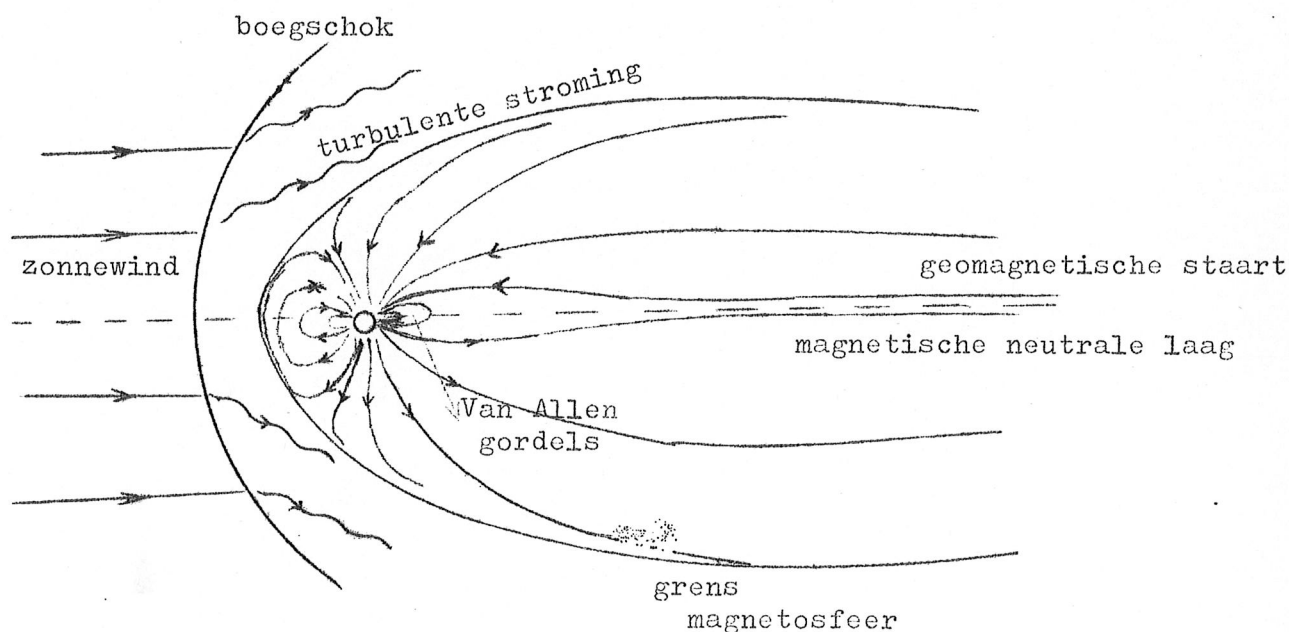


4.2.5. Zonneactiviteit in de korona

Tijdens perioden van grote zonneactiviteit blijft ook de korona niet onberoerd. De dikwijls zeer sterke magnetische velden die in de fotosfeer worden gemeten strekken zich op een ingewikkelde manier uit in de korona. Bewegingen in de fotosfeer kunnen zich met de Alfvén snelheid voortplanten langs de veldlijnen en de veldconfiguratie zomig vervormen dat het magnetische veld instabiel wordt (magnetohydrodynamische instabiliteit). Wat dan gebeurt is niet duidelijk. Wel kan worden aangenomen dat de veldconfiguratie in zo'n geval altijd zal streven naar een toestand van minimale energie. Veel energie komt dan vrij. Het belangrijkste hoog energetische verschijnsel in de zonnekorona waarbij veel magnetische energie wordt gedissipeerd, die in de vorm van elektromagnetische straling en korpusculaire straling verdwijnt, is de zonnevlam. Deeltjes met energieën van $10^8 - 10^{10}$ eV komen hierbij vrij. Dikwijls worden hierbij sterke Röntgenstraling en Radiostraling waargenomen.

zich diverse plasma instabiliteiten kunnen ontwikkelen.

Storingen in de zonnewind manifesteren zich meteen als storingen in de magnetosfeer en dit geeft weer aanleiding tot bijvoorbeeld poollicht op hogere breedtes. De zogenoemde Van Allen gordels waarin deeltjes opgesloten zitten omdat het veld aan weerszijden convergeert worden dan zodanig "beschadigd" dat op bepaalde plaatsen een lek ontstaat waaruit ze kunnen ontsnappen en in de lagere atmosfeer zuurstof en stikstof molekulen tot lichten kunnen brengen. Schematisch ziet de magnetosfeer er als volgt uit:

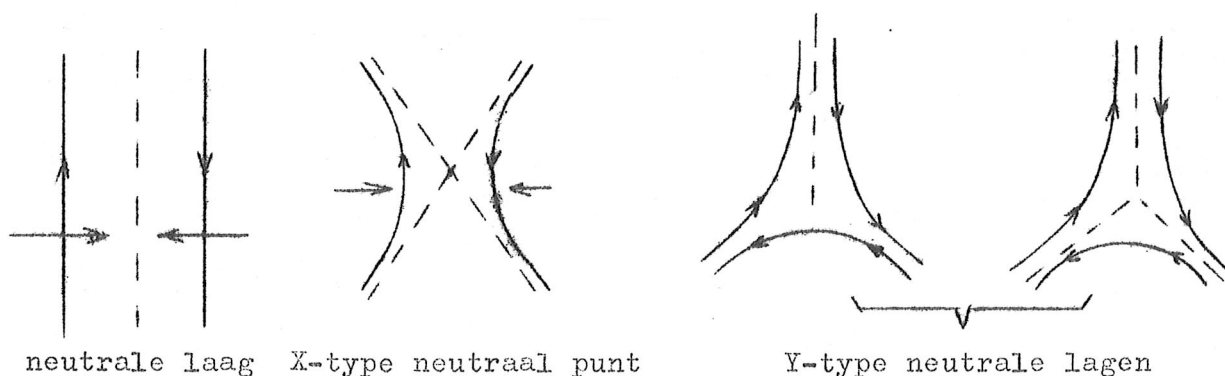


4.2.5. Zonneactiviteit in de korona

Tijdens perioden van grote zonneactiviteit blijft ook de korona niet onberoerd. De dikwijls zeer sterke magnetische velden die in de fotosfeer worden gemeten strekken zich op een ingewikkelde manier uit in de korona. Bewegingen in de fotosfeer kunnen zich met de Alfvén snelheid voortplanten langs de veldlijnen en de veldconfiguratie zodanig vervormen dat het magnetische veld instabiel wordt (magnetohydrodynamische instabiliteit). Wat dan gebeurt is niet duidelijk. Wel kan worden aangenomen dat de veldconfiguratie in zo'n geval altijd zal streven naar een toestand van minimale energie. Veel energie komt dan vrij. Het belangrijkste hoog energetische verschijnsel in de zonnekorona waarbij veel magnetische energie wordt gedissipeerd, die in de vorm van elektromagnetische straling en korpusculaire straling verdwijnt, is de zonnevlam. Deeltjes met energieën van $10^8 - 10^{10}$ eV komen hierbij vrij. Dikwijls worden hierbij sterke Röntgenstraling en Radiostraling waargenomen.

