

Scherer Marc

2/01/69

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

AERONOMICA ACTA

A - N° 40 - 1965

Begrippen over plasma fysica

door E. AERTS

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

VOORWOORD

Volgend artikel stelt de tekst voor van een voordracht welke gehouden werd aan het Instituut voor Theoretische Fysica der Katholieke Universiteit te Nijmegen (Nederland) op 14 december 1965.

AVANI-PROPOS

L'article suivant représente le texte d'une conférence donnée à l'Institut de Physique Théorique de l'Université Catholique de Nimègue (Pays-Bas) le 14 décembre 1965.

FOREWORD

Following paper is the text of a lecture given at the Institute of Theoretical Physics of the Catholic University of Nijmegen (Holland) on December 14, 1965.

VORWORT

Dieser Text wurde vorgestellt während einer Konferenz im Institut für Theoretische Physik der Katholischen Universität in Nijmegen (Holland) am 14. Dezember 1965.

BEGRIPPEN OVER PLASMA FYSICA

door

E. AERTS

Samenvatting

Na een definitie van een plasma worden de voornaamste verschijningsvormen van plasma's beschreven waarbij eveneens de recente bevindingen op het gebied van het ruimteonderzoek meegedeeld werden. Ook werden de voornaamste toepassingen van de plasma's overschouwd. Fundamentele begrippen zoals plasmafrequentie, magnetische druk en Alfvén-snelheid worden gedefinieerd als het logisch gevolg van de intrinsieke eigenschappen van het plasma. Een belangrijk deel van de uiteenzetting is gewijd aan het gedrag van een plasma in een magnetisch veld, zowel vanuit microscopisch als macroscopisch standpunt. Enig inzicht wordt gegeven in de werkmethodes van de magnetohydrodynamica.

Résumé

Après une définition d'un plasma, les différents aspects des plasmas sont considérés. Les dernières constatations en matière de plasmas cosmiques sont communiquées ainsi que différentes applications pratiques des plasmas. Des notions fondamentales comme fréquence de plasma, pression magnétique et vitesse d'Alfvén sont définies comme une suite logique des propriétés intrinsèques des plasmas. Une importante partie de cet exposé est consacrée au comportement d'un plasma dans un champ magnétique tant du point de vue microscopique que macroscopique. Un aperçu des méthodes de la magnétohydrodynamique est présenté.

Abstract

After defining a plasma, the different aspects of the latter are reviewed. Recent ideas about cosmical plasmas are reported and also some important practical applications of plasma physics. Fundamental notions as plasma frequency, magnetic pressure and Alfvén speed are deduced from the intrinsic properties of plasmas. An important part of this text is devoted to the behaviour of plasmas in a magnetical field both from microscopical and macroscopical view point. A review of the methods in magnetohydrodynamics is given.

Zusammenfassung

Nach einer Definition eines Plasma, werden verschiedene Gesichtspunkte des Plasma betrachtet. Die letzten Erfindungen im Gebiet des Raumplasma werden vorgestellt, sowie die verschiedenen praktischen Anwendungen. Fundamentale Begriffe, wie die Plasmafrequenz, der magnetische Druck und die Alfvén's Geschwindigkeit werden definiert als eine logische Folge der innerlichen Eigenschaften eines Plasma. Ein grosser Teil dieses Exposé beschreibt das Betragen eines Plasma in einem Magnetfeld sowie vom makroskopischen als vom mikroskopischen Standpunkt. Ein kurzer Überblick der magnetohydrodynamischen Methoden wird gegeben.

1. INLEIDING

1.1.- Wat is een plasma ?

Wanneer men een vaste stof opwarmt zal zij achtereenvolgens smelten en verdampen. Houdt men dit gas in een afgesloten ruimte gevangen en drijft men de temperatuur verder op, dan zullen op een zeker ogenblik de gasmoleculen uiteenvallen in de individuele atomen waaruit ze opgebouwd zijn. Bij verdere verwarming zullen, bij temperaturen van de orde van $3000-5000^{\circ}$ K, nieuwe processen optreden welke rechtstreeks verband houden met diepergaande veranderingen in de atoomstructuur. Bij hoge temperaturen wordt namelijk de binding der buitenste elektronen lossen en kunnen zij tijdens een botsing weggerukt worden, een positief geladen deeltje achterlatend : het ion. Te beginnen met een bepaalde temperatuur gaat het oorspronkelijk elektrisch niet reactief gas een aantal ionen en elektronen bevatten waarvan het aantal sterk gaat toenemen met de temperatuur. Van zodra het gedrag van het gas bepaald wordt door de aanwezigheid van deze geladen deeltjes spreekt men van een plasma. Sommige auteurs willen echter de term plasma voorbehouden tot een volledig gefoniseerd gas.

De term plasma, thans gebruikt om wat men noemt de "vierde aggregatietoestand" van de materie te beschrijven, kreeg burgerrecht in de natuurkunde door Langmuir^[1]. Hij duidt dus op een gasachtige verschijningsvorm waarin een niet gering aantal deeltjes gefoniseerd zijn doch welke in zeer veel gevallen met een zeer goede benadering als een vloeistof kan beschreven worden. De plasma toestand wordt op zichzelf uitermate belangrijk wanneer hij onderworpen wordt aan elektrische en magnetische velden.

1.2.- Voorkomen in de natuur

Het meerendeel der materie in het heelal veropenbaart zich onder de vorm van plasma. Deze toestand moet dus als normaal beschouwd worden terwijl de gasvormige, de vloeibare en de vaste toestand als hoogst zelden voorkomende eigenaardigheden der materie op te vatten zijn. Immers door de heersende temperaturen is de materie van de meeste sterren volkomen gefoniseerd. Het zijn niet enkel deze laatste welke opgebouwd zijn uit plasma, ook de interstellaire ruimte is er mee gevuld. Dit wordt onrechtstreeks aangetoond door de polarisatie van de straling uitgezonden door de sterren. Deze blijkt immers niet afhankelijk te zijn van de aard van de bron maar wel van de afstand die de straling aflegde vooraleer ons te bereiken. Een rechtstreeks en overtuigend bewijs van de aanwezigheid van plasma's buiten de sterren wordt geleverd door de metingen verricht door de interplanetaire-ruimtecapsules zoals o.a. de Interplanetary Monitoring Platform (I.M.P). Het interplanetair plasma bestaat hoofdzakelijk uit protonen en elektronen en wordt op ononderbroken wijze door de zon uitgestoten. Het reageert op ieder ogenblik met de aardse dampkring en ligt vermoedelijk aan de basis van talloze atmosferische verschijnselen waartoe ook het Noorderlicht behoort. Ook de atmosferen van de planeten blijken hoofdzakelijk te bestaan uit plasma. Dit is o.a. het geval voor Jupiter en is in het bijzonder bevestigd geworden door de waarneming van de synchrotronstraling, uitgezonden door deze planeet. Het is met de bedoeling de verschijnselen te verklaren welke in de aardse ionosfeer afspelen, dat de plasmaphysica bestudeerd wordt aan het Belgisch Instituut voor Ruimte-Aëronomie.

2. PHYSISCHE EIGENSCHAPPEN DER PLASMA'S.

2.1.- Vorming van een plasma

2.1.1. In de praktijk gebeurt de produktie van een plasma enigszins anders dan dat het in de inleiding intuïtief voorgesteld werd. Er volgt nu een meer gedetailleerde bespreking van enkele der meest gebruikelijke procédés.

2.1.2. Gasontlading in een electrostatisch veld

Een plasma kan ontstaan door ionisatie van een gas onder invloed van een electrostatisch veld wanneer de gemiddelde vrije weglengte der ionen kleiner is dan de afstand der electroden. Onder de gemiddelde vrije weglengte verstaat men de gemiddelde afstand tussen twee opeenvolgende botsingen van plasmadeeltjes. Vrije electronen, wier oorsprong te zoeken is in de exoelectronen van de metalen electroden, kunnen versneld worden onder invloed van het electrish veld. Zij botsen tegen de gasmoleculen, ioniseren ze en maken hierdoor andere electronen vrij, die het proces gaan herhalen. In het laboratorium vergt deze methode sterke velden wegens het gebrek aan efficiënte ontstekers. De onstane stroomintensiteiten zijn dan ook meestal laag. Op cosmische schaal kunnen zij echter zeer hoog oplopen. Bij deze processen vervullen gefoniseerde gashaarden van hoge densiteit de rol van gloeicathode. In een afgesloten ruimte speelt daarenboven de wisselwerking met de wand een zeer belangrijke rol. Aangezien het plasma maar blijft bestaan zolang het electrish veld aanwezig is spreekt men ook van een niet onderhouden gasontlading. Een zeer gekend voorbeeld is de bliksem.

2.1.3. Gasontlading in een wisselveld

In plaats van het gas te ioniseren door een electrostatisch veld kan men het ook onderwerpen aan een wisselveld. In dit geval

wordt de wisselwerking met de begrenzende wanden beperkt en kan het verschijnsel zichzelf onderhouden. Deze wijze om een plasma te vormen vergt minder sterke velden. Nochtans wordt bij geïsoleerde wanden de evenwichtstoestand evenwel beïnvloed door de electrostatische ladingen die zich langs de wanden vormen. Onder deze categorie kan men de Townsendontladingen, gloeiontlading in gasbuizen en dgl. rangschikken.

