

## Elektrische energie

**Citation for published version (APA):**

Rietjens, L. H. T. (1988). *Elektrische energie*. Technische Hogeschool Eindhoven.

**Document status and date:**

Gepubliceerd: 01/01/1988

**Document Version:**

Uitgevers PDF, ook bekend als Version of Record

**Please check the document version of this publication:**

- A submitted manuscript is the version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

**General rights**

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

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

If the publication is distributed under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license above, please follow below link for the End User Agreement:

[www.tue.nl/taverne](http://www.tue.nl/taverne)

**Take down policy**

If you believe that this document breaches copyright please contact us at:

[openaccess@tue.nl](mailto:openaccess@tue.nl)

providing details and we will investigate your claim.

Faculteit Elektrotechniek

Vakgroep Elektrische Energiesystemen

E L E K T R I S C H E    E N E R G I E

Naar de colleges van prof.dr. L.H.Th. Rietjens  
gegeven in het voorjaar 1988

---

T e c h n i s c h e    U n i v e r s i t e i t    E i n d h o v e n

## INHOUD

	pag.
Hoofdstuk 1. <u>Inleiding - problematiek en planning</u>	3
1.1. Elektrische energie	3
1.2. Bronnen, verbruik, voorzieningen en effecten	5
1.3. Besparingen	17
Hoofdstuk 2. <u>Algemene rendementsbeschouwingen van elektrische machines</u>	19
2.1. Warmtemachine - motor	19
2.2. Koelmachine - warmtepomp	20
2.3. Algemene indeling machines	20
Hoofdstuk 3. <u>Thermonucleaire reacties</u>	26
3.1. Inleiding	26
3.2. Plasma-opsluiting	29
3.3. Thermonucleaire condities	31
Hoofdstuk 4. <u>Magnetohydrodynamische energieconversie</u>	35
4.1. Inleiding	35
4.2. De werking van de MHD generator	36
4.3. Open en gesloten MHD systemen	38
4.4. De MHD generator gezien vanuit de individuele ladingsdragers	44
4.5. De één-dimensionale analyse van de MHD generator - macroscopisch	50

## 1. INLEIDING - PROBLEMATIEK EN PLANNING

### 1.1. Elektrische energie

De problemen die zich manifesteren rondom het huidige gebruik van elektrische energie in de "ontwikkelde" landen zijn beschreven in wetenschappelijke en populaire publikaties en terecht wordt veelal gesteld dat deze problemen niet losgekoppeld kunnen worden van het totale verbruik van de aan ons ter beschikking staande natuurlijke energiebronnen. In het bijzonder wordt in een aantal publikaties een verdere sterke toename in het verbruik van de beschikbare brandstoffen en de daaraan gekoppelde invloed op het lokale of mondiale leefmilieu als catastrofaal gekarakteriseerd. In sub-continenten als de Verenigde Staten van Amerika en West Europa heeft dit geresulteerd in uitspraken dat alleen een weloverwogen planning van de energieresearch, het energiegebruik en de energieconversie, en een dienovereenkomstige uitvoering een toekomstige energiecrisis en milieucrisis kunnen voorkomen. Bij deze planning dient men zich een aantal specifieke aspecten te realiseren:

- a. Energievoorziening van een ontwikkelde of geïndustrialiseerde samenleving neemt een zeer centrale plaats in het leefpatroon van individuen in. De samenleving investeert belangrijke bedragen in de energievoorziening. De totale investeringen in de openbare elektrische energievoorziening liggen in Nederland gedurende de laatste tien jaar op een niveau van ca 2 miljard gulden per jaar. De brandstof inzet voor de centrales vraagt zeer grote bedragen: voor fossiele brandstof wordt momenteel ca 5 miljard gulden uitgegeven. De ontwikkeling van nieuwe energiebronnen of nieuwe opwekkingssystemen vragen belangrijke onderzoeksgelden. Van een nieuwe ontwikkeling waar de samenleving momenteel, op basis van de stand van het onderzoek, slechts beperkte middelen voor beschikbaar stelt - in de orde van één Dfl 1.000.000,-- per jaar - mag men dan ook niet al te hoge verwachtingen hebben. Een overzicht van de totale uitgaven t.b.v. de energievoorziening in Nederland in 1980 is gegeven in Tabel 1.I. In 1985 waren de totale kosten van de energievoorziening opgelopen tot 109 miljard gulden.

---

Brandstofkosten	29,5
Investeringsenergiesector	4,0
Investeringsenergiebesparing	3,0
Onderzoek, ontwikkeling, demonstratie	0,8
	<hr/>
Totaal	37,3 mld

---

Tabel 1.I. Uitgaven t.b.v. de energievoorziening in Nederland  
in 1980 (mld gulden, prijzen 1980).

- b. De ontwikkeling van belangrijke nieuwe componenten in de energiesector is een zaak van lange termijn: 20 - 30 jaar. De eerste splijtingsreactor werd in 1942 in bedrijf gesteld. In 1972 was de bijdrage van de splijtingsenergie in de elektriciteitsproductie in Nederland slechts 2%; in 1986 was dit 8%. In 1973 was de bijdrage van de kernenergie in de Europese Gemeenschappen ca 6%; deze groeide tot en met 1985 tot 32%. In een aantal landen wordt momenteel meer dan 50% van de elektrische energie gegenereerd uit kernenergie: België, Bulgarije, West-Duitsland, Finland, Frankrijk, Korea, Zweden en Zwitserland.
- c. De gegeven spreiding van de natuurlijke energiebronnen, en in het bijzonder de beperkte voorraden in West-Europa, bepalen dat West-Europa voor wat betreft de energievoorziening, sterk afhankelijk is van internationale politieke ontwikkelingen.

Onder de verschillende vormen van beschikbare energie neemt de elektrische energie een speciale plaats in. Ca 33% van de primaire energie wordt gebruikt om elektriciteit te genereren. Deze vorm van energie kan eenvoudig worden getransporteerd en worden omgezet in elke gewenste vorm van energie en wel op elk nader te bepalen plaats en tijd. We geven enkele voorbeelden van de omzetting van elektrische energie in andere vormen van energie:

- In warmte, ontwikkeld in een weerstandsdraad door Joule verhitting;
- In mechanische energie, via een elektromotor;
- In elektromagnetische golven, zoals radiogolven, radargolven, het zichtbare licht en röntgenstraling;
- In chemische energie:  $2\text{H}_2\text{O} + \text{elektrische energie} \rightarrow 2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ;
- In kernenergie; we kunnen elektrische energie omzetten in massa op basis van de relatie van Einstein:  $E = mc^2$ .

## 1.2. Bronnen, verbruik, voorzieningen en effecten

Energiebronnen kunnen worden ingedeeld in twee categorieën: energiestromen en energievoorraden. Zonne-energie en windenergie, bijvoorbeeld, behoren tot de eerste categorie; kolen, olie en kernenergie zijn voorbeelden van de tweede categorie.

### 1.2.1. Mondiale energiestromen

Enkele belangrijke energiestromen op onze planeet zijn aangegeven in Tabel 1.II.

Om een indruk te krijgen van de omvang van de energiestromen op aarde kunnen deze gegevens vergeleken worden met het huidige wereld-energiegebruik, hetgeen momenteel op een niveau van ca 11 TW ligt. De toepassingsmogelijkheden op grote schaal van de energiestromen worden beperkt door het feit dat slechts een klein percentage (~ 0.1%) kan worden benut. Een tweede belangrijke factor is de economische toepasbaarheid.

---

Absorptie van zonne-energie aan het aardoppervlak	
- omzetting naar warmte	81.000 TW
- verdamping van water	40.000
Wind en golven	370
Geothermische flux	32
Getijden in oceanen	3
<hr/>	
Wereldgebruik (1986)	11 TW

---

Tabel 1.II. Energiestromen op aarde (TW).

Zoals uit de tabel hierboven is te zien levert de zonne-energie de voornaamste energieflex. Dit wordt nog geaccentueerd wanneer we bedenken dat wind, fossiele en hydraulische energie afkomstig zijn van zonne-energie.

De zon is een grote fusiereactor. De uit kernfusie vrijgekomen energie wordt uitgestraald en de uitgestraalde elektromagnetische golven vallen voor een zeer klein deel op de aarde. De zon wordt door dit proces, waarbij massa wordt omgezet in energie, steeds lichter.

### 1.2.2. Voorraden fossiele brandstoffen

Een overzicht van de voorraden fossiele brandstoffen en de verdeling hiervan over de continenten is gegeven in de Tabellen 1.III t/m V. Voor kolen is de met de huidige techniek winbare voorraad slechts ca 8% van de totale voorraad. De totale nu winbare voorraad van fossiele brandstof in de vorm van kolen is ca 800 TWjr [1, 2, 3, 10].

	nu winbaar	voorraden
I. Noord Amerika, Canada	187 Gtse	2.686 Gtse
II. USSR, Oost Europa	148	5.019
III. West Europa, Japan, Australië	146	763
IV. Zuid Amerika	11	34
V. Afrika	45	184
VI. Midden Oosten	-	-
VII. China	99	1.440
	<hr/>	<hr/>
Totaal (1980)	636 Gtse	10.127 Gtse
Totaal (WEC 1986) [10]	838 Gtse	
	<hr/>	<hr/>
Totaal (WEC 1986)	~ 800 TWjr	~ 10.000 TWjr
Wereldenergiegebruik in 1986	11 TWjr	

Tabel 1.III. Kolenvoorraden (Gtse =  $10^9$  ton steenkool equivalent).

	nu winbaar	voorraden
I. Noord Amerika, Canada	5 Gtoe	28 Gtoe
II. USSR, Oost Europa	11	47
III. West Europa, Japan, Australië	4	16
IV. Zuid Amerika	5	23
V. Afrika	6	21
VI. Midden Oosten	54	109
VII. China	3	13
	—	—
Totaal (1980)	88 Gtoe	257 Gtoe
Totaal (WEC 1986) [10]	94 Gtoe	
-----		
Totaal (WEC 1986)	~ 120 TWjr	~ 340 TWjr
Wereldenergiegebruik in 1986	11 TWjr	
-----		
Teerzanden en Oil Shale (Gtoe):		
Totaal	86 Gtoe	370 Gtoe

Tabel I.IV. Olievoorraden (Gtoe =  $10^9$  ton olie equivalent).

	nu winbaar	voorraden
I. Noord Amerika, Canada	8 Tm <sup>3</sup>	43,5 Tm <sup>3</sup>
II. USSR, Oost Europa	23	59
III. West Europa, Japan, Australië *)	5	14,5
IV. Zuid Amerika	2	15
V. Afrika	3,5	12
VI. Midden Oosten	21	78
VII. China	0,5	10
	—	—
Totaal (1980)	63 Tm <sup>3</sup>	232 Tm <sup>3</sup>
Totaal (WEC 1986) [10]	85 Tm <sup>3</sup>	
-----		
Totaal (WEC 1986)	~ 100 TWjr	~ 273 TWjr
Wereldenergiegebruik in 1986	11 TWjr	

\*) waarvan in Nederland (1984) 1,5 Tm<sup>3</sup> 2,1 Tm<sup>3</sup>

Tabel 1.V. Gasvoorraden (Tm<sup>3</sup> =  $10^{12}$  m<sup>3</sup>).