In bijna ieder actief gebied treedt wel een vlam op. Meestal duurt een vlam niet langer dan 1 uur met een zogenoemde explosieve fase van enkele minuten. De totale energie die vrijkomt bij een grote vlam is ongeveer 2×10^{32} erg. Ongeveer de helft is optische emissie en de andere helft corpusculaire emissie.

De energie inhoud van korona plasma is $1 - 10$ erg/cm³. Met een geschat vlamvolume van 10^{28} cm³ voor een grote vlam heeft men dus veel te weinig energie in het plasma. Daarom denkt men aan de annihilatie van magnetische energie. Een veld van 100 gauss in een volume van 10^{28} cm³ zou voldoende energie bevatten. Er is echter nog steeds geen goede theorie die aangeeft hoe deze energie zich geleidelijk ophoopt in het plasma waarna het door een instabiliteit plotseling vrij komt. In veel theorieën maakt men gebruik van tegengesteld gerichte velden die elkaar naderen en in magnetisch neutrale punten of magnetisch neutrale lagen hun energie dissiperen.



Verschillende configuraties zijn mogelijk. Uiteindelijk zullen waarnemingen met hoog oplossend vermogen de oplossing van het zonnevlamprobleem moeten geven.

De snelle deeltjes die bij zonnevlammen worden opgewekt ($v \approx 0.3 c$) kunnen in de korona z.g. plasmagolven genereren die op hun beurt radiostraling uitzenden met een frequentie gelijk aan de plasmafrequentie (zie IV.4.1).

Het dichtheidsverloop in de korona veroorzaakt dan een frequentiedrift in een z.g. dynamisch radiospektrogram.

Uit de frequentiedrift, $\frac{\partial f}{\partial t}$, kan met een dichtheidsverdeling, $\frac{dn}{dr}$, de snelheid v van de storing (deeltjes) worden bepaald.

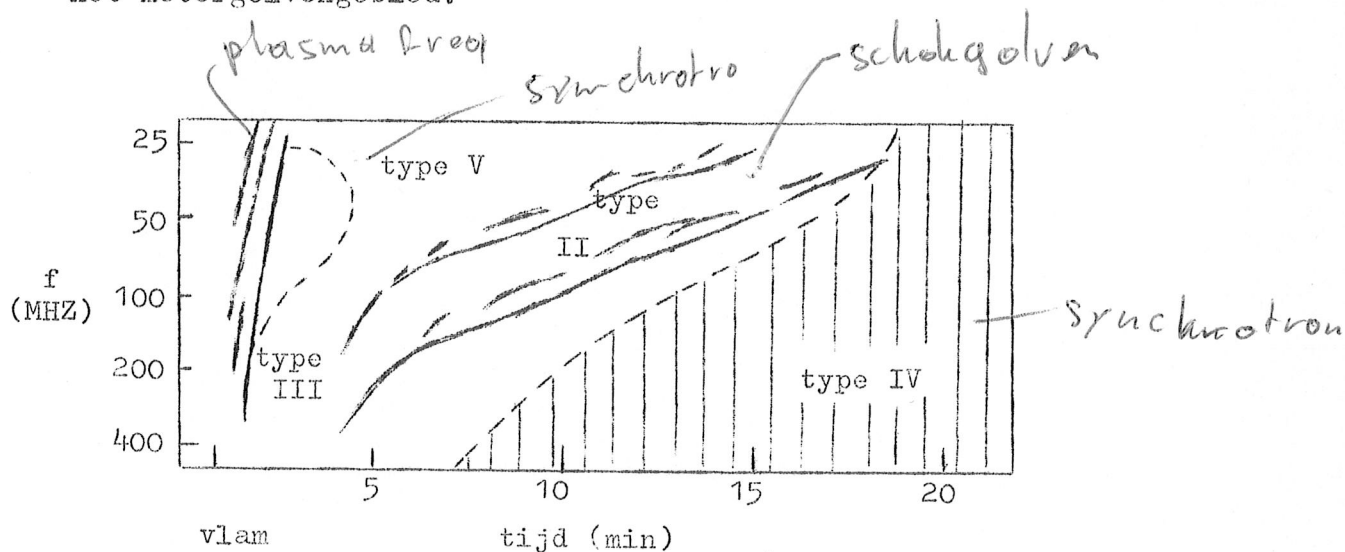
$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial n} \cdot \frac{\partial n}{\partial r} \cdot v$$

De plasmafrequentie $f \sim \sqrt{n}$, dus $\frac{\partial f}{\partial n} \sim \frac{1}{\sqrt{n}}$.

Kent men $\frac{\partial n}{\partial r}$ dan is v te bepalen, of omgekeerd: kent men v (uit interferometrische waarnemingen) dan is $\frac{\partial n}{\partial r}$ te bepalen. Type III bursts

komen waarschijnlijk voor in open streamers, zodat de deeltjes kunnen ontsnappen. Andere vormen van bursts worden veroorzaakt door schokgolven (type II bursts) en vertonen driftsnelheden die overeenkomen met veel lagere snelheden ($v \approx 1000$ km/sec). Hierbij wordt gedacht aan magnetohydrodynamische schokgolven die zich met snelheden van de orde van grootte van de Alfvén snelheid voortplanten. Ook treedt synchrotronstraling van snelle elektronen in het magneetveld op, die continuum radiostraling veroorzaken zoals type IV en type V bursts. Dikwijls ziet men in een type IV continuum periodieke structuren (periode ~ 1 sec.) waarvan men vermoedt dat ze door radiale oscillatie van magnetische fluxbuizen ontstaan (Rosenberg, 1970). De synchrotron emissie zou door deze oscillaties gemoduleerd worden. Radioastronomische waarnemingen bieden interessante mogelijkheden om het magnetische veld in de korona te bepalen.

Onderstaande figuur toont schematisch een dynamisch spektrogram in het metergolvengebied.



4.3. Lichtende Gasnevels

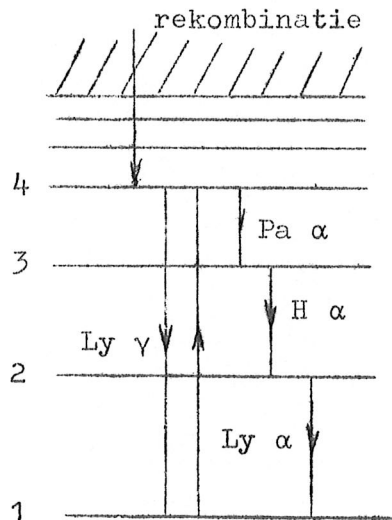
Rond sommige sterren komt interstellair materie voor, die geassocieerd is met die sterren. Men kan deze gasnevels onderverdelen in drie groepen.