2.1.4. Schokgolven

Schokgolven zijn eveneens in staat plasma's te veroorzaken. Hiertoe moet men een warm samengedrukt en bij voorkeur licht gas plotseling doen ontspannen in een relatief ijl, koel en bij voorkeur zwaar gas. Door deze ontspanning, b.v. ontploffing, krijgt het aangedreven gas een hoeveelheid van beweging waardoor de snelheid zo hoog kan oplopen dat een schokgolf ontstaat. Hierdoor kan het zwaar gas een zeer hoge temperatuur bereiken zoals volgende betrekking aandauidt :

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\gamma_2 (\gamma_2 + 1)^2}{2\gamma_2 (\gamma_1 - 1)} \frac{m_2}{m_1} \quad 2.1.1.$$

waarin : T_1 de temperatuur van het samengeperst gas vóór de ontspanning.

T_2 de temperatuur in de schokgolf.

γ_1 de verhouding der specifieke warmten in het aandrijvend gas.

γ_2 de verhouding der specifieke warmten in het zwaar gas

m_1 het moleculair gewicht van het aandrijvend gas

m_2 het moleculair gewicht van het zwaar gas.

Voor het geval dat er waterstof en argon gebruik worden is de verhouding der temperaturen zeer groot nl. $T_2/T_1 = 250^{[3]}$.

2.1.5. Thermonucleaire fusie

Plasma's kunnen tenslotte nog veroorzaakt worden door kernreacties zoals bij thermonucleaire fusie.

2.2.- Schokgolven

Gezien de zeer belangrijke rol welke schokgolven vervullen bij plasma's wordt hierover een weinig meer uitgeweid. Een schokgolf ontstaat wanneer een storing in een gasstroom zich met een supersonische snelheid voortplant. Per definitie^[9] is een schokgolf een gebied met zeer sterke gradienten (temperatuur, dichtheid, snelheid) welke twee ruimtelijke gebieden scheidt waarin de materie zich in een verschillende, maar uniforme toestand bevindt. De schokgolf heeft een dikte van slechts enkele vrije weglengten wanneer de voortplantingssnelheid enkele malen deze van het geluid bedraagt. Bij grotere snelheden kunnen chemische reacties optreden, welke de breedte kan vergroten. De temperatuur achter de schokgolf stijgt zeer snel met de voortplantingssnelheid. Om het nauwkeuriger uit te drukken: zij is nagenoeg recht evenredig met het kwadraat van het Mach getal. Is de temperatuur voldoende hoog dan wordt het gas gefoniseerd achter de schokgolf en ontstaat een plasma. Dit laatste kan bij zeer hoge temperaturen beginnen te stralen en zich relativistisch gedragen bij zeer hoge snelheden der schokgolf. Dit laatste is het geval wanneer zij van de orde van 10^8 m.s⁻¹ zijn en temperaturen van de orde van 10^{11} ° K bereikt worden. Hierna volgen enkele gegevens welke betrekking hebben op schokgolven welke verwekt werden in een waterstofgas van 0,1 Torr.

- begin dissociatie der moleculen bij $6 \cdot 10^3$ m.s⁻¹ (Mach getal 5)
- volledige dissociatie der moleculen bij $25 \cdot 10^3$ m.s⁻¹ (Mach getal 20)
- volledige ionisatie der atomen bij $70 \cdot 10^3$ m.s⁻¹ (Mach getal 56)

In dit laatste geval bedraagt de temperatuur 25.000°K . In figuur 1 heeft men een overzicht van het verband dat er bestaat tussen de

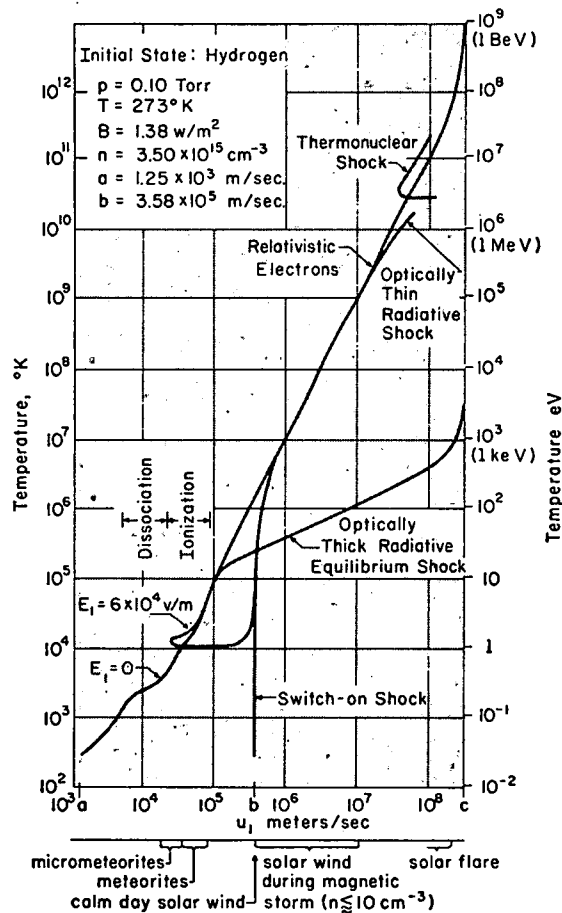


Fig. 1.- Grafische voorstelling van het verband tussen de voortplantingssnelheid van een schokgolf en de opgewekte temperatuur. Men bemerke de vertakkingen welke ontstaan door het optreden van elektrische velden en het onderscheid tussen optisch dichte en ijle schokgolven. (Naar R.A.Gross)

temperatuur en de snelheid van de schokgolf. Tevens zijn de cosmische gebieden aangeduid waar zij optreden. Men bemerkt op deze figuur eveneens dat elektrische velden het verband tussen temperatuur en snelheid totaal kunnen wijzigen. De velden waarop de figuur betrekking heeft ontstaan spontaan vóór de schokgolf wanneer deze zich verplaatst in een moleculair gas. Zoals reeds vermeld kunnen zich in de schokgolf optische verschijnselen voordoen. De uitgezonden straling is meestal "Bremsstrahlung". Wanneer de vrije weglengte van het foton klein is vergeleken met de dikte van de schokgolf spreekt men van een optisch dichte schokgolf. Deze laatste kunnen meestal niet in een laboratorium waargenomen worden, wegens het feit, dat de vrije weglengte van het foton groter is dan de afmetingen van de apparatuur. Voor de bestudering van dergelijke feiten is men daarom aangewezen op de waarneming van astrofysische verschijnselen.

2.3.- Plasmatrillingen

Een zeer fundamentele eigenschap der plasma's is het feit dat zij elektrisch nagenoeg neutraal zijn (quasi-neutraliteit). Dit betekent, dat in ieder volumelement de ladingsdichtheid der positieve deeltjes de ladingsdichtheid van de negatieve deeltjes benadert, m.a.w.

$$\sum Z_i n_i \approx n_e + \sum Z_n n_n \quad 2.2.1.$$

waarin :

n_i de concentratie der positieve ionen

n_n de concentratie der negatieve ionen

n_e de concentratie der electronen

Z_i een geheel getal, dat het aantal elementaire ladingen van het positief ion aanduidt.

Z_n een geheel getal, dat het aantal elementaire ladingen van het negatief ion aangeeft.

De quasi-neutraliteit is een gevolg van de sterke coulombiaanse aantrekkingskrachten. Een geringe afwijking van deze neutraliteit veroorzaakt onmiddellijk zeer hoge elektrische velden welke de evenwichtstoestand onmiddellijk herstellen. Onderstellen we een neutraal plasma, bestaande uit evenveel protonen als electronen, waarvan de concentratie n_e^0 is. We kunnen het plasma dan voorstellen als bestaande uit twee ineengestrengelde wolken : één bestaande uit protonen en de andere uit electronen. Onderstellen we nu dat we de electronenwolk t.o.v. de ionenwolk verwijderen zoals in figuur 2 aangegeven is. Er ontstaat binnen de geometrie van de laatste wolk een concentratie verandering der electronen. De nieuwe concentratie n_e wordt gedefinieerd als :

$$n_e = n_e^0 + n_e' \quad 2.2.2.$$

Tevens ontstaat een elektrisch veld \vec{E} . De vergelijkingen welke het herstel van de oorspronkelijke toestand beschrijven luiden na linearisatie in het systeem van Gauss :

a) de continuïteitvergelijking

$$\frac{dn_e'}{dt} + n_e^0 \operatorname{div} \vec{v} = 0 \quad 2.2.3.$$

b) de bewegingsvergelijking :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m_e} \vec{E} \quad 2.2.4.$$

c) de vergelijking van Poisson :

$$\operatorname{div} \vec{E} = -4\pi n_e' \quad 2.2.5.$$

Door eliminatie van \vec{v} en \vec{E} vinden we tenslotte :

$$\frac{d^2 n_e'}{dt^2} + \frac{4\pi n_e^0 e^2}{m_e} n_e' = 0 \quad 2.2.6.$$

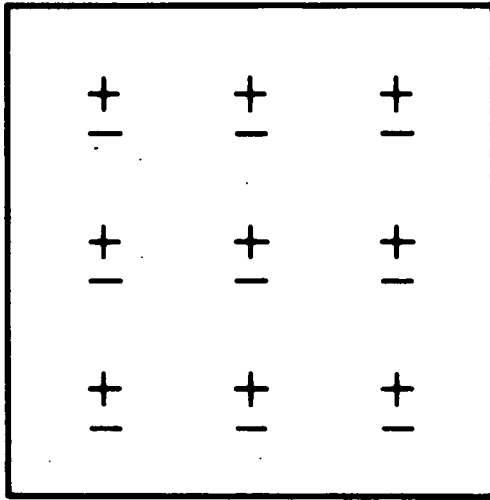


Fig. 2a. - Quasi-neutrale toestand van een plasma.