Wanneer men de mogelijkheden van nieuwe winningstechnieken insluit dan komt men tot een schatting van een totaal in de toekomst winbare fossiele brandstoffen volgens Tabel 1.VI.

---

- Kolen	2400 TWjr
- Conventionele olie	420
- Shale-olie en teerzand	480
- Aardgas	350
	<hr/>
Totaal	3650 TWjr
Wereldenergiegebruik in 1986	11 TWjr

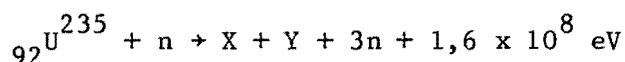
---

Tabel 1.VI. In de toekomst winbare fossiele brandstof.

### 1.2.3. Nucleaire energievoorraden

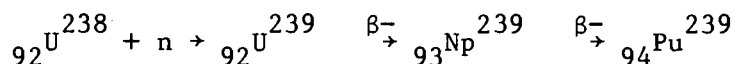
Nucleaire brandstof in de vorm van  $U^{235}$  tegen een prijs die momenteel economisch acceptabel is voor conventionele splijtingsreactoren (tot US\$ 130/kg U), is slechts beperkt beschikbaar: meer dan  $3 \times 10^6$  ton uraan; goed voor ca 200 TWjr. De breederreactor (zie hieronder) echter maakt het 141 maal meer voorkomende  $U^{238}$  alsmede het  $Th^{232}$  toegankelijk als brandstof. Het breedingsproces geeft, economisch gezien, de mogelijkheid uranium en thorium te winnen tegen aanmerkelijk hogere kostprijzen waardoor de winbare voorraden belangrijk toenemen. Schattingen geven aan dat bij het tijdig ontwikkelen van de breederreactor de totale voorraad nucleaire splijtingsenergie 10 à 100 maal groter is dan die van de winbare fossiele brandstoffen [4].

Een voorbeeld van een splijtingsreactie is



X en Y kunnen verschillende eindprodukten zijn en de gegeven hoeveelheid energie is een gemiddelde. Van de drie vrijgekomen neutronen is er gemiddeld één bestemd voor de kettingreactie. Eén neutron gaat gemiddeld verloren, o.a. absorptie; het derde neutron kan worden gebruikt om ura-

niem 238 (99,274%) om te zetten in plutonium-239 dat splijtbaar is. De reactie verloopt als volgt



$\beta^-$  duidt op het  $\beta^-$  vervalproces, hetgeen wil zeggen dat in het atoom een neutron wordt omgezet in een proton en een elektron ( $n \rightarrow p + e^- + \gamma$ ). De omzetting van het niet splijtbare uranium-238 in het splijtbare plutonium-239 noemt men "breeding". De op het ogenblik werkende reactoren verbruiken voornamelijk uranium-235.

Bij het realiseren van de D-D fusiereactor is de beschikbare energie ca 500.000 maal zo groot als die van de fossiele brandstof [4]. Voor de D-T fusiereactor, waarvoor de fysische en technische eisen eerder realiseerbaar kunnen zijn (volgens het "programma 1975" in de USA verwachtte men dat het bewijs van principiële realiseerbaarheid in 1985 kon worden geleverd) wordt de beschikbare energie beperkt door de voorraden lithium. Het voor de reactie benodigde tritium wordt namelijk uit lithium geproduceerd. Een schatting van voor dit doel economisch winbaar lithium geeft 600.000 metrische ton, hetgeen goed is voor een energie van 10.000 TWjr [1, 4].

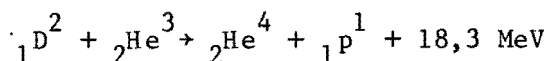
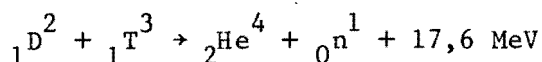
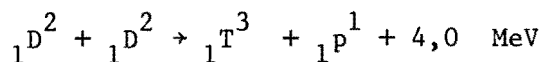
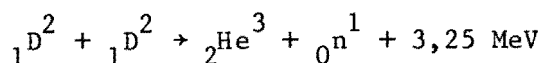
Wanneer de D-D fusiereactie toegepast kan worden, hebben we een "onuitputtelijke" bron van energie. Van elke 6 atomen op aarde is er één een waterstofatoom en 0.015% van deze H-atomen zijn deuterium-atomen (zwaar waterstof of D-atoom). Een berekening leert dat een massa-eenheid zeewater energierijker aan fusie-energie is dan eenzelfde massa koolstof aan chemische energie. De gemiddelde fusie-energie per D-atoom is  $4,84 \times 10^6$  eV; de verbrandingsenergie van koolstof slechts 4,17 eV per atoom. We krijgen dus

$$\frac{\text{fusie-energie per kgm H}_2\text{O}}{\text{chemische energie per kgm C}} = \frac{12}{18} \times 0,00015 \times 2 \times \frac{4,84 \times 10^6}{4,17} = 230$$

De energie die vrijkomt bij een kernreactie kunnen we berekenen uit de afname van de massa van de reagerende kernen via de relatie van Einstein. De massa's van de elementen zijn nauwkeurig bekend (vergelijk figuur 1.1). De gebruikte massa-eenheid is 1/16 van de massa van een atoom zuurstof, hetgeen ongeveer gelijk is aan de massa van een proton

( $1,67 \times 10^{-27}$  kg).

Deuterium-kernen kunnen de volgende reacties geven



De vrijkomende energie voor de reactie  ${}_1\text{D}^2 + {}_1\text{D}^2 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + {}_0\text{n}^1$  + energie kan als volgt worden berekend (vergelijk figuur 1.1)

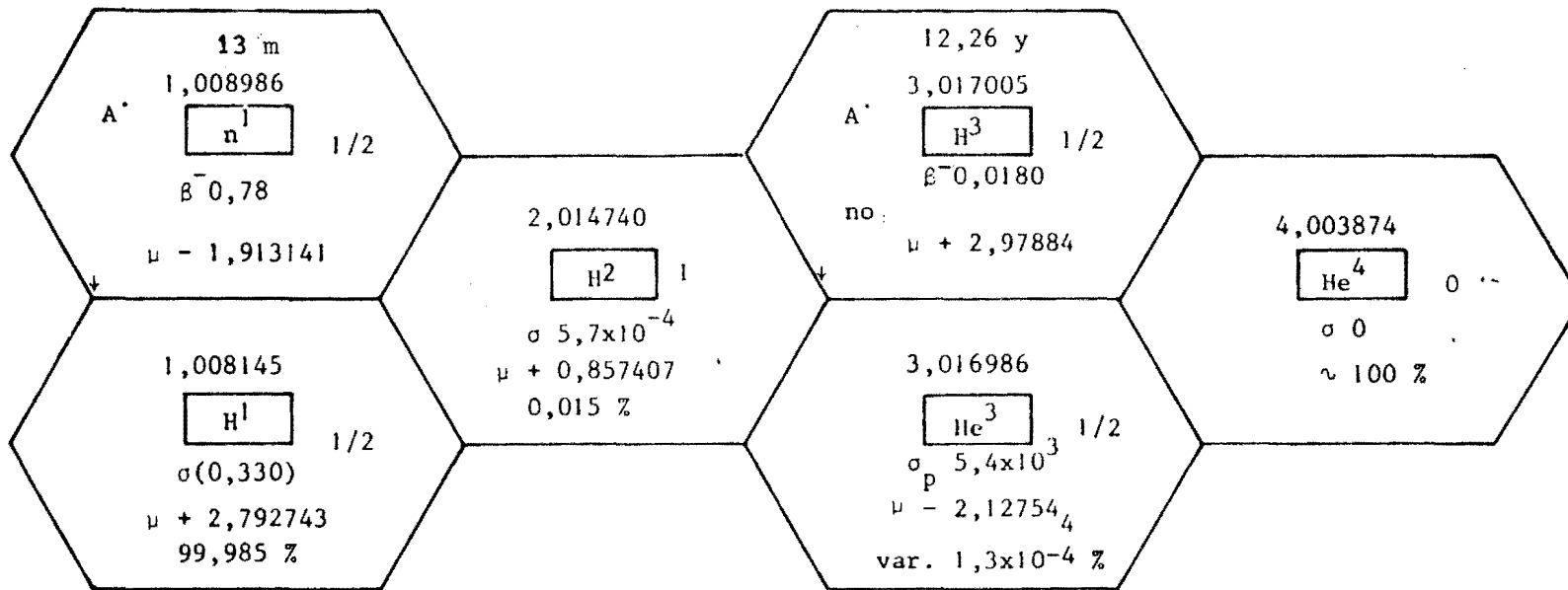
2 x massa ${}_1\text{D}^2$ :	2 x 2,014740 =	4,029480
massa ${}_2\text{He}^3$ :	3,016986	
massa ${}_0\text{n}^1$ :	1,008986	
	————— +	
		4,025972
		—————
massaverschil:		0,003508

De vrijgemaakte energie is dan gelijk aan

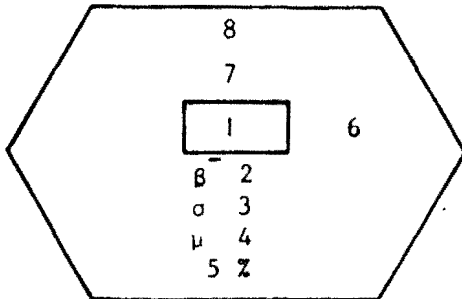
$$E = mc^2 = \frac{0,003508 \times 1,67 \times 10^{-27} \times (3 \times 10^8)^2}{1,6 \times 10^{-19}} = 3,25 \text{ MeV}$$

#### 1.2.4. Het gebruik van onze voorraden

Het verbruik van fossiele brandstoffen in de wereld is geschetst in figuur 1.2. Volgens de grafiek wordt de totale bekende hoeveelheid fossiele brandstof door de huidige wereldbevolking in enkele honderden jaren verbruikt. In 1985 was het aandeel van de fossiele brandstoffen in de wereld energiebalans 89%. Het aandeel van waterkracht was 6,5%; van kernenergie 4,5%.