- diffuse nevels, ook wel galactische nevels genoemd. Ze komen meestal rond jonge sterren voor.
- planetaire nevels, die een bepaald type van heldere sterren omringen en een levensduur van de orde van grootte van 10000 jaren hebben.
- gasvormige supernova resten.

Het spektrum van diffuse nevels en planetaire nevels is vrijwel hetzelfde. Beide spektra vertonen altijd emissielijnen. De belangrijkste zijn de waterstof Balmerlijnen. Dikwijls ziet men ook lijnen van [He I en II], [C I, III, IV], [N I, II, III], [O I, II, III]. Bovendien de "nebulium"-lijnen: dat zijn verboden lijnen [O III] en [N II]. In diffuse nevels neemt men veel turbulente bewegingen waar $v \approx 10$ km/sec. Planetaire nevels expanderen met snelheden van 5 - 50 km/sec.

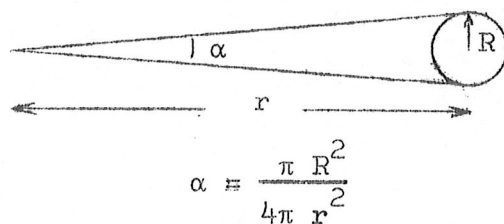
4.3.1. Mechanismen van lichtgeven

In de omgeving van heldere O en B sterren wordt waterstof geïoniseerd en tot lichtgeven gebracht. Dit proces gaat als volgt. Een Lyman kwant ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) ioniseert een waterstofatoom. Enige tijd later rekombineert het zo ontstane foto-elektron met een proton, maar in het algemeen zal geen overgang direkt naar het grondniveau plaatsvinden. Het elektron rekombineert meestal in een of ander hoger niveau. Hierbij treden dan emissiekontinua op (Lyman, Balmer). Daarna regent het via meerdere niveaus en onder uitstraling van kwanten van diverse energie terug naar het grondniveau zodat tenslotte een Ly α kwant ontstaat. De overgang die vooraf ging aan de Lyman α straling was een overgang waarbij een Balmer kwant werd uitgestraald. Dus ieder ultraviolet kwant geeft tenslotte een Balmer kwant dat zichtbaar is in het visuele spectrum.



voorbeeld van een inregenspektrum na rekombinatie van een elektron met een proton.

De spectra van alle lichtende gasnevels bestaan uit heldere emissielijnen gesuperponeerd op een zwak continuum. Het continuum wordt veroorzaakt door vrij-gebonden en vrij-vrij overgangen van H en He. In de nevel heerst meestal een toestand die ver verwijderd is van L.T.E. De straling is zeer sterk verdund door de grote afstand van de ster. Verdunningsfaktor $W = R^2 / 4r^2$.



$$W = \frac{R^2}{4\pi r^2}$$

Bepaalt men de temperatuur uit het spektrum dan vindt men een zeer hoge waarde (kleurtemperatuur). Uit de totale intensiteit daarentegen een zeer lage (stralingsdichtheid temperatuur).

Met $R = R_{\odot}$ en $r = 1 \text{ pc}$ is $W = 10^{-16}$.

Door de zeer verdunde straling worden alleen de grondtoestand en metastabiele toestanden bezet.

Behalve de reeds vermelde rekombinatiestraling van H en He vinden ook toegestane overgangen plaats in ionen zoals O^{++} , N^{++} (met spektrum O III, N III).

Bijvoorbeeld wordt bij de recombinatie van H_e^+ als slot van een reeks kaskadenovergangen een resonantielijntje uitgestraald. Toevallig kan deze straling door het grondniveau van het O^{++} ion geabsorbeerd worden. Van hieruit wordt een hele reeks O III lijnen uitgestraald in het Ultraviolet. Een belangrijke lijn is O III $\lambda 374.44 \text{ \AA}$. Deze lijnstraling kan op zijn beurt weer een bepaald niveau in het N III spektrum aanslaan. Men noemt dit fluorescentiestraling.

In 1927 vond Bowen sterke emissielijnen bij $\lambda 4958.91$ en $\lambda 5006.84$ waarvan men lange tijd dacht dat ze door een nieuw element "Nebulium" werden uitgezonden.

Het blijken verboden overgangen in het O III spektrum te zijn van een laaggelegen metastabiel niveau naar de grondtoestand. De aanslag van het metastabiele niveau is het gevolg van elektronenbotsingen. Dat deze verboden overgangen in een lichtende nevel kunnen voorkomen is het gevolg van de zeer lage dichtheid.

Een ion dat zich in een metastabiele toestand bevindt zal pas na lange tijd ($\sim 1 \text{ sec}$) naar de grondtoestand overgaan. In een dicht gas is het ion dan reeds lang zijn aanslag energie kwijtgeraakt aan een vrij elektron door z.g. botsingen van de tweede soort (elastische botsingen waarbij het botsende deeltje (elektron) energie opneemt).

In een ijle nevel zijn er naar verhouding veel botsingen van de eerste soort (inelastische botsingen waarbij het botsende deeltje energie afstaat). Zij veroorzaken botsingsexcitatie naar bijvoorbeeld een metastabiel niveau. Er zijn echter weinig deëxciterende botsingen (2^{de} soort), zodat op den duur wel een verboden spektraalovergang kan optreden.

De ~~verboden~~ lijnen zijn vaak intenser dan alle andere lijnen samen.

Temperatuurbepaling van de centrale ster (Zanstra)

Onder de veronderstelling dat de nevel

- a. optisch dik is in het Lyman continuüm en dus elk Lyman quantum van de ster door de nevel wordt geabsorbeerd en
 - b. dat de ster straalt als een zwart lichaam (Planck)
- lukte het Zanstra uit de waargenomen Balmer flux de temperatuur van de centrale ster te bepalen.

Zoals we reeds hebben aangetoond zal elk recombinerend electron tenslotte een Ly α quantum en een Balmer quantum geven. Een Lyman β quantum zou weer excitatie geven, waarna tenslotte H α en Ly α zouden ontstaan. Lyman α daarentegen kan alleen maar verstrooid worden en geen Balmer quantum meer geven.

De Balmer quanta zijn echter waarneembaar in het visuele gebied, zij zijn fotografeerbaar. Eveneens fotografeerbaar zijn de "nebulium" quanta van de verboden overgangen. Het aantal Balmer quanta is dus ongeveer gelijk aan het aantal fotografeerbare quanta - het aantal nebulium quanta

$$N_{Ba} = N_{fot} - N_{neb}$$

$$f(T) = N_{fot} \left(1 - \frac{N_{neb}}{N_{fot}} \right)$$

We gaan nu het aantal Lyman continuüm quanta van de ster N_{Ly}^* en het aantal "fotografeerbare" quanta van de ster N_{fot}^* met elkaar vergelijken.

Voor het Lyman continuüm is $0 < \lambda < 912 \text{ \AA}$ en voor N_{fot}^* is $3400 \text{ \AA} < \lambda < 7000 \text{ \AA}$.