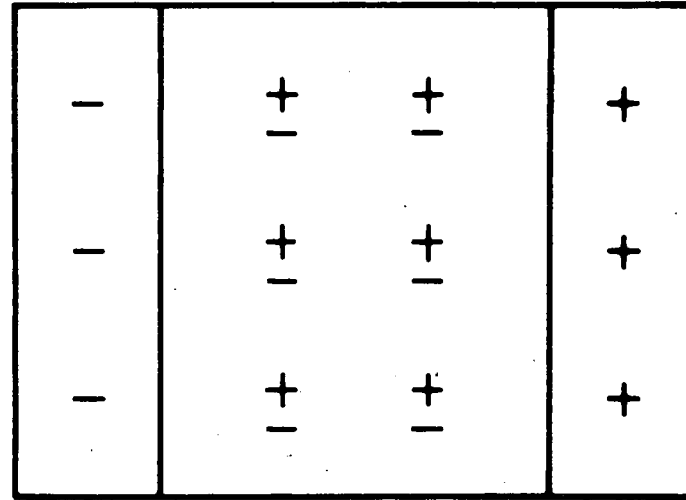


Fig. 2b. - Optreden van een electricch veld \bar{E} bij verstoring van de quasi-neutrale toestand.

Hieruit blijkt dat de electronenwolk een periodieke beweging gaat uitvoeren t.o.v. haar rusttoestand met een frequentie v_e^{pl} gegeven door :

$$(v_e^{pl})^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e \cdot 4\pi^2} = \frac{e^2 n_e}{\pi \cdot m_e} \quad 2.2.7.$$

Deze grootheid noemt men de plasmafrequentie der electronen naar Langmuir. Ze is van fundamentele betekenis voor de plasmaphysica. Ten opzichte van een onbeweeglijke referentiesysteem zou blijken, dat ook de protonenwolk een oscillerende beweging uitvoert om haar rusttoestand. Op dezelfde manier voor de electronen kan men een plasmafrequentie voor de protonen definiëren :

$$(v_p^{pl})^2 = \frac{e^2 n_p}{m_p \cdot \pi} \quad 2.2.8.$$

Algemeen zal men voor een willekeurig ion kunnen schrijven

$$(v_i^{pl})^2 = \frac{Z^2 e^2 n_i}{m_i \cdot \pi} \quad 2.2.9.$$

De hier beschouwde trillingen bezitten de merkwaardige eigenschap, dat ze niet dispersief zijn.

2.4.- Plasma's in een magnetisch veld

Zoals reeds vroeger vermeld zijn de belangrijkste plasma-verschijnselen waar te nemen in een magnetisch veld. De studie er van kan beschouwd worden vanuit microscopisch standpunt, waarbij men het gedrag der individuele samenstellende elementen van het plasma beschouwt. Wenst men echter een idee te hebben over het globale gedrag van het plasma, zoals het zich bv. aan een waarnemer voordoet, dan moet men zijn macroscopische eigenschappen bestuderen. Een bijzondere manier om deze laatste te behandelen is het plasma te assimileren aan een geleidende vloeistof. Het succes waarmede

men volgens deze methode veel plasmaproblemen heeft opgelost, leidde tot een nieuwe wetenschappelijke discipline : de magnetohydrodynamica. We zullen in de twee volgende paragrafen een bondig inzicht geven in beide standpunten.

3. GELADEN DEELTJES IN EEN MAGNETISCH VELD.

3.1.- Ongestoorde beweging :

Hieronder verstaan we het geval dat een deeltje alleen onderworpen is aan een homogeen magnetisch veld. De bewegingsvergelijking luidt in geval van niet-relativistische bewegingen

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = \frac{Ze}{c} \bar{v} \times \bar{B} \quad 3.1.1.$$

waarin

$\bar{p} = m\bar{v}$ de hoeveelheid van de beweging is

m = massa van het deeltje

\bar{v} = de snelheid

c de snelheid van het licht in vacuum

Ze de lading van het deeltje

\bar{B} de magnetische-veldvector

We ontbinden vervolgens \bar{v} in twee componenten :

$$\bar{v} = \bar{v}_{//} + \bar{v}_{\perp} \quad 3.1.2.$$

Hierbij is $\bar{v}_{//}$ de component van \bar{v} gericht volgens \bar{B} en \bar{v}_{\perp} deze loodrecht op \bar{B} . De bewegingsvergelijking 3.1.1. is de voorstelling van een gecombineerde beweging nl. een schroeflijn. Deze bestaat uit een lineaire beweging evenwijdig met \bar{B} , en een circulaire in een vlak loodrecht op \bar{B} . Deze laatste is bepaald door de vergelijking :

$$m \omega_p^2 = \frac{Ze}{c} \bar{v} \bar{B} \quad 3.1.3.$$

welke de projectie is van de reële beweging op een vlak π loodrecht op \bar{B} . Het middelpunt van deze beweging is het gyrationcentrum en de straal ρ is de gyrationstraal, zoals afgebeeld in fig. 3. Wegens

$$v = \omega \rho \quad 3.1.4.$$

leiden we uit 3.1.3 af :

$$\omega = \frac{|Ze| B}{mc} \quad 3.1.5.$$

$$\rho = \frac{m v c}{|Ze| B} \quad 3.1.6.$$

De uitdrukking

$$v^c = \frac{\omega}{2\pi} \quad 3.1.7.$$

noemt men de cyclotronfrequentie. Voor electron en proton zijn ze respectieffelijk :

$$v_e^c = \frac{|e| B}{2\pi m_e c} \quad 3.1.8.$$

$$v_p^c = \frac{|e| B}{2\pi m_p c} \quad 3.1.9.$$

3.2.- Gestoorde beweging :

Voor het geval dat krachten optreden welke van niet magnetische aard zijn, ofwel dat er zich lokale magnetische storingen voordoen, kan de beweging, naar het voorbeeld van Alfvén^[5], best beschreven worden aan de hand van een zgn. gidscentrum. Dit laatste wordt bepaald door volgende betrekking :

$$\bar{R} = \bar{r} + \bar{\rho} = \bar{r} + \frac{c}{ZeB^2} \bar{p} \times \bar{B} \quad 3.2.1.$$

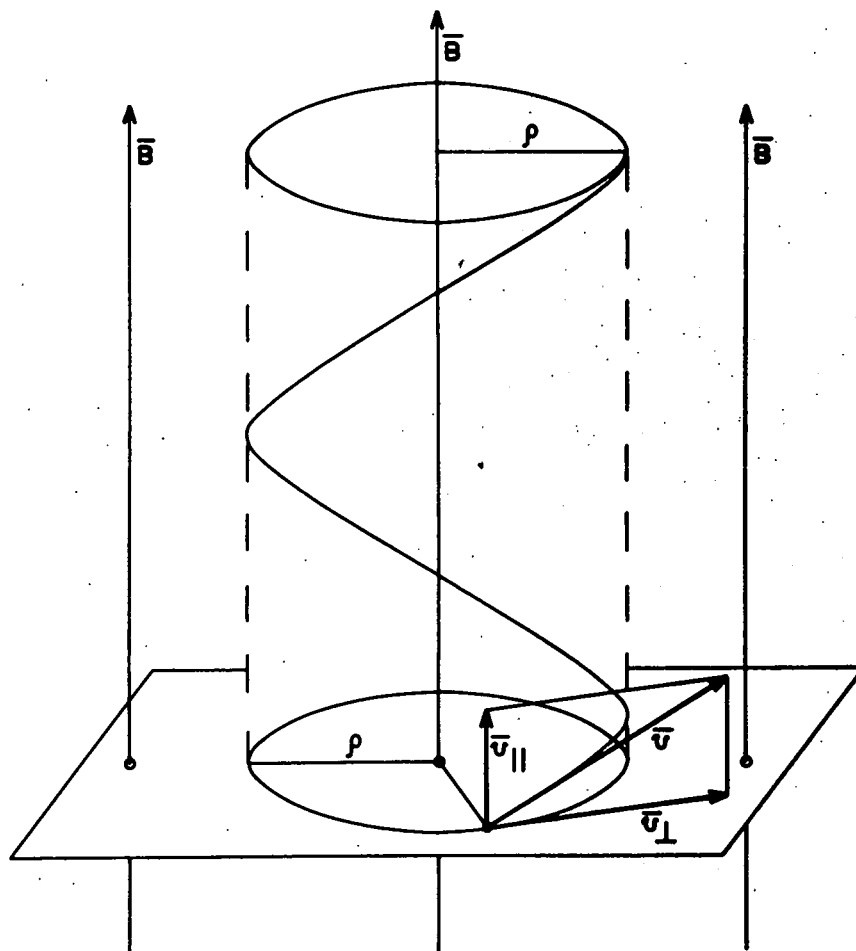


Fig. 3.- Beweging van een geladen deeltje in een homogeen magnetisch veld. Ondersteld werd dat de aanvangssnelheid een hoek maakte met de krachtlijnen.

De beweging van het deeltje wordt nu gedefinieerd door volgende vergelijking :

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = \bar{f} + \frac{Ze}{c} \bar{v} \times \bar{B} \quad 3.2.2.$$

waarbij onder \bar{f} alle mogelijke niet magnetische krachten moeten verstaan worden en \bar{r} de plaatsvector van het deeltje. Door differentiatie van vergelijking 3.2.1 vinden we voor het geval dat de storing het gevolg is van niet-magnetische krachten in een homogeen constant magnetisch veld.

$$\frac{d\bar{R}}{dt} = \frac{d\bar{r}}{dt} + \frac{c}{ZeB^2} \cdot \frac{d\bar{p}}{dt} \times \bar{B} \quad 3.2.3.$$

Na substitutie van 3.2.2 in 3.2.3 bekomen we uiteindelijk :

$$\frac{d\bar{R}}{dt} = \bar{v} // + \frac{c}{ZeB^2} \bar{B} \times \bar{f} \quad 3.2.4.$$

De tweede term in het uiterst rechtse lid van 3.2.4 noemt men de drift : het is de snelheid waarmee het gidscentrum zich verplaatst loodrecht t.o.v. de krachtlijnen. De uiteindelijke beweging van een geladen deeltje kan als volgt beschreven worden : het gidscentrum voert een samengestelde beweging uit : enerzijds een verplaatsing evenwijdig met de krachtlijnen en anderzijds een verplaatsing loodrecht op de krachtlijnen. Het geladen deeltje volgt de beweging van het gidscentrum en tracht op ieder ogenblik, onder invloed van het magnetisch veld, een cirkelvormige beweging uit te voeren in een vlak, loodrecht op de krachtlijnen, en waarin het zijn driftbeweging uitvoert. Dit wordt aanschouwelijk voorgesteld in figuur 4. Hierin moeten de kromtestralen ρ en ρ' verschillend ondersteld worden.