Verklaring van de gegevens:



- 1 = isotoop
- 2 = energie van de  $\beta^-$ -straling in MeV
- 3 = werkzame doorsnede voor langzame neutronen in  $10^{-24} \text{ cm}^2$
- 4 = magnetisch dipoolmoment
- 5 = natuurlijk voorkomen van het isotoop
- 6 = kernspin
- 7 = atoomgewicht
- 8 = halfwaarde-tijd

Fig. 1.1. Gegevens over verschillende atomen.

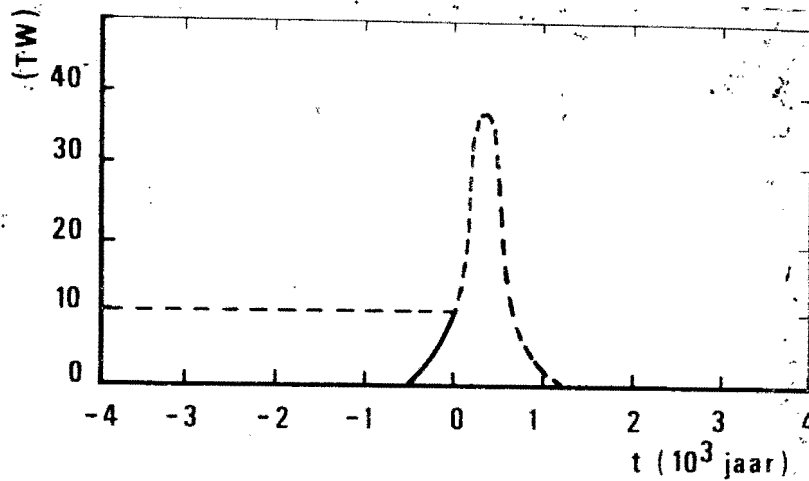


Fig. 1.2. Wereldverbruik van fossiele brandstoffen.

Het wereldenergieverbruik gedurende de laatste decennia en de verwachting is in figuur 1.3 weergegeven. De verwachte toename in het verbruik is volgens een aantal prognoses aangegeven tot het jaar 2000 c.q. 2030. Duidelijk is te zien dat de "energiecrisis" 1973 de verwachtingen sterk heeft beïnvloed. Een typisch verbruikpatroon voor een geïndustrialiseerde samenleving (Nederland) is in figuur 1.4 aangegeven. Opvallend is dat het verlies in het energieconsumptiepatroon 40% is. Verhoging van het rendement in conversieprocessen en beperking van andere verliesposten verdient nog steeds aandacht te krijgen met een hoge prioriteit.

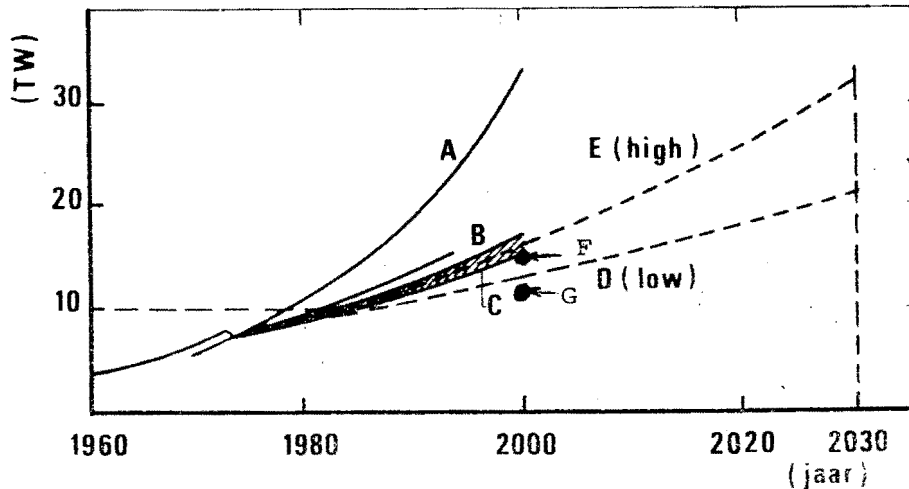


Fig. 1.3. Wereldenergiegebruik [3, 5]

- A: : 1971/72 prognoses
- B en C: 1975 prognoses
- D en E: 1981 prognoses IIASA
- F en G: 1986 prognoses WEC, Cannes [10].

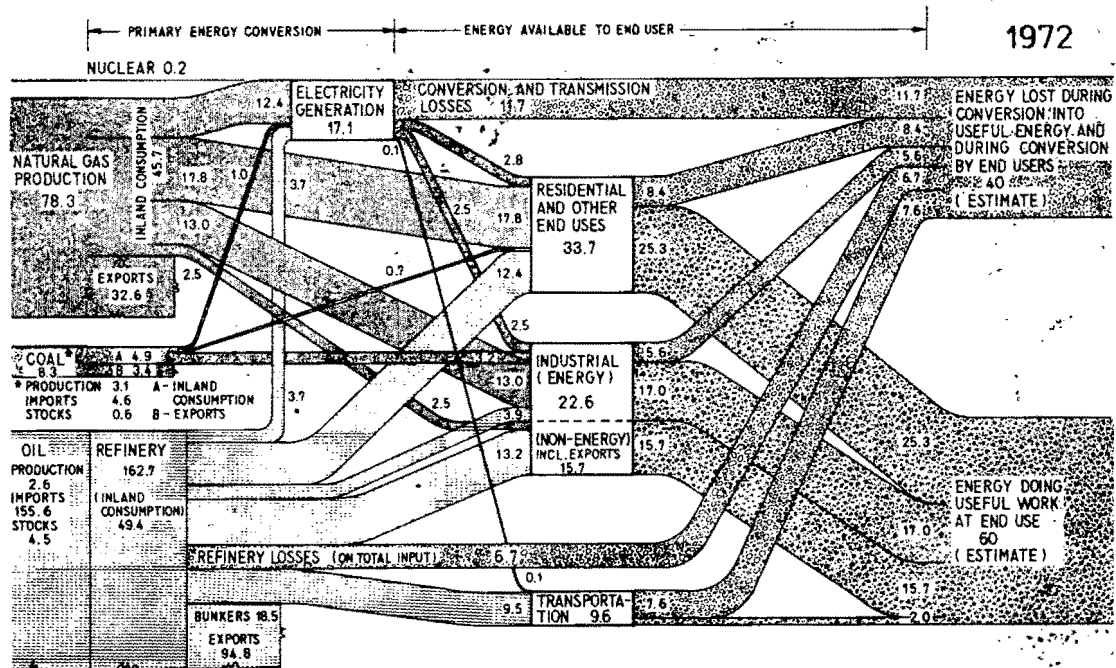


Fig. 1.4. Energieflux voor Nederland in 1972 [6].

#### 1.2.5. Invloed op de ecologie

De toename van het energiegebruik in geïndustrialiseerde landen en de invloed op de ecologie alsmede de benadering van deze materie door publiciteitsmedia veroorzaken onrust en onvrede bij velen. Vastgesteld moet worden dat de invloed van het hedendaagse en toekomstige energiegebruik op de mens en zijn omgeving slechts ten dele is bestudeerd. De bestaande modellen zijn complex en beperkt toepasbaar. De invloed van het energiegebruik op het natuurlijke evenwicht dient zowel mondiaal als regionaal te worden bepaald.

Onderscheid moet worden gemaakt in:

a. Invloeden inherent aan het energieproces zoals:

toename van de entropie;

verstoring van de stralingsbalans door de vrijgemaakte energie en de CO<sub>2</sub> produktie; en

b. Invloeden die na gericht onderzoek sterk gereduceerd kunnen worden zoals:

SO<sub>2</sub>, CO, NO<sub>x</sub> verontreiniging van de lucht en stof bij verbranding;

radio-actieve straling en -afval, waarvan de problemen beperkt kunnen worden door b.v. het "opbranden" van de transuranen.

ad. a. Een centraal aspect van de invloed op de ecologie wordt gevonden in de tweede hoofdwet van de thermodynamica, die leert dat warmte niet volledig kan worden omgezet in mechanische- of elektrische energie. Er treedt dus altijd thermische verontreiniging op bij het opwekken van elektrische of mechanische energie wanneer we uitgaan van een warmtebron. Men kan zelfs stellen dat alle vrijgemaakte energie, met uitzondering van de energie die wordt opgeslagen in materialen en produkten, uiteindelijk als warmte vrijkomt. De warmtebalans van de aarde vereist dat deze warmte wordt uitgestraald. Een eerste benadering van dit proces wordt beschreven door de stralingswet van Stefan Boltzmann

$$P = \sigma T^4$$

De straling, P, van een zwart lichaam is evenredig met de vierde macht van de temperatuur, T, van dat lichaam. Ofwel

$$\frac{\Delta P}{P} = 4 \frac{\Delta T}{T}$$

Bij een jaarlijkse groei van 3,4% van het energiegebruik in de Verenigde Staten van Amerika zal, in 2020, 1% van de ingestraalde zonne-energie via energieprocessen additioneel worden vrijgemaakt. Deze energie zal extra moeten worden uitgestraald, dus

$$\frac{\Delta P}{P} = 0,01$$

en dus is een temperatuurstijging  $\Delta T = 0,0025 T \approx 0,7 \text{ K}$  in eerste benadering een noodzakelijk gevolg.

Globale modelberekeningen over de energiebalans van de aarde en de atmosfeer, opgesteld door Bodyko [7], geven aan dat bij 1% variatie van de in de atmosfeer ingestraalde energie, de gemiddelde breedte waarboven op het noordelijk halfrond een ijskap voorkomt, drastisch wordt gewijzigd. Bij een variatie van + 1% zal een volgens dit model volledig smelten van de ijskap optreden, terwijl bij een variatie van - 1,8% een volledige ijsbedekking van het noordelijk halfrond zal ontstaan. Bestaande modellen zijn te globaal.