Nu geldt met behulp van de wet van Planck

$$\frac{N_{Ba}}{N_{fot}^*} = \frac{N_{Ly-cont}^*}{N_{fot}^*} = f(T^*) = \frac{\int_{\lambda=0}^{912\text{\AA}} E(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda=3400}^{7000\text{\AA}} E(\lambda, T) d\lambda}$$

$\frac{N_{Ba}}{N_{fot}^*}$ is uit metingen te bepalen.

De funktie $f(T^*)$ is zeer gevoelig voor de temperatuur.

T^*	$f(T^*)$	$E(\lambda, T)$
15 000 K	0.007	
20 000 K	0.066	
30 000 K	0.72	
40 000 K	2.50	
50 000 K	5.4	
70 000 K	15.3	

Bij diffuse nevels is $f(T^*) \approx 1$ hetgeen overeenkomst met $T^* = 32\ 000\ \text{K}$.

Bij planetaire nevels vindt men zo temperaturen van $30\ 000\ \text{K} - 150\ 000\ \text{K}$.

Als $T^* < 20\ 000$ wordt $f(T^*)$ zeer klein, hetgeen klopt met de waarnemingen, dat sterren met spectraalklasse later dan B2 geen gas-nevel tot lichten kunnen brengen.

De rekombinatie in de nevel is evenredig met het aantal ionen n_i en het aantal electronen n_e dus evenredig met n_e^2 . Dit betekent dat men uit de sterkte van de Balmeremissie de emissiemaat

$$E.M. = \int n_e^2 d\ell$$

kan bepalen. Hieruit volgt een schatting van de dichtheid.

Voorbeelden:

Orionnevel : $n_e = 2 \times 10^4\ \text{cm}^{-3}$, massa $10^5 M_\odot$ (zeer dicht)
 Noord Amerika nevel: $n_e = 10\ \text{cm}^{-3}$, massa $10^3 M_\odot$.

De ionisatietoestand van waterstof is of volledig geïoniseerd (H II gebied) of volledig ongeïoniseerd (H I gebied). De grens tussen beide is zeer scherp.

Voor een bolvormige geïoniseerde waterstofwolk rond een centrale ster noemt men de straal de Strömgrenstraal. Dit is dus de afstand van de ster tot waar waterstof van de geïoniseerde toestand in de neutrale toestand overgaat.

Men berekent de Strömgrenstraal r_0 als volgt.

Als N_L het aantal Lyman continuüm kwanten per cm^2 is dat uitgezonden wordt door het oppervlak van een ster met straal R dan zijn in totaal $4\pi R^2 N_L$ ioniserende kwanten voorhanden.

Het aantal rekombinaties in een bol met straal r_0 is $\frac{4}{3} \pi r_0^3 n_e n_p \alpha$, waarbij α de rekombinatie coëfficiënt is voor alle overgangen behalve die naar het grondniveau. Omdat $n_e \approx n_p$ en het aantal ionisaties gelijk moet zijn aan het aantal rekombinaties, volgt voor r_0

$$r_0 = \left(\frac{3 R_s^2}{\alpha n_p} N_L \right)^{1/3},$$

waarbij R_s en N_L grootheden zijn die van de ster afhangen en n_p van de nevel. Dus voor een gegeven ster geldt $r_0 \sim n_p^{-2/3}$

voor een O_5 -ster geldt $r_0 = 30\ \text{pc}$
 voor een B_1 -ster geldt $r_0 = 0.8\ \text{pc}$ } bij $n_p = 10\ \text{cm}^{-3}$.

Hoe dichter het gas dat de ster omringt, des te minder ver kan de ioniserende werking van de sterrenstraling zich doen voelen.

Planetaire nevels

Planetaire nevels zijn sterk naar het galactische centrum gekoncentreerd, maar er is ook een concentratie naar het Melkwegvlak. In grote trekken kan men stellen dat voor de kernen van planetaire nevels geldt $M_b \sim -2.5$; $T = 3 \cdot 10^4 - 10^5$. Het zijn sterren van een bijzonder spektraaltype. Zij lijken veel op Wolf-Rayet sterren. Ook daar is het nevel spectrum een lijnenspectrum zonder continuüm. Voor de middellijn van de nevel geldt $D = 20000 - 30000$ A.E. $M_{\text{nevel}} \approx 0.2 M_{\odot}$, $n = 10^3 - 10^4 / \text{cm}^3$, $T = 10^{4-5}$ K.

De bekendste planetaire nevels zijn:

- de Ringnevel in de Lier (M57 of NGC 6720)
 $\alpha = 18^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $\delta = 32^{\circ}54'$ diameter $d = 83''$.
- de Uilnevel; M 97; NGC 3587; $\alpha = 11^{\text{h}}11^{\text{m}}$; $\delta = 55^{\circ}15'$
is de op een na grootste planetaire nevel. $d = 200''$.
- de Halternevel; M 27; NGC 6853; $\alpha = 19^{\text{h}}58^{\text{m}}$; $\delta = 22^{\circ}36'$
is de grootste planetaire nevel.

De meeste planetaire nevels expanderen met snelheden in de buurt van 10 km/sec (lijnverdubbeling). Dit betekent dat een planetaire nevel gemiddeld in 10^4 jaar twee maal zo groot wordt. Dit zou verklaren waarom wij betrekkelijk weinig planetaire nevels zien (± 300). Na enige tijd is de gasmassa zo zeer geëxpandeerd dat we de nevel niet meer kunnen zien.

Het is ook mogelijk dat steeds nieuwe materie door de centrale ster wordt geleverd waardoor een planetaire nevel zo lang zou kunnen bestaan (nl. $\sim 10^5$ jaar), als de uitstroming duurt. De kernen van planetaire nevels zijn over het algemeen tamelijk sterk geëvolueerd. Zij zijn reeds op weg naar het dwergstadium.

Diffuse nevels

Diffuse nevels zijn meestal lichtzwak en vaak begeleid door donkere wolken. Hun verdeling is gelijk aan die van O en B sterren. Gemiddeld geldt voor een diffuse nevel

$$\begin{aligned} T &= 20\,000 \text{ K} \\ n &= 100 \text{ cm}^{-3} \\ r &= 5 \text{ pc} \\ m &= 500 M_{\odot} \end{aligned}$$

Enkele bekende diffuse nevels zijn:

- De Rosettenevel in Monoceros (NGC 2237), $\alpha = 6^{\text{h}}28^{\text{m}}$, $\delta = 5^{\circ}$.
De afstand is 760 pc. De middellijn 17 pc. $m = 1,1 \times 10^4 M_{\odot}$.

- De Noord Amerika nevel (NGC 7000) , $\alpha = 20^{\text{h}}56^{\text{m}}$, $\delta = 45^{\circ}$.
- De Orionnevel tot lichten gebracht door vier heldere sterren (het trapezium). Afstand 450 pc. $m = 10^5 M_{\odot}$.

Diffuse nevels bevinden zich rond sterren die nog betrekkelijk jong zijn.