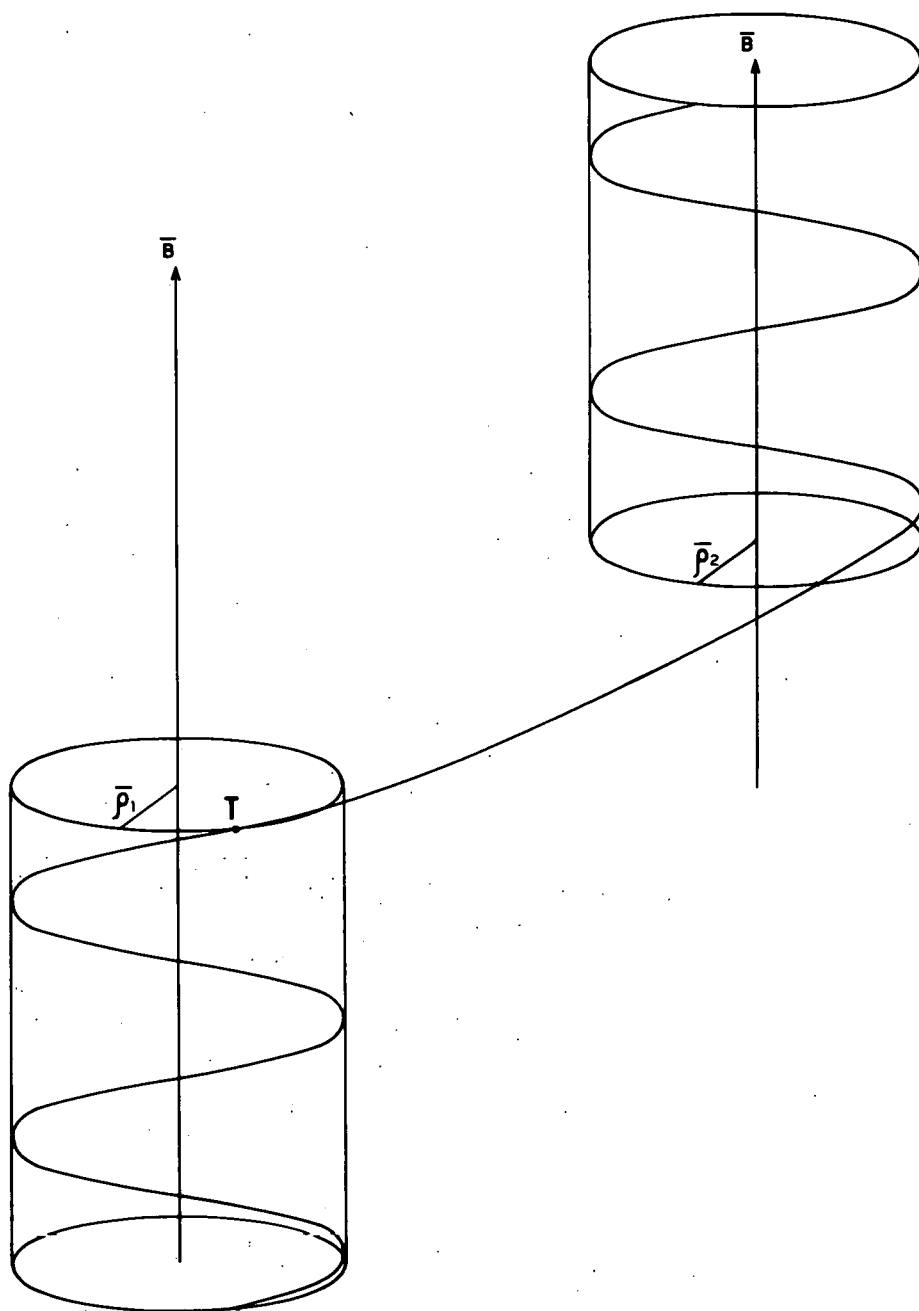


Fig. 4.- Verplaatsing van een geladen deeltje in een homogeen magnetisch veld onder invloed van een tijdelijke storende kracht welke niet van magnetische oorsprong is.

3.3.- Adiabatische verandering van het magnetisch veld

We beschouwen nu het geval, dat het geladen deeltje zich verplaatst in een langzaam veranderend magnetisch veld. Deze verandering kan zowel ruimtelijk als tijdelijk zijn. Een voorbeeld van een adiabatisch veranderend magnetisch veld in de ruimte wordt voorgesteld door figuur 5. Het gaat hier om een convergerend magnetisch veld. Veronderstellen we dat een positief geladen deeltje zich rond een centrale krachtlijn beweegt waarvan de centrale vector \vec{B} de ogenblikkelijke richting aanduidt. Het veld in A kan ontbonden worden volgens de componenten \vec{B}_{\perp} en $\vec{B}_{//}$ evenwijdig met de centrale veldvector. Hij veroorzaakt de centripetale kracht \vec{F} welke het deeltje op zijn circulaire baan houdt. De componente \vec{B}_{\perp} , loodrecht op de centrale veldvector geeft daarentegen aanleiding tot de Lorentzkracht \vec{F}' welke het deeltje in zijn rechtlijnige beweging zal afremmen en tenslotte zal doen terugkeren. Men spreekt dan van zgn. magnetische spiegels doordat het geladen deeltje teruggestuurd wordt naar de ruimte waarin het zich bewoog. Bovenstaande vaststellingen zijn van zeer grote betekenis voor de verklaring van talrijke verschijnselen welke zich afspelen in plasma's. Zij hebben o.a. toegelaten een verklaring te geven voor het bestaan van de Van Allen stralingsgordels. Geladen deeltjes, mogelijk afkomstig van de zon kunnen volgens deze manier gevangen worden door het geomagnetisch veld. Inderdaad het dipoolveld der aarde vertoont aan beide magnetische polen een verhoogde veldsterkte (verhoogde concentratie der veldlijnen). De deeltjes die terecht komen in het geomagnetisch veld worden onder invloed van hun hoeveelheid van beweging naar een der polen gedreven. Door de aldaar heersende toegenomen veldsterkte worden ze teruggekaatst en zetten ze hun baan voort naar de andere pool terwijl ze almaar door cirkelen om de krachtlijnen. Daarenboven voeren ze een driftbeweging uit om de aarde. Deze beweging wordt voorgesteld in figuur 6. Op analoge

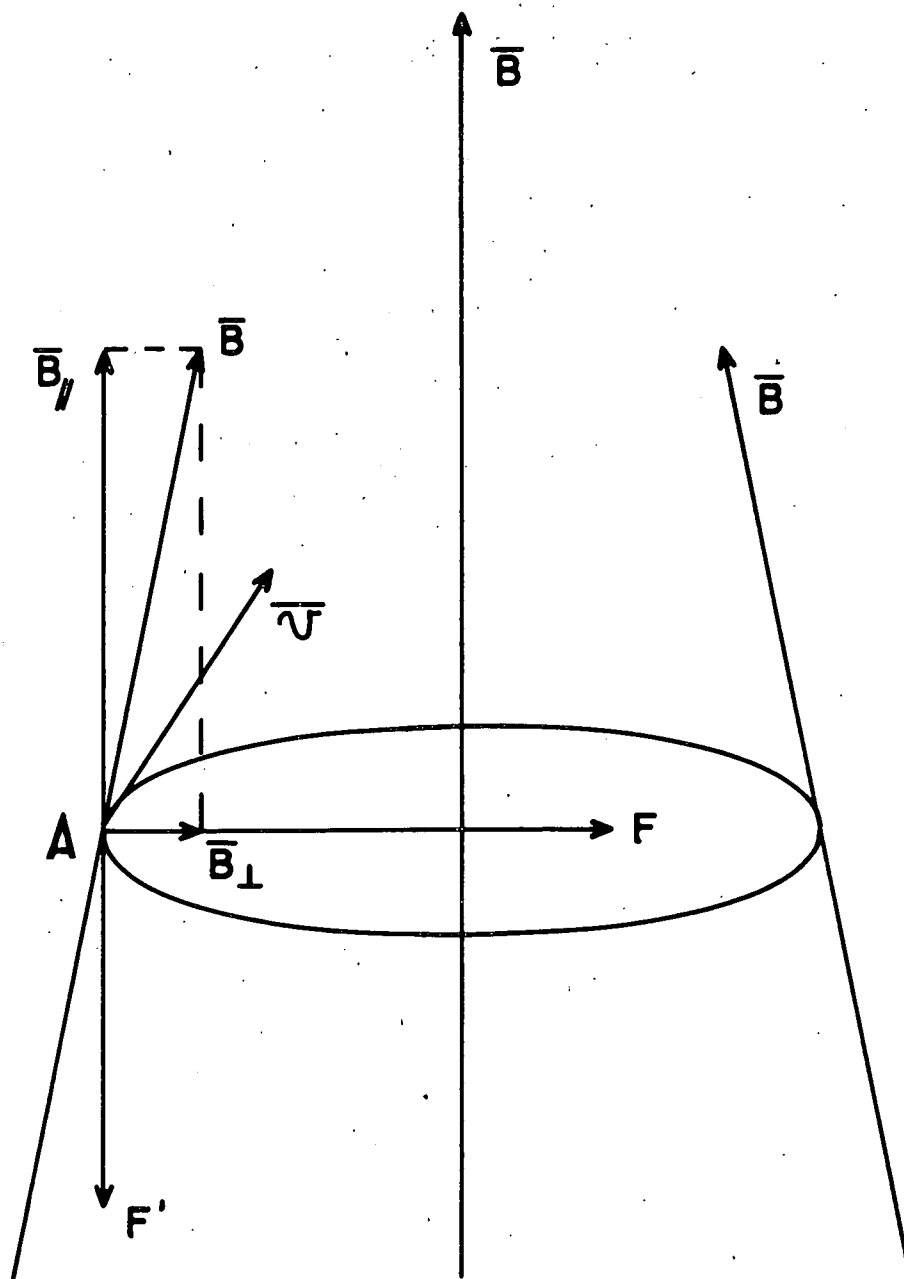


Fig. 5.- Voorstelling der vectoren bij de beweging van een positief geladen deeltje in een convergerend magnetisch veld.