De instraling in de atmosfeer wordt door een groot aantal processen beïnvloed zoals de CO<sub>2</sub> concentratie, de thermische vervuiling, de stof van vulcanische uitbarstingen. Nader onderzoek op dit gebied wordt in internationale samenwerking uitgevoerd.

Ad. b. De veiligheid en de invloed op het milieu van de toepassing van verschillende energiebronnen is bij het toenemend energiegebruik sterk in discussie gekomen. Hierbij moeten we ons realiseren dat elke "handeling", uitgeoefend door individuen of machines, invloed heeft op het milieu, en dat het toepassen van energiebronnen altijd risico's met zich meebrengt. Deze risico's worden groter naarmate men energiebronnen op grote schaal, dat wil zeggen via een beperkt aantal grote eenheden of via een groot aantal kleine eenheden, gaat toepassen. Met de groei van ons energiegebruik zijn de veiligheidseisen dan ook belangrijk verscherpt. Zoals de eisen inzake de opslag van energiebronnen, de transportnetten, de emissie van verbrandingsproducten, de afvoer van warmte, het stralingsniveau, de opslag van radio-actief afval, de bouw van centrales, etc. Bij de beoordeling inzake veiligheid en risico's zal men altijd moeten trachten verschillende risico's op een objectieve manier met elkaar te vergelijken en na vergelijking de juiste, meestal beperkte, conclusies te trekken. In dit verband zijn nog steeds de gegevens, gepubliceerd door Bethe [8], vermeldenswaard. Een vergelijking, opgesteld door Bethe, is vastgelegd in figuur 1.5. Het "gemiddeld aantal dodelijke ongelukken" per jaar is aangegeven voor het bedrijven van een 1000 MWe kolen- of kerncentrale. Voor de schattingen van de kerncentrale zijn niet meegenomen de risico's gekoppeld aan het opbergen van radio-actief afval en de risico's die zijn verbonden aan de kernwapenontwikkeling.

Tienduizend dodelijke kankergevallen (in de komende dertig jaar) tengevolge van het Tsjernobyl-ongeluk, nu bijgeschreven in de reactorongelukken, verhoogt het "gemiddelde aantal doden per jaar" voor de kerncentrale tot ca 6.

In het rapport "Kolen en Uraan" van de Algemene Energieraad wordt een goed overzicht gegeven van relevante aspecten met betrekking tot het gebruik van kolen/uraan voor de elektriciteitsopwekking [9].



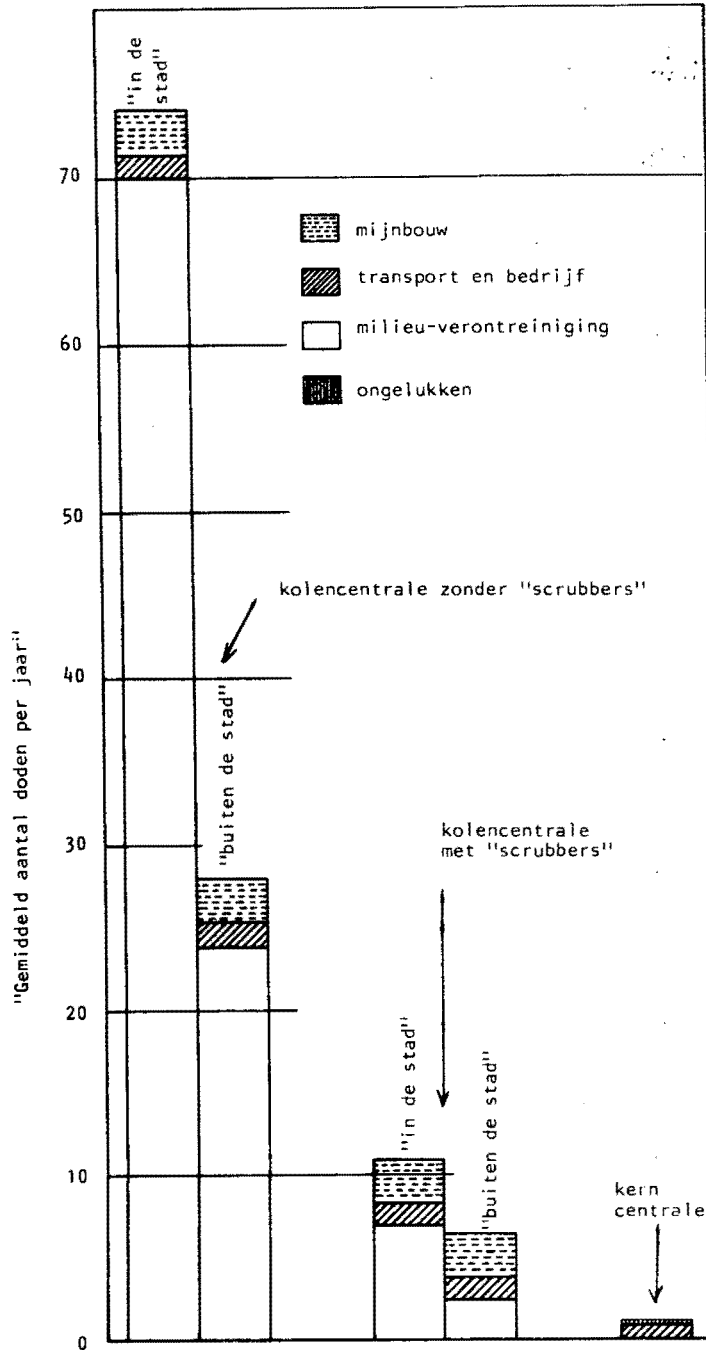


Fig. 1.5. Risicovergelijking voor een kolen- en een kerncentrale [8].  
Het Tsjernobyl-ongeluk heeft de gegevens voor de risico-vergelijking van de kernreactor als energiebron in de wereld in aangetast.

### 1.3. Besparingen

De huidige energiesituatie in West Europa wordt gekarakteriseerd door een beperkte hoeveelheid aan natuurlijke energiebronnen. Verder wordt de groei van het energiegebruik begrensd door het incasseringsvermogen van ons milieu. De vraag wanneer en op welke manier deze grens zal worden bereikt is nog niet duidelijk te beantwoorden. Gelet op het hierboven gestelde, dient energie-onderzoek naar besparing en naar een geringere belasting van het milieu een hoge prioriteit te krijgen. Besparingen in de toekomstige energieproductie kunnen worden gerealiseerd door de betreffende processen met een hoger rendement te laten verlopen alsmede door een beperkte groei in het consumptiepatroon te bevorderen.

Ten aanzien van hogere rendementen geeft het volgende rekenvoorbeeld aan op welke manier een besparing van primaire energie en een verminderde belasting van het milieu kan worden gerealiseerd.

De thermodynamica leert dat het maximale rendement,  $\eta_r$ , dat kan worden bereikt in de omzetting van warmte naar elektrische energie, kan worden gerealiseerd met behulp van een reversibele machine (zie hoofdstuk 2).

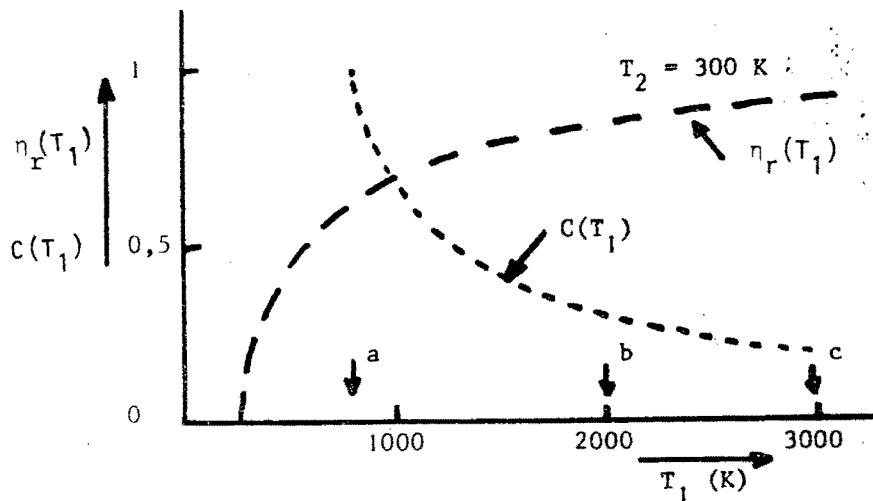


Fig. 1.6. Maximaal bereikbaar rendement  $\eta_r(T_1)$  bij  $T_2 = 300$  K, en relatief (ten opzichte van  $T_1 = 800$  K) thermisch verlies  $C(T_1)$  bij  $T_2 = 300$  K voor een ideale machine met constant elektrisch vermogen.

a: stoom; b: gesloten MHD-stoom; c: open MHD-stoom.

Wanneer een dergelijke machine werkt tussen twee vaste temperaturen  $T_1$  en  $T_2$  dan is (vergelijk figuur 1.6)

$$\eta_r(T_1) = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Figuur 1.6 leert dat voor  $T_1 = 800$  K (stoomturbine),  $\eta_r = 62\%$  en dat bij verhoging van  $T_1$  tot 3000 K (open MHD-stoom)  $\eta_r = 90\%$ . In de praktijk werken deze machines niet reversibel hetgeen resulteert in lagere rendementen: in een stoomcentrale kan een rendement van ca  $\eta = 40\%$  worden bereikt, voor een open MHD-stoomcentrale is volgens berekeningen een rendement te bereiken van 54%. Een dergelijke verhoging van het rendement betekent een besparing op primaire brandstof van 26% en een beperking van de thermische belasting bij de centrale van 43%. In figuur 1.6 is tevens aangegeven het relatief thermisch verlies als functie van  $T_1$ , relatief ten opzichte van een (ideale) stoomturbine die werkt bij  $T_1 = 800$  K.

Opgave: formuleer een uitdrukking voor  $C(T_1)$ .