Supernova resten

In tegenstelling tot diffuse nevels zijn supernova resten uitgestoten gasmassa's, die niet door de centrale ster of wat daarvan over is tot lichten worden gebracht maar door processen zoals de interactie tussen het nog steeds snel expanderende gas en het omringende interstellaire medium. (Voor supernovae zie II).

Een van de bekendste supernova resten is de Krabnevel, M_1 of NGC 1952 in de Stier ($\alpha = 5^{\text{h}}29^{\text{m}}$, $\delta = + 22^{\circ}$) zijn afstand is ~ 1700 pc , $m \sim 2 - 3 M_{\odot}$. De nevel zet uit met een zeer hoge snelheid $v = 1000$ km/sec . Hieruit volgt dat de explosie ergens in de 11e eeuw moet hebben plaatsgehad. Uit oude Chinese en Japanse geschriften volgt dat dit wellicht op 4 juli 1054 zou moeten zijn geweest. In het binnenste deel staan twee zwakke sterretjes. Eén hiervan een blauwe ster met het spektrum van een witte dwerg is het overblijfsel van de explosie. Kort geleden heeft men gevonden dat deze ster ook een pulsar is. Een pulsar zendt sterk gepulste radiostraling uit. Het is waarschijnlijk een neutronenster (zie hoofdstuk II).

De nevel bestaat uit een amorf gedeelte met een kontinu spektrum en een filamentaire structuur met lijnen van H, He, OI, II, III, S. De temperatuur is hier $T \sim 20000$ K .

Het amorfe deel zendt ook radio- en Röntgenstraling uit.

De straling correspondeert met een temperatuur van $T \sim 10^8$ K . De polarisatie daarentegen is zeer sterk. Dit bracht Shklovsky op het idee deze straling als synchrotronstraling te beschouwen van relativistische elektronen die spiraalbanen in het magnetische veld van de nevel beschrijven en daarbij sterk gepolariseerde straling uitzenden. Volgens Oort wordt de nevel nog steeds voorzien van zeer energierijke elektronen, die of van de binnenste ster afkomstig zijn of in de nevel zelf als gevolg van magnetohydrodynamische processen bij de expansie worden gevormd.

4.4. Het intergalactische gas

4.4.1. De dichtheid van het intergalactische gas

Het intergalactische gas is het medium dat zich tussen de melkwegstelsels bevindt. We weten hier eigenlijk niet veel van en het

meeste is gebaseerd op hypothetische beschouwingen.

Het is vooral om kosmologische redenen belangrijk te weten hoeveel materie het intergalactische medium bevat. Als de gemiddelde dichtheid van het heelal groter is dan een kritische waarde gegeven door

$$\bar{\rho} > \bar{\rho}_{\text{krit}} = 4.7 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$$

zal het heelal niet expanderen. De waarnemingen wijzen echter op een expansie. Als de materie in melkwegstelsels de enige materie is, is de gemiddelde dichtheid $\bar{\rho} = 10^{-31} - 10^{-32} \text{ g/cm}^3$. Hieruit blijkt dat zeer veel (100x) materie in de vorm van intergalactisch gas kan voorkomen zonder dat de kosmologische waarnemingen geweld worden aangedaan. Of inderdaad zoveel intergalactisch materiaal aanwezig is zal op den duur uit nauwkeurige waarnemingen moeten blijken. De maximaal toelaatbare dichtheid ($\bar{\rho} = \bar{\rho}_{\text{krit}}$) leidt tot deeltjesdichtheden $n \approx 2.8 \cdot 10^{-6} /\text{cm}^3$.

Uit 21 cm waarnemingen in ons eigen melkwegstelsel blijkt dat zeer veel intergalactisch gas het melkwegstelsel binnenstroomt. Oort besluit eveneens hieruit dat waarschijnlijk een zeer grote fractie van de totale massa van het heelal in de vorm van intergalactische materie moet voorkomen.

4.4.2. Fysische eigenschappen

Uit de afwezigheid van absorptie van Ly_α in het spectrum van quasars met een roodverschuiving $z \approx 2$ volgt dat ontzaglijk weinig neutrale waterstof aanwezig is: $N_{\text{H}} < 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-3}$.

De kosmologische roodverschuiving ($z = \Delta\lambda/\lambda$) is een maat voor de snelheid waarmee een melkwegstelsel zich van ons af beweegt. Uit $z = \sqrt{(c+v)/(c-v)} - 1$ volgt dat $z = 2$ voor $v = 0.8 c$ (zie hoofdstuk V en VI). Bij een dergelijke grote roodverschuiving wordt de Lyman α lijn bij $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ een golflengte interval $\Delta\lambda = 2432 \text{ \AA}$ naar het rood verschoven en komt dus terecht bij $\lambda = 3648 \text{ \AA}$. Dit is net in het zichtbare gebied zodat men met conventionele telescopen van de grond kan waarnemen. Er is geen neutrale waterstof gevonden. Men veronderstelt dat het gas hoofdzakelijk uit geïoniseerde waterstof moet bestaan met tamelijk hoge temperaturen. Een kwantitatieve analyse van Röntgenstralingsmetingen zal waarschijnlijk iets meer informatie over de dichtheid kunnen geven. Bij een kritische deeltjesdichtheid $n \approx n \approx 10^{-5}$ is de temperatuur:

$$T \approx 10^5 - 10^6 \text{ }^\circ\text{K}.$$

Het is zeer goed mogelijk dat quasars het intergalactische gas met hoge dichtheden voldoende kunnen foto ioniseren om de afwezigheid van intergalactische absorptie te verklaren.

Misschien kan men uit de Faraday rotatie van radiostraling van extragalactische radiobronnen iets zeggen over het intergalactische magnetische veld. Voor radiobronnen met $z < 0,1$ is de Faraday rotatie positief in een punt A ($\chi^{II} \approx 100^\circ$, $b^{II} \approx -30^\circ$) en negatief in een punt B ($\chi^{II} \approx 280^\circ$, $b^{II} \approx 30^\circ$). Dit patroon is juist omgekeerd voor bronnen met $z > 0,1$. Het veld loopt kennelijk van B naar A.

De magnetische energie is veel kleiner dan de thermische energie:
 $(B^2/8\pi) \ll nkT$.

4.4.3. Energie balans

De belangrijkste energiebron voor het intergalactische gas is de kosmische straling (zie 5), terwijl lokaal plasmagolven en andere dynamische verschijnselen een belangrijke rol kunnen spelen bij de verhitting van het gas, op een manier die analoog is als bij de verhitting van de korona van de zon.

De afkoeling geschiedt in hoofdzaak door

- de expansie van het universum
- rekombinatiestraling
- vrij-vrij straling of rem straling.

Het is zeer waarschijnlijk dat het intergalactische gas sterk inhomogeen is, vooral gekoncentreerd in wolken waarin zich misschien de kernen van de melkwegstelsels kunnen vormen.