$\vec{F} = \frac{\vec{v} \times \vec{B}_{//}}{c}$ is een centripetale kracht.

$\vec{F}' = \frac{\vec{v} \times \vec{B}_{\perp}}{c}$ stuurt het deeltje terug.

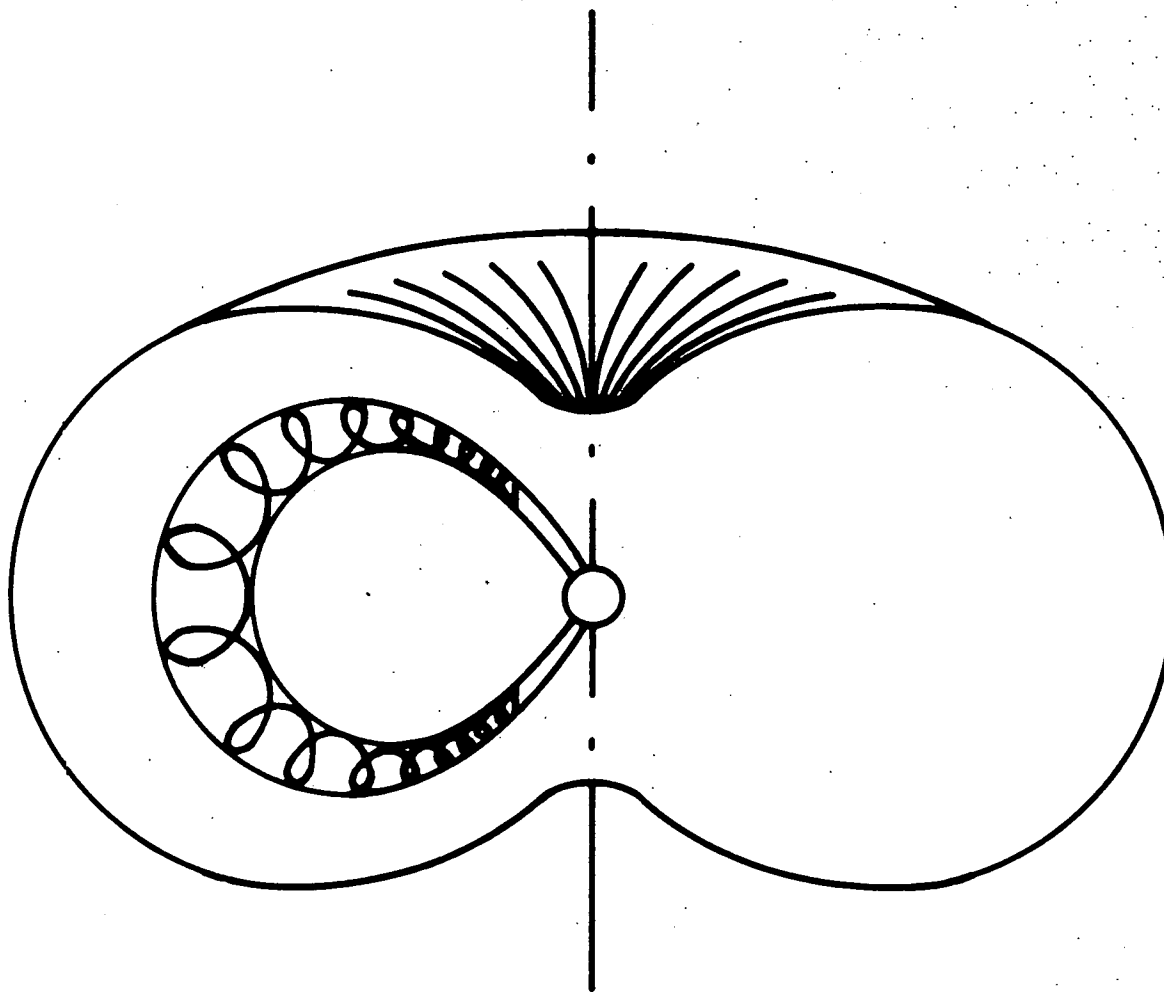


Fig. 6.- Voorstelling der beweging der geladen deeltjes in het geomagnetisch veld.

overwegingen is het principe gesteund van de zgn. "magnetische fles", der thermonucleaire reacties. Aangezien bij de fuzieverschijnselen zulke hoge temperaturen bereikt worden, is aanraking van het plasma door gelijk welke grondstof uitgesloten. Anderzijds brengt de afkoeling der wanden zoveel energieverlies met zich mee, dat het plasma instabiel zou worden. Men is aldus gaan uitkijken of er geen mogelijkheid bestaat om het plasma magnetisch te begrenzen door het in een magnetische fles op te sluiten zoals door figuur 7. voorgesteld wordt. Dit probleem is echter verre van opgelost. Een mathematische analyse^[3] toont aan, dat in het geval van de tekening, waarbij de begrenzing van het plasma gesteund is op het magnetisch spiegeleffect, geen stabiel plasma kan bekomen worden.

4. MAGNETOHYDRODYNAMICA

4.1.- De fundamentele vergelijkingen :

De gedachte die aan de basis ligt van de magnetohydrodynamica - gewoonlijk afgekort tot MHD - is de vergelijkingen van Maxwell te koppelen aan de vergelijkingen van de hydrodynamica. Hierdoor ontstaat een zeer ingewikkeld stelsel van differentiaalvergelijkingen welke expliciet luiden in het eenheidssysteem van Gauss :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \bar{v} = 0 \quad 4.1.1.$$

$$\rho \frac{d\bar{v}}{dt} = \operatorname{grad} p - \frac{1}{8\pi\mu} \operatorname{grad} B^2 + \frac{1}{4\pi\mu} \bar{B} \operatorname{grad} B + \bar{f} \quad 4.1.2.$$

$$\frac{d\bar{B}}{dt} + \bar{B} \operatorname{div} \bar{v} - \bar{B} \operatorname{grad} v = \frac{c^2}{4\pi\mu_0} \operatorname{div} \operatorname{grad} B \quad 4.1.3.$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0 \quad 4.1.4.$$

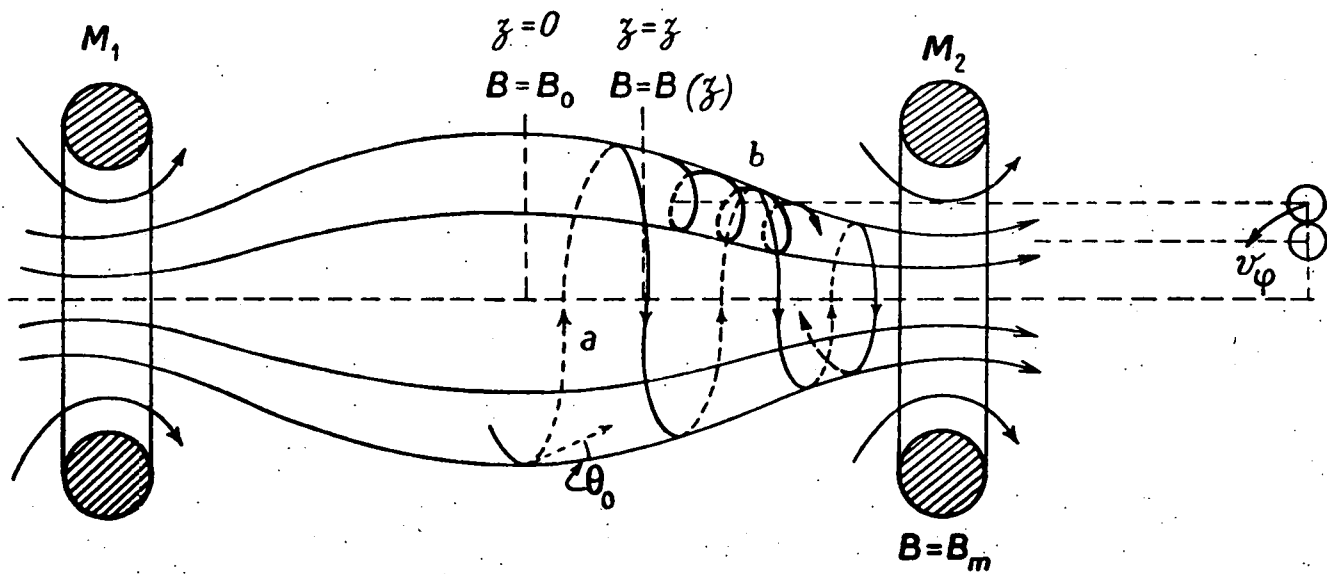


Fig. 7.- Magnetische spiegels (naar R. Jancel en T. Kahan).

$$\operatorname{div} \bar{D} = 4\pi\rho \quad 4.1.5.$$

Voor het geval van een samendrukbaar plasma moet hierbij nog de warmtevergelijking beschouwd worden^[6] :

$$\rho \frac{dU}{dt} = \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \varepsilon \quad 4.1.6.$$

hierin betekenen :

ρ densiteit van het plasma ; het geheel van ionen ; elektronen, niet geïoniseerde atomen en moleculen waaruit het geheel is samengesteld.

v makroskopische snelheid van het plasma.

p druk

B de magnetische-veldsterkte

\bar{f} de som der krachten welke niet van magnetische aard zijn ; hierin is eventueel de zwaartekracht begrepen

μ magnetische permeabiliteit

σ elektrische geleidbaarheid, welke eenvoudigheidshalve in deze uiteenzetting isotroop ondersteld wordt

U thermische energie

ε globaal warmte-effect per volumeenheid, te wijten aan warmtegeleiding, viscositeit en joule-effect.