#### LITERATUUR

- [1] Scientific American, September (1971).
- [2] Survey of Energy Resources, World Energy Conference, Munnich (1980).
- [3] Gerwin, R., Energy in a Finite World, IIASA (1981).
- [4] Course of the stationary and quasi-stationary toroidal reactors; Energy Resources, European Communities (1973).  
EPS, Third General Conference on Energy and Physics, Bucharest (1975).
- [5] H. Hoog, Energie Spectrum (1977), pag. 286.
- [6] Stichting Toekomstbeeld der Techniek (1973).
- [7] M.I. Budyko, The future Climate, EOS, 53 (1972) pag 868.
- [8] H.A. Bethe, Scientific American, Januari (1976) pag. 21.
- [9] Algemene Energieraad, Kolen en Uraan, Staatsuitgeverij, 's Gravenhage (1979).
- [10] Survey of Energy Resources, World Energy Conference, Cannes (1986).

## 2. ALGEMENE RENDEMENTSBSCHOUWINGEN VAN ELEKTRISCHE MACHINES

We introduceren twee machines, waarvan we veronderstellen dat deze geen eigen verliezen hebben.

### 2.1. Warmtemachine - motor

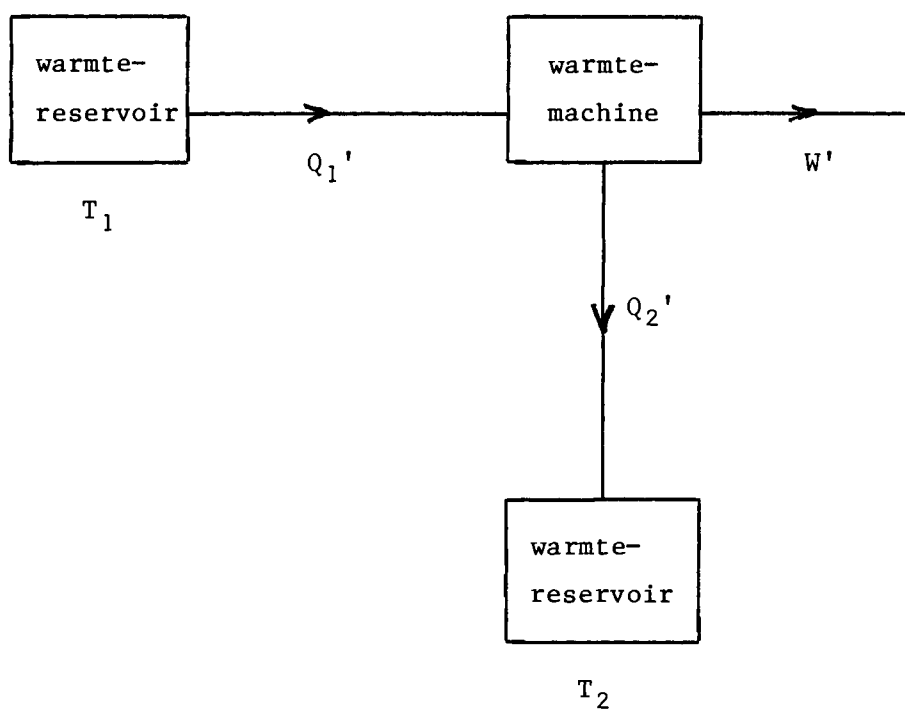


Fig. 2.1. Blokschema van de warmtemachine,  $T_1 > T_2$ .

Het rendement van deze machine is

$$\eta = \frac{W'}{Q_1'} = \frac{Q_1' - Q_2'}{Q_1'}$$

## 2.2. Koelmachine - warmtepomp

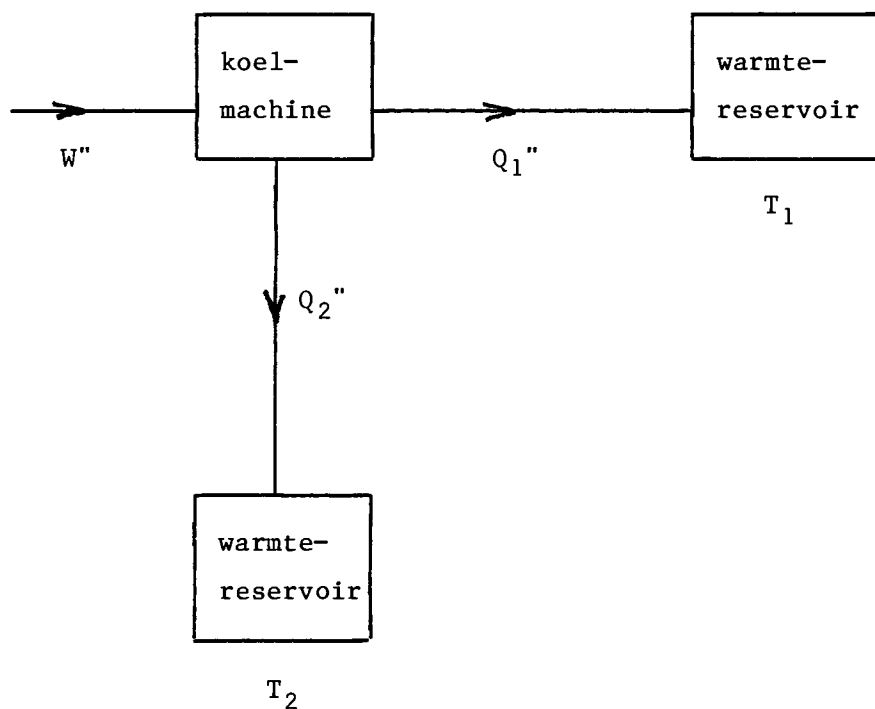


Fig. 2.2. Blokschema van de koelmachine,  $T_1 > T_2$ .

De prestatie-coëfficiënt van de koelmachine is

$$c = \frac{Q_2''}{W''} = \frac{Q_2''}{Q_1'' - Q_2''}$$

De prestatie-coëfficiënt voor de warmtepomp is

$$c = \frac{Q_1''}{W''} = \frac{Q_1''}{Q_1'' - Q_2''} > 1$$

## 2.3. Algemene indeling machines

In het algemeen wordt voor deze machines de warmte-uitwisselingscoëfficiënt gedefinieerd als de verhouding van de hoeveelheden warmte die bij het proces betrokken zijn

$$\rho' = \frac{Q_2'}{Q_1'} \text{ en } \rho'' = \frac{Q_2''}{Q_1''}$$

en dus is

$$\eta = 1 - \rho' \text{ en } C = \frac{1}{1 - \rho''} \text{ of } C = \frac{\rho''}{1 - \rho''}$$

Wanneer we  $\eta$  of  $C$  voor een machine willen bepalen door de grootheden  $Q_1'$ ,  $Q_2'$  en  $W'$  of  $Q_1''$ ,  $Q_2''$  en  $W''$  te meten dan moeten we zorgen dat de machine een geheel aantal cycli heeft gewerkt.

Een machine is een reversibele, of omkeerbare, machine wanneer deze machine in twee richtingen kan werken, dat wil zeggen als warmte- en als koelmachine. Er heerst dan steeds evenwicht in het proces. Een gevolg hiervan is dat  $\rho' = \rho'' = \rho$ . Gebruiken we in het vervolg  $\rho$  dan duidt dit op een reversibele machine.

Voor de komende stellingen gebruiken we de tweede hoofdwet van de thermodynamica in de volgende vorm:

"Het is niet mogelijk om warmte vanuit een reservoir van lage temperatuur zonder meer over te laten gaan naar warmte in een reservoir van een hogere temperatuur".

#### Stelling I

Voor elke koel- en warmtemachine die werkt tussen de temperatuur  $T_1$  en  $T_2$  is  $\rho'' \leq \rho'$

Koppel de koel- en warmtemachine zodanig dat de warmtemachine voldoende energie levert om de koelmachine te laten werken (zie figuur 2.3)

$$W'' = W' \equiv W \quad (2.1)$$

De totale warmte die in het reservoir 1 gaat is  $Q_1'' - Q_1'$ .

De totale warmte die uit het reservoir 2 gaat is  $Q_2'' - Q_2'$ .

Uit (2.1) volgt dat

$$Q_1'' - Q_2'' = Q_1' - Q_2' \quad (2.2)$$

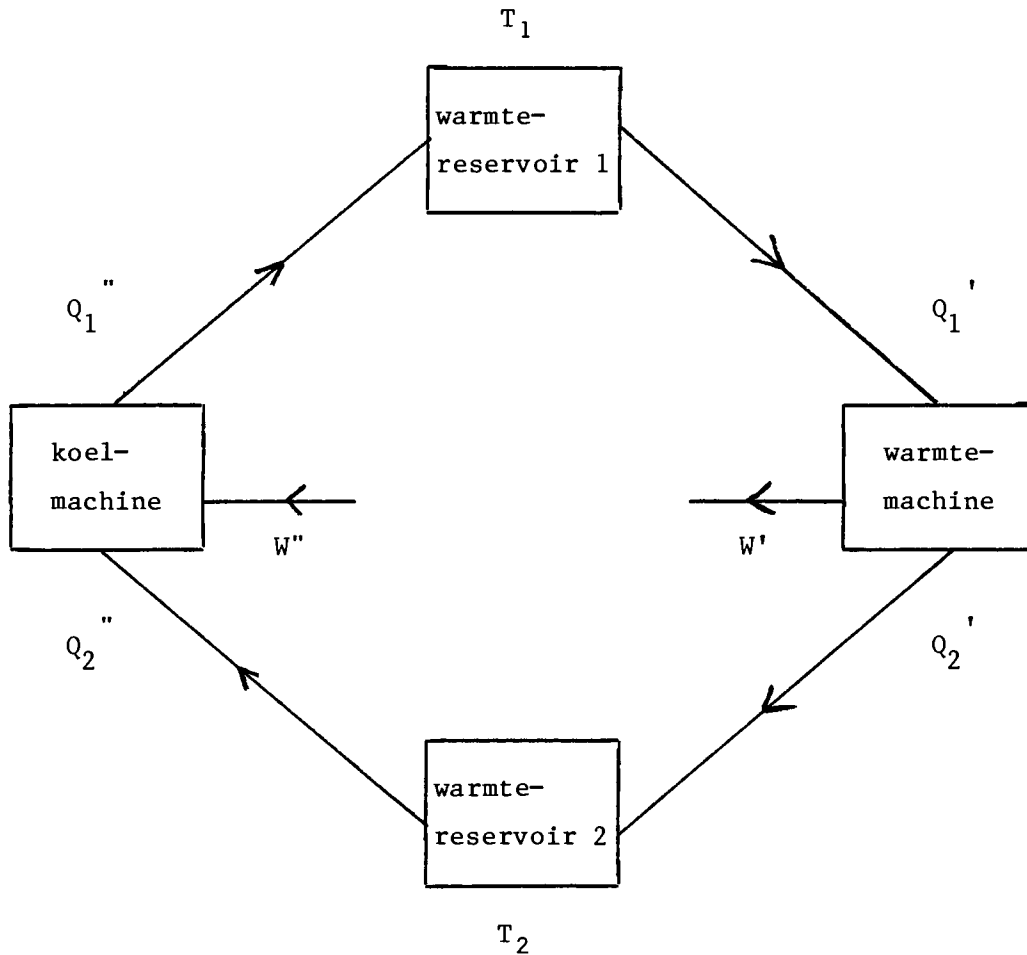


Fig. 2.3. Gekoppelde koel- en warmtemachine,  $T_1 > T_2$ .