Onder bepaalde voorwaarden kan het intergalactische gas thermisch instabiel worden waardoor net als bij protuberansen koele condensaties kunnen ontstaan (zie IV, 5, 1, 3).

IV.4.5. Kosmische straling

IV.4.5.1. Samenstelling en energieverdeling

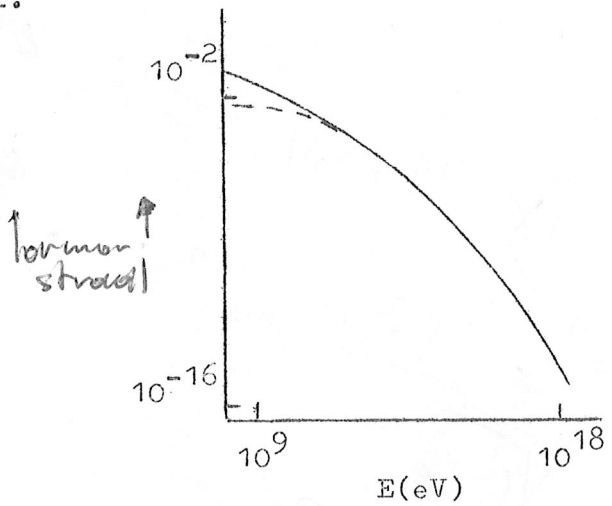
Buiten de aardse dampkring blijkt uit alle richtingen een stroom van deeltjes met zeer uiteenlopende energieën te komen.

Deze z.g. primaire kosmische straling bestaat uit protonen, α deeltjes (He-kernen) en andere elementen.

De deeltjes met de hoogste energie kunnen ongestoord door de buitenste lagen van de dampkring dringen. Laag-energetische deeltjes worden al door de magnetosfeer afgebogen of door het interplanetaire plasma verstrooid. De elementen Li, Be en B zijn ongeveer 10^6 maal abundantier dan in steratmosferen. Ze ontstaan door splijting van zwa-

*De loopt
menner
14*

re kernen. Men komt uit de grote abundantie van deze elementen tot de konklusie dat de kosmische straling ongeveer 3g/cm^2 materie op z'n weg heeft ontmoet. Als ze bij het ontstaan van het heelal waren ontstaan kan men uitrekenen dat de deeltjes ongeveer $10 - 30\text{g/cm}^2$ op hun weg zouden hebben ontmoet. Ze zijn dus waarschijnlijk later ontstaan en hebben een levensduur (10^8 jaar) die korter is dan de leeftijd van het heelal.



IV.4.5.2. Invloed magnetische velden

Voor een galactisch veld $B = 5 \cdot 10^{-6}$ gauss volgt als E de energie van het geladen deeltje is voor de Larmorstraal $r_H = \frac{mv}{eB}$

E	=	10^9	10^{12}	10^{15}	10^{18} eV
r_H	=	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-4}$	0.2	200 pc
(0.045 A.E.)					

Door de vele afbuigingen (aarde, interplanetair medium, galactische B-velden) is de straling isotroop geworden. We weten dat de zon van tijd tot tijd grote hoeveelheden kosmische straling uitzendt. Hoe deeltjes tot 10^{10} eV versneld kunnen worden is nog slecht bekend, maar zeker zullen magnetohydrodynamische processen en schokgolven hierbij een rol spelen (Betatron en Fermi versnelling).

Kosmische stralingsdeeltjes spelen een belangrijke rol in de verklaring van de niet-thermische galactische achtergrond radiostraling. Het is algemeen aanvaard dat het hier om synchrotronstraling gaat.

De Energiedichtheid van de kosmische straling is zeer groot. Vergelijken wij deze energiedichtheid in de buurt van de zon met enkele andere energiedichtheden, dan vinden we het volgende:

kosmische straling	10^{-12} erg/cm ³
straling van sterren	0.7×10^{-12} erg/cm ³
kinetische energie van interst. materie	0.4×10^{-12} erg/cm ³
magnetische energie ($B = 5 \cdot 10^{-6}$ gauss)	10^{-12} erg/cm ³

De kosmische straling, die typisch niet thermisch is, kan eigenlijk alleen maar door magnetische velden van energie worden voorzien.

Waarschijnlijk wordt de kosmische straling net zo lang opgehoopt in magnetische velden tot de energiedichtheden vergelijkbaar zijn (equipartitie).

Behalve kernen zijn in de kosmische straling ook elektronen gevonden.

IV.4.5.3. Oorsprong

Aangezien de gemiddelde tijd die een kosmisch stralingsdeeltje in het melkwegstelsel verblijft ongeveer 10^6 jaar is moeten ook nu nog steeds deeltjes worden gevormd, vooral de zeer snelle deeltjes met $E > 10^{19}$ eV hebben een gyrostraal van 2000 pc en kunnen zich maar heel kort in het melkwegstelsel ophouden.

Als de belangrijkste bronnen van hoogenergetische deeltjes ziet men op dit moment:

- supernova explosies
- vlamsterren (analoog aan zonnevlammen)
- explosies in melkwegstelsels (quasars)
- pulsars.

In het algemeen zijn deeltjesbronnen ook bronnen van Röntgenstraling en γ -straling. Deze straling kan zich ongehinderd door kosmische magnetische velden voortplanten. Het onderzoek naar Röntgenbronnen zou een bijdrage kunnen zijn aan de oplossing van het probleem waar de kosmische straling zijn oorsprong vindt. Ook het waarnemen van neutrino's zou een directe informatie kunnen verschaffen over hoogenergetische processen op zeer grote afstand van ons.

Neutrino's worden hoegenaamd niet beïnvloed door materie en velden en kunnen bijna het gehele heelal doorkruisen zonder een botsing te ondergaan.

De kosmische straling is een zeer belangrijke energiebron voor de verhitting van het interstellair medium en het intergalactisch medium. Zonder hoogenergetische kosmische stralingsdeeltjes zou alleen vlak rond enkele hete sterren ionisatie mogelijk zijn.

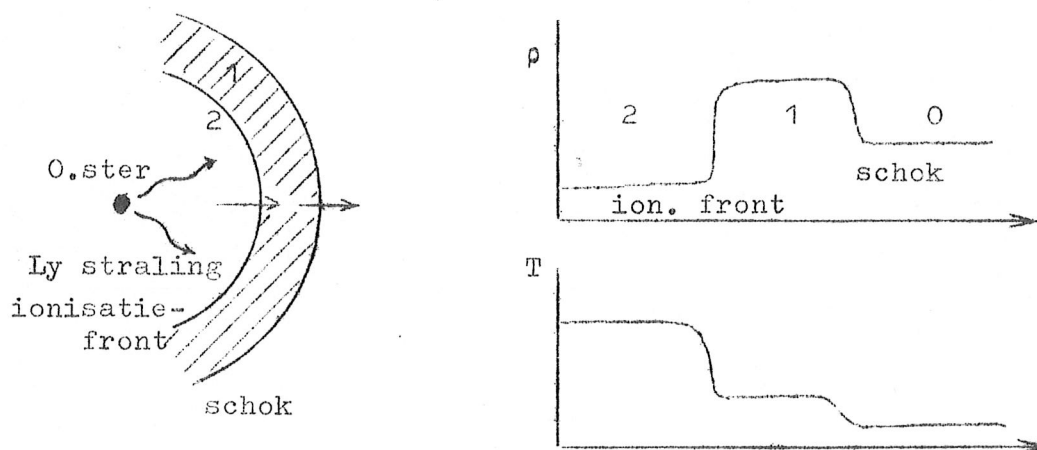
IV.5. De wisselwerking tussen het interstellair gas en sterren