In vele gevallen drijft men de vereenvoudiging nog verder door te onderstellen, dat het plasma een perfecte geleider is. In dit geval valt het tweede lid van vergelijking 4.1.3. weg. Uit vergelijking 4.1.2. blijkt de aanwezigheid van de term

$$\frac{-1}{8\pi\mu} \operatorname{grad} B^2 \quad 4.1.7.$$

welke de dimensies heeft van een kracht. Naar analogie met de hydrostatische krachten

$$\bar{f} = - \operatorname{grad} p \quad 4.1.8.$$

noemt men de grootheid

$$\frac{B^2}{8\pi\mu}$$

4.1.9.

de magnetische druk. Zij betekent, dat wanneer men een hydrostatische druk op het plasma uitoefent, waardoor de krachtlijnen samengedrukt worden, het plasma reageert met een tegendruk, gegeven door 4.1.9. Voor een veld van 5000 gauss is de magnetische druk nagenoeg gelijk aan een atmosfeer. De term $B_{\text{grad}}B$ daarentegen heeft de dimensies van een spanning met grootteorde

$$\frac{B^2}{4\pi\mu}$$

4.1.10.

en gericht volgens de krachtlijnen.

4.2.- Hydromagnetische golven :

Ter illustratie van de fundamentele eigenschappen van MHD zullen wij de voortplanting beschouwen van golven in een onsamendrukbaar plasma^[7] met dichtheid ρ en dat zich in een homogeen magnetisch veld bevindt met sterkte \bar{B} . We voeren een rechtshandig orthogonaal assenkruis in waarvan de z-as evenwijdig is met de veldvektor B (zie fig. 8). Onderstellen we nu dat in het plasma een onbegrensd prisma met doorsnede ABCD zich verplaatst met een snelheid v_c , evenwijdig met de x-as. Ten gevolge hiervan ontstaat een electricch veld \bar{E}_i , gericht volgens de y-as welke aanleiding geeft tot een stroom \bar{j} . Deze verwekt op zijn beurt een storing \bar{b} van het magnetisch veld en zal wegens het bestaan van de electriche stroom een Lorentzkracht veroorzaken,

$$\bar{F} = \frac{\bar{j}}{c} \times \bar{v}$$

4.2.1.

welke zich tegen de beweging van het prisma gaat verzetten maar tevens ook de aanpalende massa's in beweging tracht te brengen waardoor de

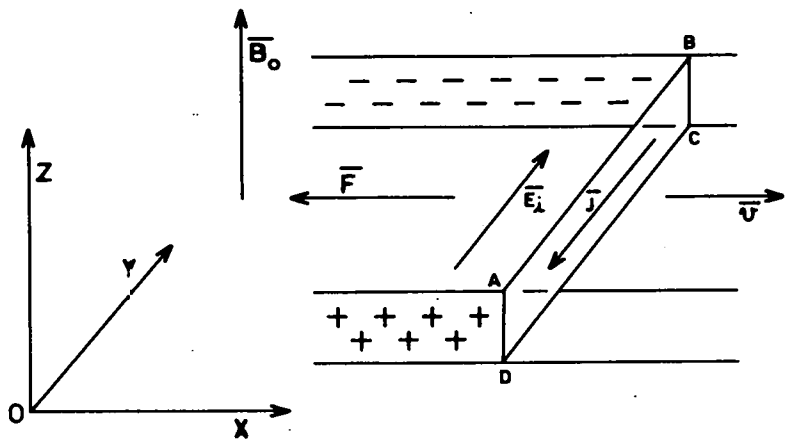


Fig. 8a. - Ontstaan Alfvéngolven

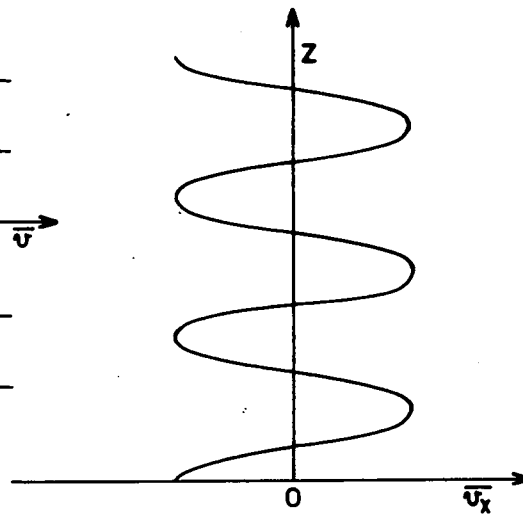


Fig. 8b. - Doorsnede in het plasma volgens het yOz vlak, met de voorstelling der verschillende bewegende gedeelten.

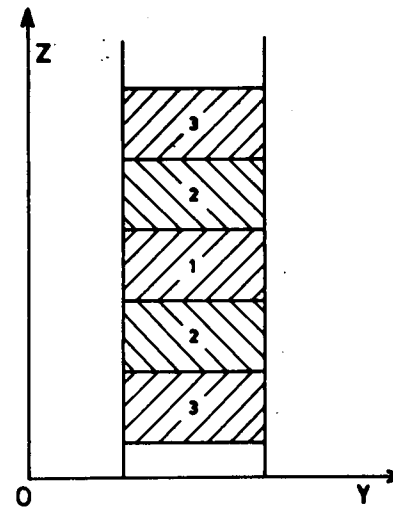


Fig. 8c. - Diagram der Alfvénsnelheid.

storing aan gans het plasma meegedeeld wordt. Er ontstaan op die manier transversale golven, die zich gaan voortplanten evenwijdig aan \vec{B} , met de snelheid

$$v_a = \sqrt{\frac{B^2}{4\pi\rho\mu}} \quad 4.2.2.$$

Deze golven worden betiteld als Alfvén golven.

4.3.- Ingevroren veldlijnen :

De eenvoudigste vorm van Alfvéngolven bekomt men in de onderstelling van een homogeen, isotroop, dicht plasma zonder botsingen. We bekommen dans als resultaat

$$E_x = \frac{v_a}{c} \sin \omega \left(t - \frac{z}{v_a} \right) \quad 4.3.1.$$

$$b_y = \sin \omega \left(t - \frac{z}{v_a} \right) \quad 4.3.2.$$

$$v_x = - \frac{v_a}{B_0} \sin \omega \left(t - \frac{z}{v_a} \right) \quad 4.3.3.$$

$$i_x = \frac{c\omega v_a \rho}{B_0} \cos \omega \left(t - \frac{z}{v_a} \right) \quad 4.3.4.$$

Merken wij tenslotte op dat ingeval de magnetische krachtlijnen, oorspronkelijk rechten waren vooraleer de storing optrad, thans sinusoiden worden met als vergelijking :

$$x = x_0 = \frac{v_a}{B_0 \omega} \cos \omega \left(t - \frac{z}{v_a} \right) \quad 4.3.5.$$

Differentiatie van x naar t levert de betrekking :

$$\frac{dx}{dt} = - \frac{v_a}{B_0} \sin \omega \left(t - \frac{z}{v_a} \right) \equiv v_x \quad 4.3.6.$$

Dit betekent, dat de configuratie van de krachtlijnen t.o.v. een bewegend plasma onveranderd blijft ; m.a.w. het lijkt alsof de krachtlijnen solidair met het plasma geworden zijn. Vandaar de benaming : ingevroren krachtlijnen.

5. TECHNOLOGISCHE TOEPASSINGEN

5.1.- De toegepaste wetenschappen zijn reeds voldoende gevorderd om belangrijke technologische verwezenlijkingen te verrichten. Wij citeren enkel de voornaamste : [8]

5.2.- Voortstuwing :

Door gebruik te maken van het feit dat in een magnetisch veld een geladen deeltje onderworpen is aan een Lorentzkracht kunnen de stuwkracht van een raket vergroten . In fig. 9 is het principe, waarop een plasmaaccelerator berust, aanschouwelijk voorgesteld. In een verbrandingskamer wordt een plasma opgewekt hetzij door chemische reactie, hetzij fysisch, hetzij electrisch. Tijdens de uitlaat wordt dit plasma onderworpen aan mekaar diametraal kruisende electrische en magnetische velden. De ontstane Lorentzkracht veroorzaakt een versnelling van het plasma waardoor een verhoogde stuwkracht bekomen wordt.