Stel nu  $\rho'' > \rho'$ , dan is  $\frac{Q_2''}{Q_1''} > \frac{Q_2'}{Q_1'}$  of  $1 - \frac{Q_2''}{Q_1''} < 1 - \frac{Q_2'}{Q_1'}$  of  $\frac{W}{Q_1''} < \frac{W}{Q_1'}$

en dus is  $Q_1'' > Q_1'$  en met (2.2) volgt dan hieruit

$$Q_1'' - Q_1' = Q_2'' - Q_2' > 0$$

Hiermee zou men dus zonder meer warmte uit het reservoir 2 met temperatuur  $T_2$  kunnen pompen naar reservoir 1 waarvan de temperatuur  $T_1$  hoger is dan die van het reservoir 2. Dit kan niet volgens de tweede hoofdwet en dus is  $\rho'' \leq \rho'$ .

Stelling II

Voor elke warmte-, koel- en omkeerbare machine die werkt tussen de temperaturen  $T_1$  en  $T_2$  geldt  $\rho'' \leq \rho \leq \rho'$ , waarin  $\rho$  de warmte-uitwisselingscoëfficiënt van de omkeerbare machine is. Door tweemaal stelling I toe te passen, waarbij de omkeerbare machine eerst als warmtemachine en daarna als koelmachine wordt genomen is deze stelling eenvoudig te bewijzen.

Stelling III

De warmte-uitwisselingscoëfficiënten voor alle omkeerbare machines die werken tussen de temperaturen  $T_1$  en  $T_2$  zijn gelijk

$$\rho = \rho(T_1, T_2)$$

Beschouw twee omkeerbare machines A en B met  $\rho_a$  en  $\rho_b$ . Beschouw A als koel- en B als warmtemachine, dan is

$$\rho_a \leq \rho_b$$

Machine A kan ook als warmtemachine werken en B als koelmachine; dan is

$$\rho_a \geq \rho_b$$

en dus is

$$\rho_a = \rho_b$$

We krijgen nu het volgende diagram voor machines die werken tussen de temperaturen  $T_1$  en  $T_2$

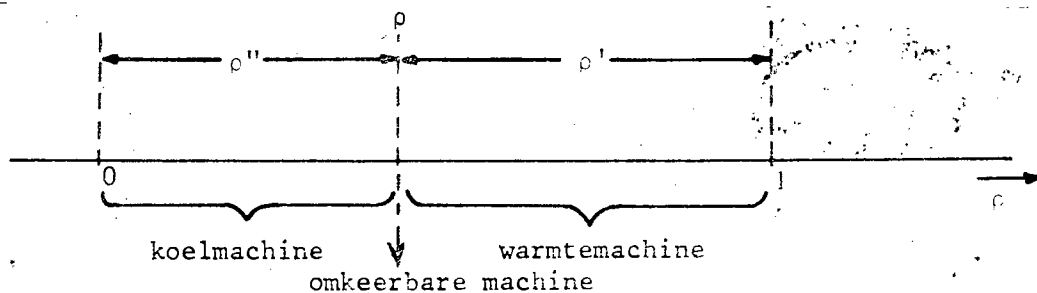


Fig. 2.4. Indeling van de omkeerbare-, koel- en warmtemachines, die werken tussen twee vaste temperaturen  $T_1$  en  $T_2$ .



We kunnen uit het voorgaande twee belangrijke conclusies trekken:

- a. Het thermisch rendement  $\eta_r$  en de prestatie-coëfficiënt  $C_r$  van reversibele machines zijn de maximale waarden van  $\eta$  en  $C$  voor warmte- en koelmachines die kunnen worden bereikt bij gegeven temperaturen  $T_1$  en  $T_2$ .

Immers uit  $\rho'' \leq \rho \leq \rho'$  volgt voor de warmtemachine  $1 - \rho \geq 1 - \rho'$  en dus

$$\eta_r \geq \eta \quad (2.3)$$

Opgave: Bewijs dat de maximale prestatie-coëfficiënt van een koelmachine wordt gegeven door de prestatie-coëfficiënt van een reversibele machine die werkt tussen dezelfde temperaturen.

- b. Daar de warmte-uitwisselingscoëfficiënt van alle reversibele machines die tussen twee gegeven temperaturen  $T_1$  en  $T_2$  werken hetzelfde is kunnen we deze waarden, als ook  $\eta_r$  en  $C_r$ , bepalen door bestudering van een willekeurige reversibele machine. Voor een Carnot-proces, een reversibel proces, geldt

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

Het maximaal bereikbare rendement van elke warmtemachine wordt dus gegeven door

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (2.4)$$

#### Voorbeeld

Het maximale, thermodynamische, rendement voor de huidige stoomcentrale wordt begrensd door de aanvangstemperatuur  $T_1 = 800$  K van het conversieproces. Bij  $T_2 = 300$  K wordt  $\eta_r = 1 - \frac{300}{800} = 62\%$ .

Wanneer de aanvangstemperatuur kan worden opgevoerd tot b.v. 3000 K

door verbranding met, met zuurstof verrijkte lucht en door toepassing van een conversieproces waarbij  $T_1 = 3000$  K kan zijn, wordt

$$\eta_r = 1 - \frac{300}{3000} = 90\%$$

De in de praktijk te bereiken rendementen worden echter beperkt door niet-reversibele processen. Stel dat de koppeling van een MHD generator, die werkt tussen  $T_1 = 3000$  K en  $T_2 = 2000$  K, en een stoomcyclus, die werkt tussen  $T_1^* = 800$  K en  $T_2^* = 300$  K, via een niet-reversibel warmtegeleidingsproces van 2000 K naar 800 K wordt gerealiseerd. Het maximale rendement van deze gecombineerde MHD-cyclus is dan niet gelijk aan 90% maar wordt verder verlaagd tot

$$\eta_{\text{totaal}} = \left(1 - \frac{2000}{3000}\right) + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{300}{800}\right) = 75\%$$

#### LITERATUUR

- [1] S.S.L. Chang, Energy Conversion, Hoofdstuk 2, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1963).

### 3. THERMONUCLEAIRE REACTIES

#### 3.1. Inleiding

In hoofdstuk 1 is uiteengezet dat bij het samensmelten van lichte kernen belangrijke hoeveelheden energie kunnen worden vrijgemaakt. Bij de D-T reactie wordt de beschikbare energie beperkt door de lithium voorraden maar is altijd nog goed voor 10.000 TWjr. Het benodigde tritium wordt uit lithium verkregen door neutronen bestraling in de reactor via de  $\text{Li}^6\text{-n}$  reactie.

De mogelijkheid die aanwezig is om bij het samensmelten van lichte kernen energie vrij te maken, is reeds in het begin van de jaren 1950 aanleiding geweest tot enkele voorstellen voor reasearchprogramma's die er op gericht waren deze thermonucleaire energie op grote schaal vrij te maken. Enkele grote projecten werden ondernomen en het onderzoek was, gezien de economische en politieke belangen, voor een belangrijk deel geheim. De eerste rapporten over vermeende successen werden in 1958 vrijgegeven. Neutronen afkomstig van thermonucleaire reacties zouden zijn aangetoond. Nog in hetzelfde jaar werd de mogelijkheid onderkend dat storende instabiliteiten de oorzaak van deze neutronenproductie zouden kunnen zijn. De problemen bleken groter en van meer fundamenteel karakter te zijn dan in eerste instantie werd vermoed en het besef dat een bestudering van de fundamentele processen in het plasma, het medium waarin thermonucleaire reacties kunnen optreden, zou moeten voorafgaan aan het produceren van zeer hete en dichte thermonucleaire plasma's heeft het onderzoek sinds 1958 sterk beïnvloed. Een zeer belangrijk deel van het thermonucleair onderzoek werd dan ook vanaf 1958 openbaar gemaakt.

Een van de eerste resultaten die dit meer fundamenteel gerichte onderzoek heeft opgeleverd is het inzicht dat de stabiliteit van het plasma het voornaamste probleem is bij het produceren van thermonucleaire plasma's. Men onderscheidt verschillende soorten van instabiliteit, waarvan vooral de magnetohydrodynamische katastrofaal is. Een uitgebreid theore-

tisch onderzoek naar mogelijke klassen van magnetische velden waarin plasma's kunnen worden opgesloten heeft als resultaat enkele magneto-hydrodynamisch stabiele configuraties opgeleverd.

De ontwikkelingen in het thermonucleaire onderzoek rechtvaardigen een korte introductie in dit college van de principes van mogelijke toekomstige fusiereaktoren. De eisen die aan een heet plasma, het medium van de fusiereaktor, moeten worden gesteld zijn de volgende:

type reaktor	temperatuur		nt (s/m <sup>3</sup> )
	(keV)	(K)	
D - T	10	10 <sup>8</sup>	5 x 10 <sup>20</sup>
D - D	60	6 x 10 <sup>8</sup>	5 x 10 <sup>21</sup>

De opgegeven temperatuur is de vereiste temperatuur in het medium van de reaktor. 1 eV is equivalent aan 11.600 K. Een opsluiting van het hete plasma, anders dan door materiële wanden, zal moeten worden bereikt. Deze opsluiting, met een karakteristieke opsluittijd  $\tau$ , kan worden gerealiseerd met behulp van magnetische velden. Het produkt van de dichtheid van de opgesloten plasmadeeltjes,  $n$ , en hun karakteristieke opsluittijd  $\tau$ , bepalen een tweede voorwaarde waaraan moet worden voldaan. De rond de jaren 1960 experimenteel gevonden karakteristieke opsluittijden bleken enkele orden van grootte (ca 300 x) te laag te zijn om een fusiereaktor te kunnen laten werken.