IV.5.1. De vorming van wolken

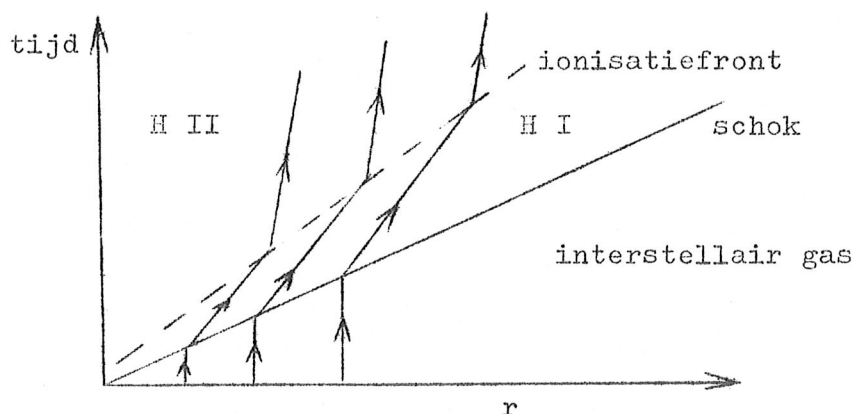
IV.5.1.1. De wisselwerking van een jonge O-ster met de omgeving

Als een ster zich vormt zal bij vroeg type sterren een moment komen dat de temperatuur van de ster zo groot is geworden dat de straling het omringende gas kan gaan ioniseren. Er plant zich dan een

ionisatiefront voort door het interstellaire gas totdat de Strömgenstraal is bereikt. Tengevolge van de ionisatie heerst achter dit ionisatiefront een grotere gasdruk dan ervoor. Hierdoor wordt een schokgolf opgewekt die zich voortplant in het medium voor het ionisatiefront. Het neutrale gas (H I gebied) kan hierdoor zeer sterk verdicht worden. Het resultaat is een sterk verdichte ring van interstellaire materie die naar buiten expandeert en bovendien steeds dikker wordt.



De situatie is analoog aan een z.g. detonatie schokgolf die optreedt in een explosief gas waarin voortdurend chemische energie vrijkomt om de schok te sturen.



Men kan aantonen dat het gas achter het ionisatiefront ongeveer met de lokale geluidssnelheid moet bewegen, $v_2 = c_2$, terwijl het gas in gebied 1 ster subsonisch beweegt ten opzichte van het schokfront. De ring expandeert dus met snelheden ongeveer gelijk aan c_2 . c_2 is in de meest voorkomende gevallen 10 - 20 km/sec. Dit is door waarnemingen aan de Orionnevel (de z.g. ring van Barnard) bevestigd. Bij het ontstaan van hete sterren kan dus makkelijk een uitgestrekte ringwolk (~ 50 pc) rond de ster ontstaan, waar de kans op nieuwe stervor-

ming dientengevolge groter is. Op deze manier zou men het ontstaan van sterhopen en ster-associaties kunnen begrijpen.

IV.5.1.2. Supernova explosie

Na een supernova explosie van type II plant zich een sterke schok in het interstellaire medium voort ($v = 5000 - 10000 \text{ km/sec} = 10 \text{ pc}/1000 \text{ jaar}$). De kinetische energie van de uitgestoten massa duwt een aanzienlijke hoeveelheid interstellair gas naar buiten.

Als men veronderstelt dat alle interstellaire materie, die zich vlak voor de uitgestoten schil ($\sim 1 M_{\odot}$) bevindt, opgeveegde materie is, dan is de totale massa van schil + opgeveegde materie

$$M = M_0 + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho .$$

De oorspronkelijke hoeveelheid impuls is natuurlijk bewaard gebleven als er geen wrijvingsverliezen zijn geweest.

Dus geldt:

$$MV = M_0 V_0$$

Hieruit volgt:

$$(M_0 + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho) \frac{dr}{dt} = M_0 V_0$$

of na integratie

$$M_0 r + \frac{1}{3} \pi \rho r^4 = M_0 V_0 t$$

Dus geldt:

$$r = \frac{M_0 V_0 t}{M_0 + \frac{1}{3} \pi \rho r^3} = \frac{V_0 t}{1 + \frac{\Delta M}{4 M_0}}$$

waarbij V_0 de oorspronkelijke snelheid is en ΔM de toegevoegde massa. De tijd, nodig om tot een afstand r te expanderen, is dan gegeven door

$$t = (1 + \frac{\Delta M}{4 M_0}) \frac{r}{V_0}$$

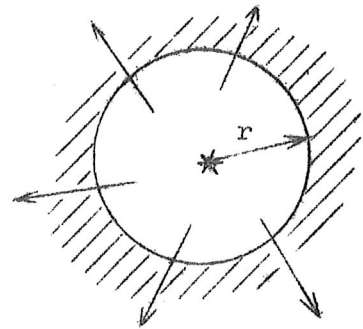
Als $M_0 = 1 M_{\odot}$ en $V_0 = 7000 \text{ km/sec}$ en $n_H = 1 \text{ at/cm}^3$ dan zal de massa worden verdubbeld in 380 jaar.

Na 36000 jaar is $M = 100 M_{\odot}$

$$r = 10 \text{ pc}$$

$$V = 70 \text{ km/sec} .$$

Er is dan nog steeds supersonische expansie. Waarnemingen tonen echter veel grotere snelheden, zodat er waarschijnlijk voortdurend nieuwe impuls wordt toegevoerd.



IV.5.1.3. Kondensatie door stralingsafkoeling

In bepaalde gevallen kunnen dichte interstellaire wolken ontstaan door een stralingsinstabiliteit waardoor iets dichtere materie afkoelt en tengevolge van de heersende gasdruk verder wordt gekomprimeerd. Uit de wet van behoud van energie

$$\frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt} = \frac{dQ}{dt}$$

volgt het $E = \frac{3}{2} RT$, $V = \frac{1}{\rho}$ en $p = \rho \frac{R}{\mu} T = \text{konstant}$:

$$\frac{5}{2} \frac{R}{\mu} \frac{dT}{dt} = - \frac{dQ}{dt}.$$

In het algemeen zijn de stralingsverliezen $\frac{dQ}{dt}$ een funktie van ρ en T . Deze funktie is slecht bekend. In het algemeen is het stralingsverlies per gram materie evenredig met ρ . Dus $\frac{dQ}{dt} \sim c \cdot \rho$ met $c \approx 10^{25}$. Voor T geldt dan als $p = p_0 = \text{konstant}$

$$T^2 = T_0^2 - \frac{4}{5} c \frac{\rho_0 T_0}{(R/\mu)} t$$

De karakteristieke afkoeltijd of kondensatietijd is dus

$$t = \frac{5}{4} \frac{R/\mu}{c} \frac{T_0}{\rho_0} \approx 10^{-17} \frac{T_0}{\rho_0}$$

In het medium tussen de interstellaire wolken is $n_H \approx 0.1 / \text{cm}^3$. De temperatuur is die van de kosmische straling $\sim 10^{4-5}$ K. Hieruit volgt $t \approx 10^{7-8}$ jaar.