5.3.- Electrische drijfkracht :

In klassieke of nucleaire energiecentrales wordt de potentiële energie omgezet in electrische door tussenkomst van mechanische hulpmiddelen. Bij een plasmagenerator gebeurt de omtzetting rechtstreeks. In figuur 10 is zo'n generator schematisch voorgesteld. Wanneer een plasmastroom tussen de platen van een condensator wordt gedreven zullen de electrisch geladen deeltjes door een transversaal aangelegd magnetisch veld afgebogen worden onder invloed van de op-

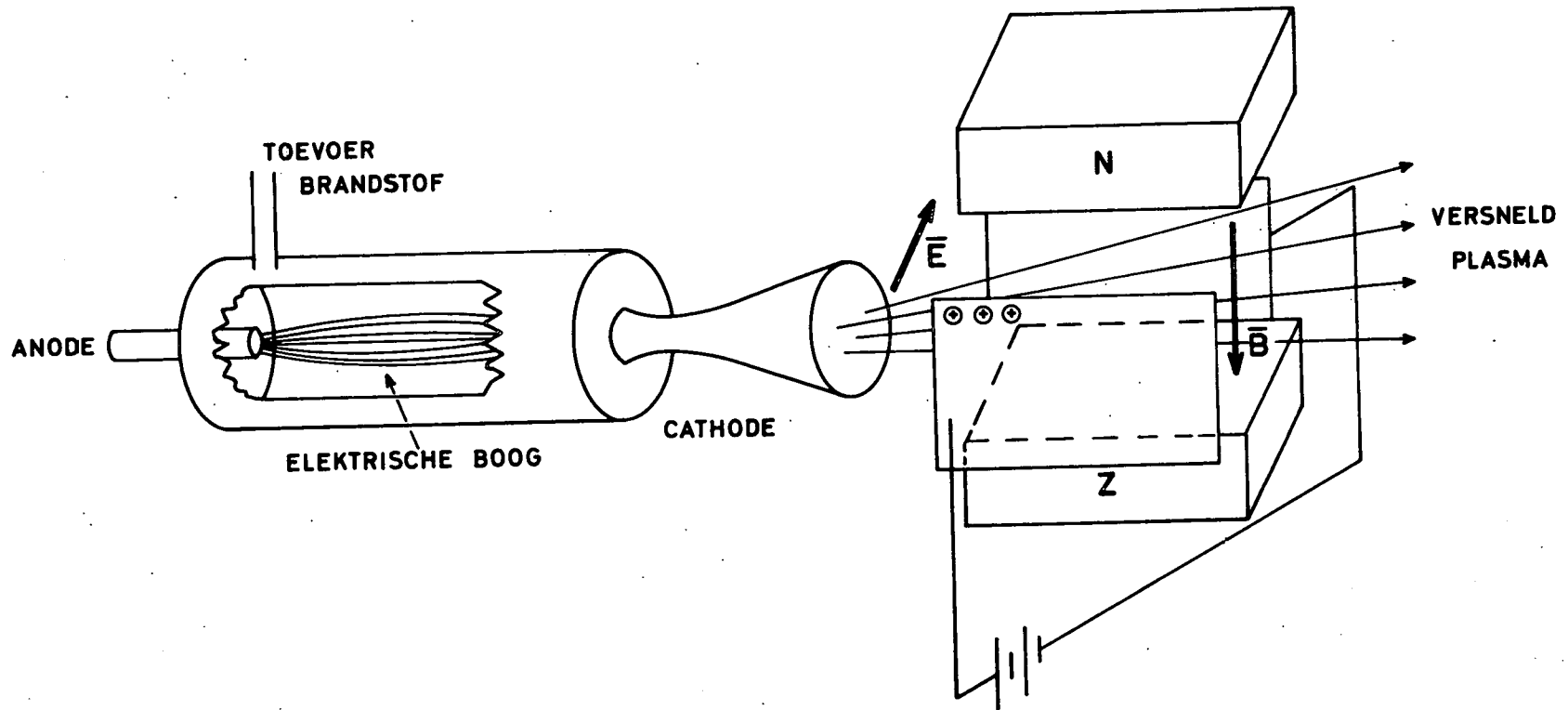


Fig. 9.- Schematische voorstelling van een plasmaaccelerator.

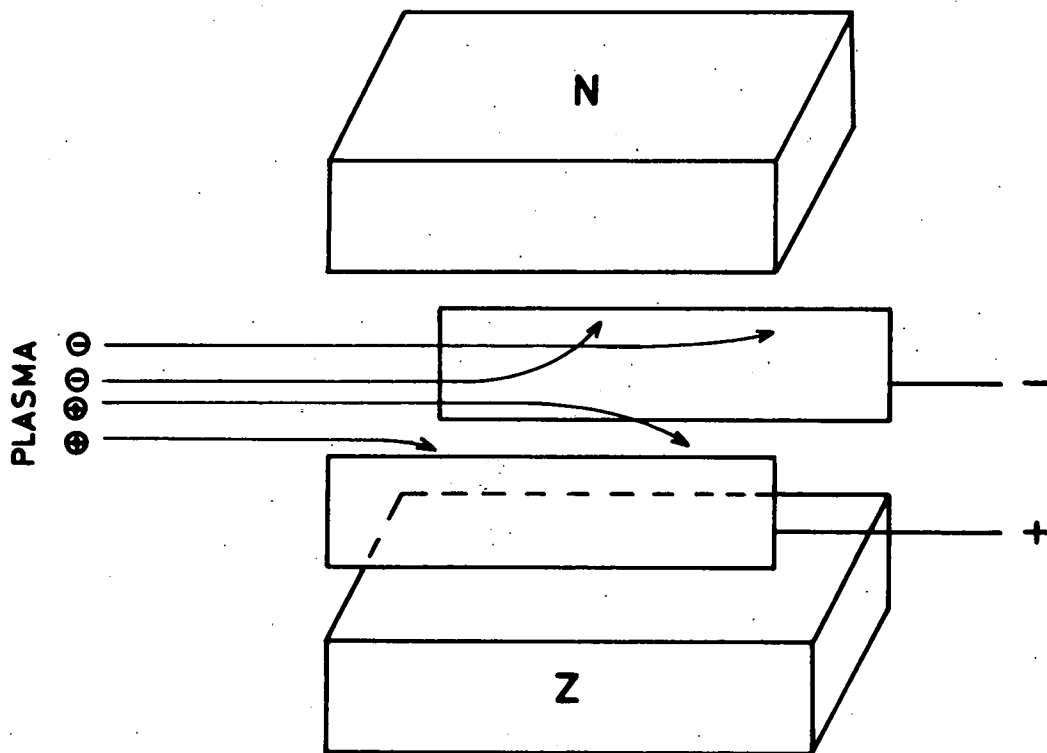


Fig. 10.- Schematische voorstelling van een plasmagenerator.

tredende Lorentzkracht. (Hall effect). Hierdoor worden de condensatorplaten tegengesteld opgeladen, waardoor in een uitwendige keten een stroom kan onderhouden worden. Men kan op die manier een hogere werkingsgraad bereiken dan met de totnogtoe in zwang zijnde principes. In sommige landen, zoals b.v. in Frankrijk, heeft men al ver doorgedreven proeven gedaan steunende op dit principe. De figuren 11 en 12 geven enkele beelden weer van de proefcentrale te Les Renardières (Seine-et-Marne) verwezenlijkt door l'Electricité de France. Zij werkt met vloeibare brandstof en heeft een vermogen van 8 M watt. Het rendement is voorlopig nog maar beperkt to 12 à 20% maar men hoopt ze te kunnen opdrijven tot 50%.

5.4.- Metaalbewerking :

De bewerking van hoogsmeldende metalen wordt in hoge mate vergemakkelijkt door gebruik te maken van een plasmatoorts. Men kan van deze laatste ook gebruik maken om oppervlakken te metaliseren of te ontgassen.

5.5.- Scheikunde :

De chemische syntese van talrijke producten in een boogoven is genoegzaam gekend om er niet langer over uit te wijden. Een ander merkwaardig voorbeeld van de toepassing der plasma's in de scheikunde is een verassingsapparaat onlangs op de markt gebracht door Tracerlab. Het gaat om een vacuümkamer waarin het preparaat kan geplaatst worden en blootgesteld wordt aan een zuurstofplasma bij een druk van 1 Torr en een temperatuur van 100° C gedurende één uur.

5.6.- Telecommunicatie :

Het belang van de ionosfeer voor de terugkaatsing van radiogolven is evenzeer een overbekend feit. Het is echter minder geweten dat een dergelijk verschijnsel hinderend is voor het onderhoud der