Gedurende de laatste decennia is een verdere positieve ontwikkeling te zien in de bereikte experimentele resultaten. De bereikte plasmaparameters liggen, vergeleken met 10 jaar geleden, momenteel orden van grootte dichter bij het thermonucleaire gebied (zie Figuur 3.1). De belangrijkste lijn van onderzoek is de Tokamak-lijn. Hierbij wordt het plasma in een toroïde machine door sterke toroïdale,  $B_{tor}$ , en poloïdale,  $B_{pol}$ , magnetische velden opgesloten. Het plasma wordt in eerste instantie verhit door een toroïdale plasmastroom  $I_p$ , die het poloïdale veld  $B_{pol}$  genereert. De plasmastroom  $I_p$  is de secundaire stroom van een "transformator" (zie figuur 3.2).

Wanneer men een fusiereaktor wil ontwikkelen, zal een sterke toename van de aktiviteit op het gebied van de fusietechnologie moeten worden geëntameerd. De huidige grote Tokamaks hebben magnetische velden tot 35 kG.

Voor toekomstige fusiereaktoren zullen o.a. enorme supergeleidende magneetspoelen beschikbaar moeten komen.

In de Europese Gemeenschap is in 1977 de beslissing genomen om een grote toroïdale thermonucleaire machine te bouwen: JET, Joint European Torus. Het is een Tokamak. De machine is in Engeland gebouwd en is in 1983 in bedrijf gesteld. De ontwerp plasmameters zijn  $T_i \approx 10$  keV ( $10^8$  K) en  $n\tau \approx 10^{20}$  s/m<sup>3</sup>, hetgeen wil zeggen dichtbij, c.q. in, het fusiereactor regime. In de periode 1983 tot en met 1992 zal de totale financiering van JET ongeveer 3 miljard gulden bedragen.

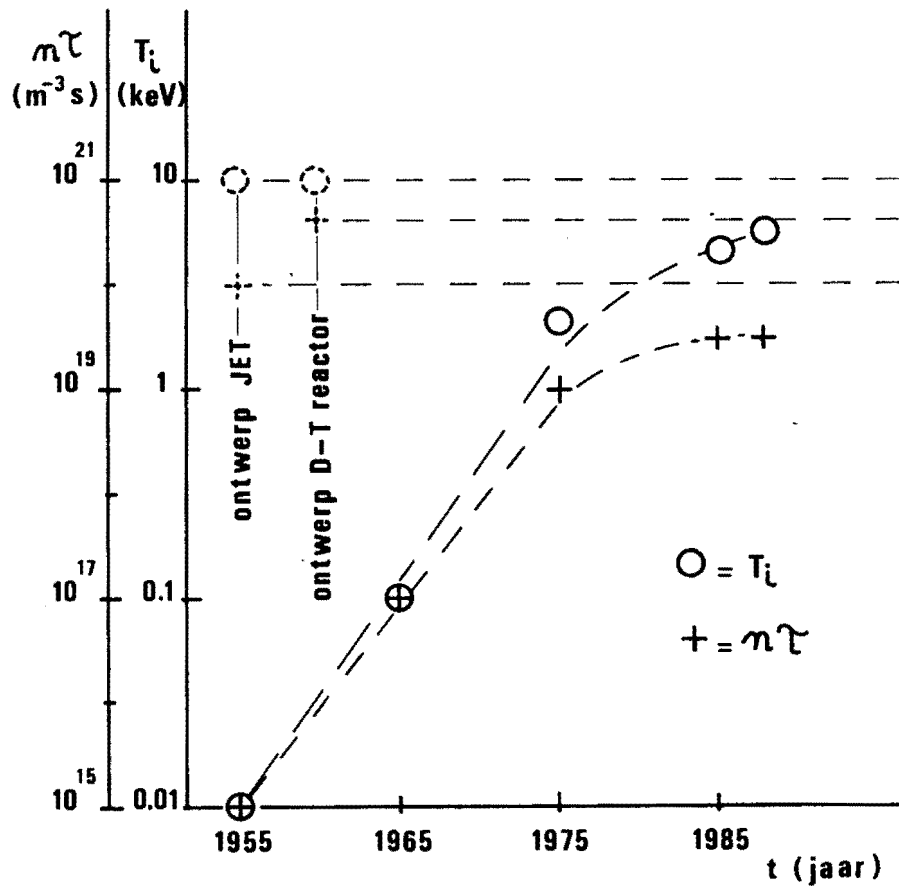


Fig. 3.1. De ontwikkeling van experimentele plasmameters.

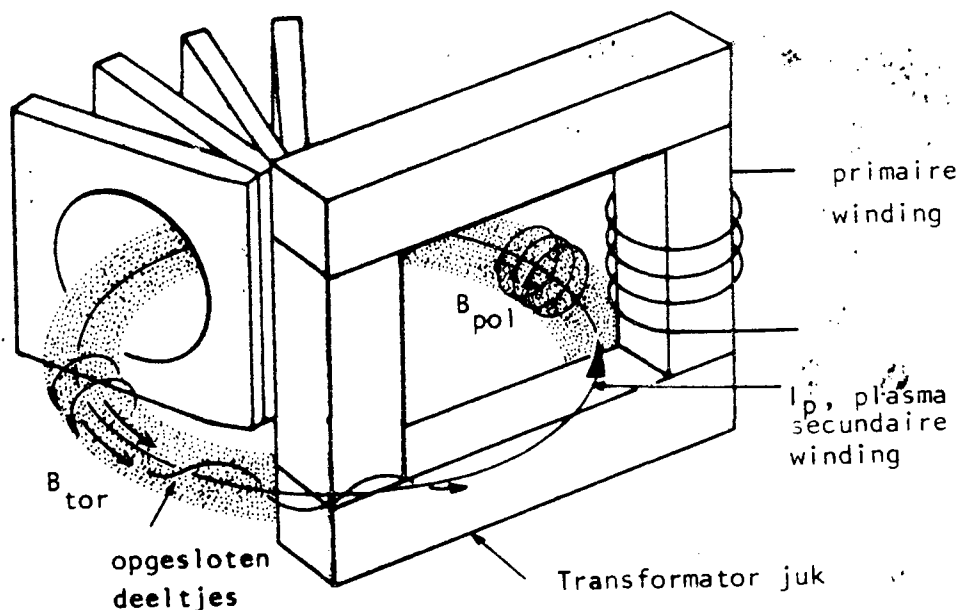


Fig. 3.2. Tokamak configuratie.

### 3.2. Plasma-opsluiting

Enkele principes van plasma-opsluiting met behulp van magnetische velden zijn aangegeven in figuur 3.3 en 4.4. De z-pinch is geschetst in figuur 3.3. De stroomdichtheid  $J_z$  geeft aanleiding tot een magnetische inductie  $B_\theta$ . De Lorentz-kracht  $\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B}$  is de pinch-kracht en moet de opsluiting bewerkstelligen. Mogelijke vervormingen, waarvan er twee zijn getekend, groeien echter snel aan en resulteren voor deze configuratie in een instabiliteit en zodoende in een veel te korte opsluittijd  $\tau$ . In toroïdale geometrie (figuur 3.3d) verkrijgt men het principe van opsluiting dat in de engelse machine ZETA werd toegepast.

Een stabielere vorm van opsluiting kan worden bereikt met een  $\theta$ -pinch (zie figuur 3.4a). Een azimuthale stroom  $J_{\theta 1}$  loopt zoals is aangegeven door een cylinderwand. De getekende cylinder (een spoel van één winding) is verbonden met een condensatorbatterij waarin b.v. 12 MJ aan energie kan worden opgeslagen. De axiale magnetische inductie  $B_z$  en de geïnduceerde stroomdichtheid  $J_{\theta 2}$  in het plasma geven aanleiding tot de pinch-kracht  $\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B}$ . Na samenknijpen zal onder ideale omstandigheden

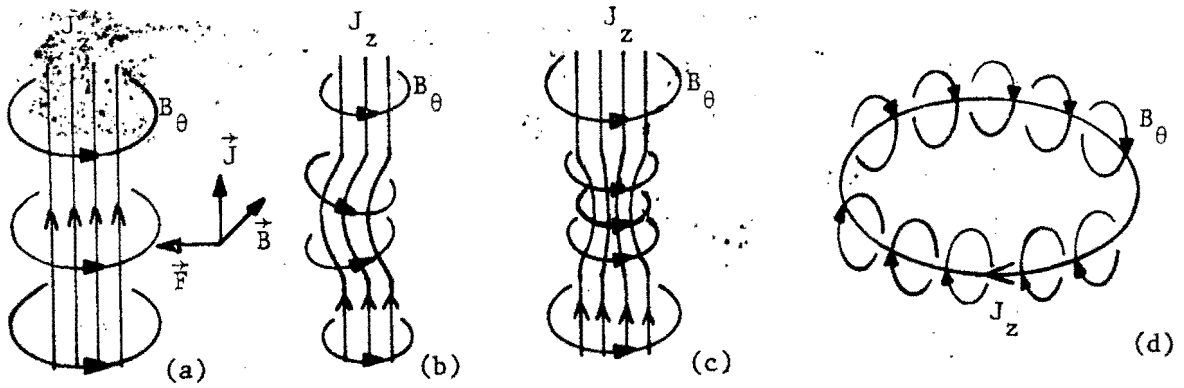


Fig. 3.3. Z-pinch met instabiliteiten.

een radiale verdeling van de energiedichtheid worden bereikt zoals is aangegeven in figuur 3.4b. Deze energiedichtheidsverdeling, ofwel drukbalans, geeft aan dat

$$nkT + \frac{B^2}{2\mu_0} = \text{constant}$$

Deze drukbalans staat bekend onder de relatie van Bennett.