In deze tijd kan een protowolk ongeveer 100 - 1000x worden verdicht.

IV.5.1.4. Gravitationele kontraktie

Dichtheidsstoringen die zich uitstrekken over voldoende grote afstanden in het interstellaire gas kunnen onder invloed van het door deze storingen opgewekte gravitatieveld aangroeien. Men noemt dit een gravitationele instabiliteit en dit proces van wolkvorming gravitationele kontraktie.

Als p_1 een kleine storing in de dichtheid ρ_0 en ϕ het door de extra massa veroorzaakte gravitatiepotentiaal is, dan zal onder invloed van de gravitatiekracht de materie gaan bewegen met een snelheid v ,

In eerste benadering geldt dan voor een vlakke laag

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial p_1}{\partial x} - \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1)$$

als p_1 de drukstoring is die korrespondeert met de dichtheidsstoring.

$$p_1 = \rho_1 c^2, \quad (2)$$

met $c^2 = \frac{R}{\mu} T$.

Ook geldt voor kleine storingen ($\rho_1 \ll \rho_0$)

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = - \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3)$$

vanwege het behoud van massa.

Bovendien is er een verband tussen de gravitatiepotentiaal ϕ en de dichtheidsstoring ρ_1 gegeven door de z.g. wet van Poisson:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi G \rho_1 \quad (4)$$

Door vergelijking (3) naar de tijd te differentiëren en de vergelijkingen 1, 2 en 4 te substitueren vinden we

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2} + 4\pi G \rho_0 \rho_1 \quad (5)$$

Proberen we als oplossing een vlakke golf van het type

$$\rho_1 = A e^{i(\omega t + kx)}, \quad (6)$$

dan volgt uit (5) een verband tussen ω en k .

$$\omega^2 = k^2 c^2 - 4\pi G \rho_0$$

Als $\omega^2 < 0$ is $i\omega > 0$ en neemt de storing toe. We noemen dit instabiliteit. Dit is het geval als

$$k < k_0 = \sqrt{\frac{4\pi G \rho_0}{c^2}}$$

$$\text{of als } \lambda > \lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}.$$

Voor afmetingen groter dan λ_0 zal de wolk kontraheren door gravitationele effecten. Dit is het z.g. kriterium van Jeans.

Men moet zich dit als volgt voorstellen:

Bij een bepaalde grootte van de massa concentratie is de drukgradiënt niet meer groot genoeg om de wolk tegen ineenstorten te behoeden. Alleen als de temperatuur verhoogd zou worden kan weer een stabiele situatie ontstaan.

Voor sferische symmetrie kan men afleiden dat een wolk met een massa

$$M > M^* = \frac{\pi}{6} \left(\frac{\pi k T}{R G} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{\rho_0}}$$

zich zal samentrekken.

In het algemeen is $M^* \approx 10^2 - 10^4 M_\odot$ zodat wolken ontstaan waaruit weer $10^2 - 10^4$ sterren kunnen ontstaan die zodoende als sterhoop of sterassociatie bij elkaar horen.

IV.5.2. Het massaverlies van sterren

Een groot gedeelte van de materie der sterren komt door middel van massaverlies weer terug in de interstellaire materie.

Net als de zon zullen veel laat type sterren een expanderende korona bezitten. Toch komt maar weinig massa door deze sterrewind in het interstellaire medium terug. Planetaire nevels vormen een veel grotere bron voor het interstellaire gas, ongeveer $0,4 M_{\odot}$ per nevel. In M reuzen en superreuzen neemt men expansiesnelheden van ongeveer 10 km/sec waar, hetgeen veel groter is dan de systematische uitstroomsnelheid in bijvoorbeeld de zonneatmosfeer. (fotosfeer)

Een andere categorie van sterren met grote expansiesnelheden zijn de O.B. superreuzen. Vermoedelijk bewegen de buitenste omhulsels van vele van deze sterren met zeer grote snelheden naar buiten (~ 1000 km/sec). Voor P Cygni wordt het massaverlies geschat op $5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ /jaar .

Soortgelijke waarden vindt men ook voor novae. Een belangrijke bijdrage aan het massaverlies van sterren wordt geleverd door de UV Ceti sterren (vlamsterren) en vooral door de z.g. U Geminorum sterren. Dit zijn dubbelsterren waarvan één van de componenten van tijd tot tijd een uitbarsting vertoont. De uitgestoten massa is niet uitzonderlijk groot maar het aantal U Geminorum sterren wel. De laatste meest spectaculaire categorie van massa producenten zijn natuurlijk de supernovae. Ongeveer 1 zonsmassa wordt uitgestoten maar daarentegen is het verschijnsel heel zeldzaam ($\sim 10^{-2}$ /jaar). Onderstaande tabel geeft een overzicht van het massa-verlies van sterren.

	Massaverlies (M_{\odot} /jaar)	aantal	Totale massabijdrage aan het Int. Medium (M_{\odot} /jaar)
Zon	2×10^{-14}	4×10^9	8×10^{-5}
Planetaire nevels	1×10^{-5}	3×10^3	3×10^{-2}
O.B. superreuzen	1.5×10^{-6}	2×10^4	3×10^{-2}
M reuzen	4×10^{-7}	7×10^4	2.8×10^{-3}
Novae	$10^{-4} M_{\odot}$	40/jaar	4×10^{-3}
UV Ceti sterren	$10^{-11} M_{\odot}$	10^9	1×10^{-2}
U Gem. sterren	1.8×10^{-7}	10^7	1.8
Supernovae	$1 M_{\odot}$	0.01/jaar	1×10^{-2}

Men ziet dat ongeveer twee zonsmassa's per jaar in het interstellaire medium terugkomen. De totale massa van het interstellaire gas is $M_g \sim 0.01 M_{\text{tot}} = 10^9 M_{\odot}$, zodat in ongeveer 10^9 jaar het inter-

stellaire medium door massaverlies zou kunnen ontstaan. Dit is ongeveer $1/10$ van de leeftijd van het heelal, die op ongeveer 10^{10} jaar wordt geschat.

Niet op alle plaatsen in het melkwegstelsel zal evenwicht zijn tussen stervorming uit gas en gasvorming uit sterren.