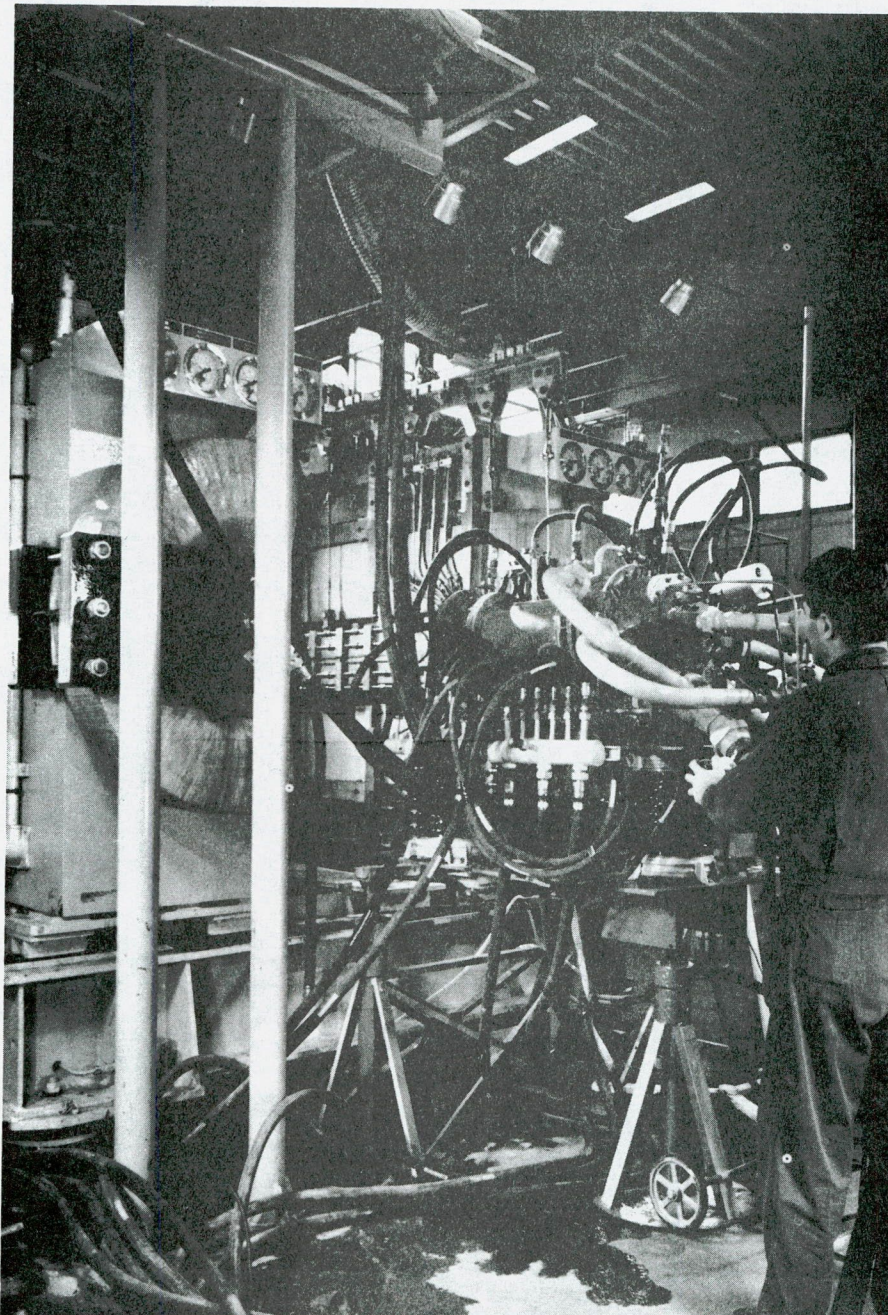


Fig. 11.- Plasmagenerator in de proefcentrale te Les Renardières. De twee helften van de electromagneet werden van mekaar verwijderd om de ligging van de reactiebuis te verduidelijken. De verbrandingskamer bevindt zich bij de man. De dikke buizen zorgen voor de brandstoftoevoer, de dunnere zijn buigzame slangen voor de afkoeling.

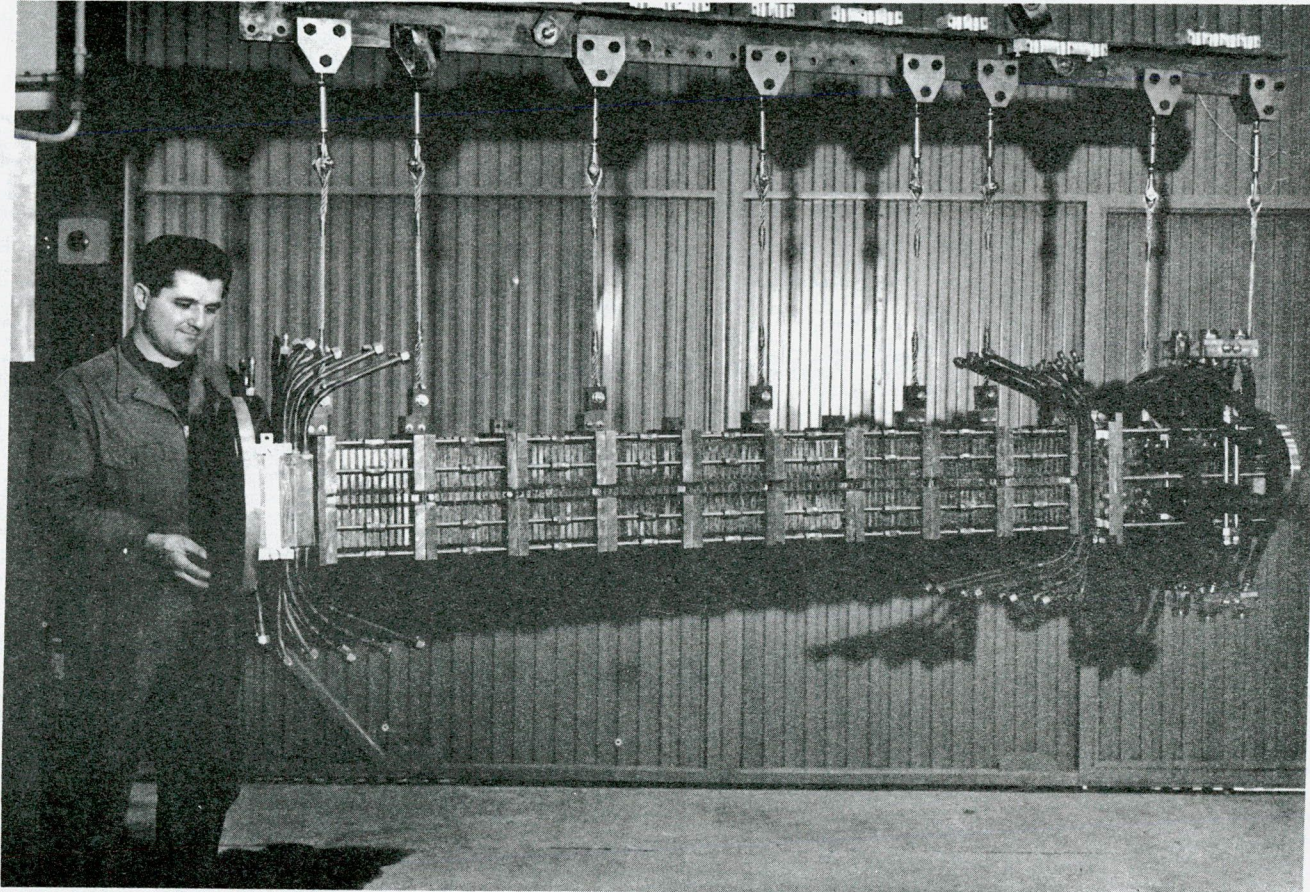


Fig. 12.- Reactiebuis uit de proefcentrale te Les Renardières.

radioverbindingen met een ruimtecapsule wanneer deze terug in de dampkring komt. Door de wrijving ontstaat een plasma dat het tuig omgeeft en iedere communicatie met de buitenwereld onmogelijk maakt. Een der proeven met de Gemini-3 capsule was de vorming van dit plasma-schild te verhinderen. De ejectie van water tijdens de intrede in de dampkring bleek gunstige resultaten op te leveren.

5.7.- Verlichting :

De thans veelvuldig gebruikte gasontladingsbuis is eveneens een praktische toepassing van de eigenschappen der plasma's.

5.8.- Debietcontrole :

Het principe van drijfkrachtvoortbrenging kan met goed gevolg toegepast worden om het debiet van een vloeistofstroom te controleren wanneer deze laatste geleidend is, bv. bij het transport van vloeibare metalen. Een elektrische stroom wordt in een uitwendige keten opgewekt op identieke manier als onder 1.3.2. werd uiteengezet. De verwekte stroom staat in een eenvoudig verband met het debiet.

5.9.- Aërodynamica :

Van de fundamentele eigenschappen van de plasma's kan gunstig gebruik gemaakt worden om de temperatuurgradiënten in de begrenzen luchtlagen van een voorwerp te wijzigen, b.v. door het aanbrengen van gepaste magnetische velden. Bovenstaande voorbeelden tonen voldoende aan in hoeverre de plasma's hun intrede in het dagelijks leven en de techniek gedaan hebben. Dit belet echter niet dat de plasma physica grotendeels beperkt blijft tot een theoretische studie aangezien zich grote technologische moeilijkheden voordoen bij de experimentele studie. Door het feit dat men thans in staat

is satellieten in een baan te brengen in het atmosferisch plasma is men blijkbaar een stap dichterbij gekomen tot bevredigende waarnemingsmethodes.

Bedanking

We beschouwen het als een aangename plicht het bestuur voor onderzoek en studie van "L'Electricité de France", van harte te bedanken voor de documentatie betreffende de proefcentrale te Les Renardières (Seine-et-Marne).

BIBLIOGRAFIE

- [1] LANGMUIR, I., Phys. Rev. 33, 195, 1929.
- [2] SPITZER, L. Jr., Physics of fully Ionized Gases, Interscience Publishers Inc., New-York 1956.
- [3] THOMPSON, W.B. , An Introduction of Plasma Physics, Pergamon Press, Oxford 1962.
- [4] JANCEL, R. et KAHAN, T., Electrodynamique des Plasmas, Dunod, Paris 1963.
- [5] ALFVEN, H. and FALTHAMMAR, C.G., Cosmical Electrodynamics, 2nd edit., Clarendon Press, Oxford 1963.
- [6] COWLING, T.G., Magnetohydrodynamics, Interscience Publishers, New-York 1957.
- [7] DENISSE, J.F. et DELCROIX, J.L., Théorie des ondes dans les Plasmas, Dunod, Paris 1961.
- [8] CAMBEL, A.D., Plasma Physics and Magnetofluidmechanics, McGraw-Hill Book Co Inc., New-York 1963.
- [9] GROSS, R.A., Strong Shock Waves, Phys. Today, 18, nr 10, pp 20-24, 1965.