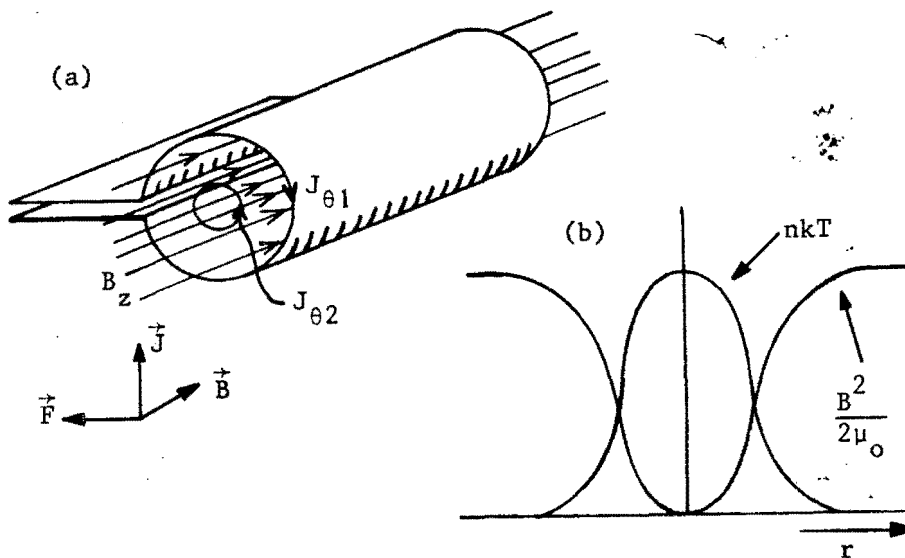


Fig. 3.4.  $\theta$ -pinch en drukbalans.

De opsluiting in de Tokamak maakt gebruik van een combinatie van toroïdale ("z-richting") velden,  $B_{\text{tor}}$ , en poloidale ("θ-richting") velden,  $B_{\text{pol}}$ , zoals deze in figuur 3.2 zijn aangegeven. Het toroïdale veld wordt aangelegd via een spoelenstelsel. Het poloidale resulteert van een in het plasma geïnduceerde stroom  $I_p$ . Er ontstaat dan een schroefvormig magnetisch veld waarin het plasma wordt opgesloten.

### 3.3. Thermonucleaire condities

De condities voor thermonucleaire reacties zoals deze in paragraaf 3.1 zijn genoemd kunnen globaal, eenvoudig worden afgeleid. Er zal aan twee eisen moeten worden voldaan.

#### 3.3.1. De plasmatemperatuur

Het plasma zal voldoende heet moeten zijn om aan de lichte kernen die energie te geven die nodig is om de afstotende Coulomb-krachten te overbruggen. Bij deze hoge temperatuur zal het plasma energie gaan uitstralen. De eerste eis stelt dat het vermogen geproduceerd door thermonucleaire reacties groter moet zijn dan het uitgestraalde vermogen.

Het thermonucleair geproduceerde vermogen per volume-eenheid wordt voor een deuterium tritium plasma gegeven door

$$P_{\text{DT}} = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} W \text{ (W/m}^3\text{)}$$

waarin

- n de dichtheid is van het plasma (electronen/m<sup>3</sup>);  $n_D = n_T = \frac{1}{2} n$ ;
- σ de werkzame doorsnede van de reactie (m<sup>2</sup>);
- v de snelheid van de ionen (m/s);
- W de fusiereactie-energie (J).

De vierkante haken geven aan dat de grootte  $\langle \sigma v \rangle$  is gemiddeld over de snelheidsverdeling van de ionen. De gemiddelde reactiesnelheid  $\langle \sigma v \rangle$  is voor de D-D en de D-T reactie gegeven in figuur 3.5.



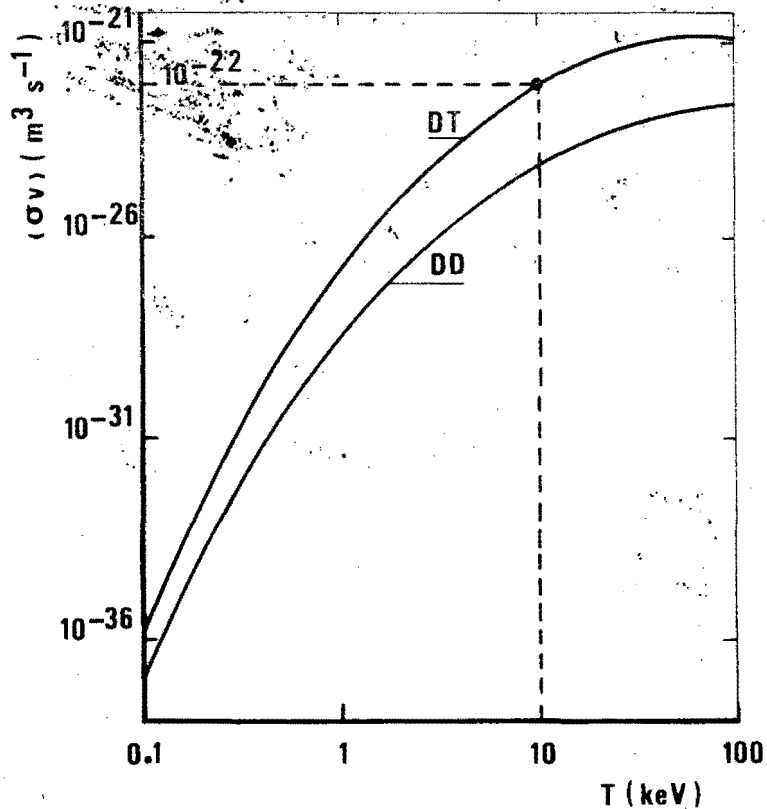


Fig. 3.5. Gemiddelde reaktiesnelheid voor de D-D en D-T reactie.

Om de balans tussen geproduceerd en uitgestraald vermogen op te maken dienen we inzicht te hebben in de stralingsprocessen. Bij de hoge temperatuur die in discussie is wordt de belangrijkste straling uitgezonden via remstraling. Dit is straling die optreedt doordat de beweging van een geladen deeltje wordt verstoord door de aanwezige Coulomb-velden van andere ladingsdragers. De remstraling voor een waterstofplasma wordt gegeven door

$$P_{\text{rem}} = \frac{1}{2} \times 10^{-36} n^2 T^{\frac{1}{2}} \text{ (W/m}^3\text{)}$$

waarbij  $n$  in  $\text{m}^{-3}$  en  $T$  in keV.

De balans is uitgezet in figuur 3.6. Aangezien zowel de produktie als de straling evenredig zijn met  $n^2$  is de balans onafhankelijk van de dichtheid van het plasma. Uit deze figuur blijkt dat de minimum temperatuur voor de D-T reactie bij ongeveer 50.000.000 K en voor de D-D reactie bij 300.000.000 K ligt. Het resultaat van de berekening van deze temperatuur is afhankelijk van de waarden die voor de werkzame doorsneden worden genomen en van de gekozen snelheidsverdeling.

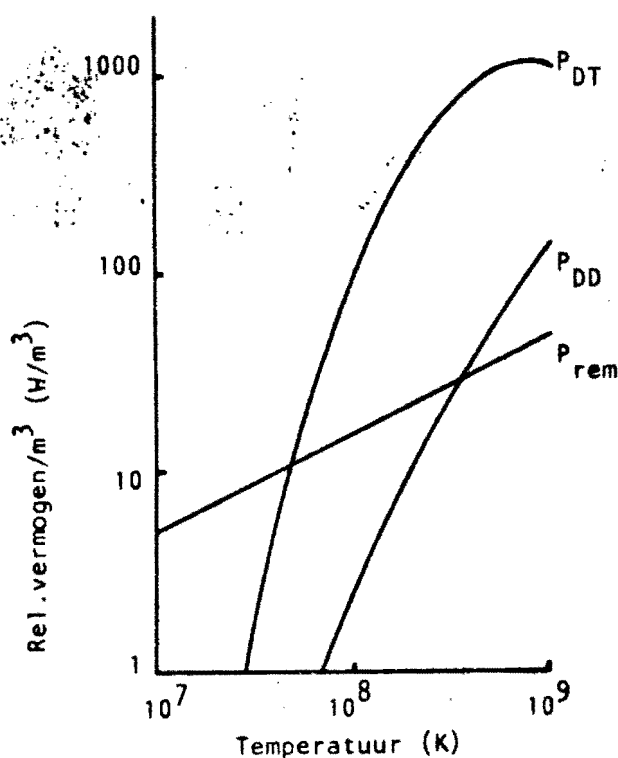


Fig. 3.6. Energiebalans voor fusiereakties.

### 3.3.2. De plasmadichtheid en de opsluittijd

De plasmadeeltjes moeten voldoende gelegenheid krijgen te reageren, d.w.z. te fuseren. Zoals zal blijken is hieruit een voorwaarde af te leiden voor het produkt van de plasmadichtheid en de opsluittijd van de deeltjes. Een globale berekening levert het volgende beeld.

Aangezien voor een D-T reactie de deeltjes een energie van ca 10 keV moeten hebben waarbij per deeltje gemiddeld een energie van ca 10 MeV vrijkomt moet minstens

$$\frac{\tau_{\text{conf}}}{\tau_{\text{reactie}}} = 0,001 \quad (3.1)$$

Hierin is  $\tau_{\text{conf}}$  (=  $\tau$ ) de gemiddelde opsluittijd van een deeltje en  $\tau_{\text{reactie}}$  de gemiddelde tijd die een deeltje nodig heeft om te fuseren.

Nu is

$$\begin{aligned}\tau_{\text{reactie}} &= \frac{1}{\text{aantal botsingen van een deeltje per sec}} \\ &= \frac{1}{n \langle \sigma v \rangle} \quad (3.2)\end{aligned}$$

Uit de vergelijkingen (3.1) en (3.2) volgt als minimale eis

$$n\tau_{\text{conf}} > \frac{0,001}{\langle \sigma v \rangle}$$

en met de gegevens uit figuur 3.5 volgt voor de D-T reactie met  $T \approx 5$  keV ( $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-24} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ )

$$n\tau_{\text{DT}} > 3 \times 10^{20} \text{ s/m}^3$$

Een analoge redenering levert voor de D-D reactie met  $T \approx 30$  keV ( $\langle \sigma v \rangle \approx 5 \times 10^{-24} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ )

$$n\tau_{\text{DD}} > 2 \times 10^{21} \text{ s/m}^3$$

De eisen die zijn afgeleid voor de temperatuur  $T$  en voor het produkt  $n\tau_{\text{conf}}$  van dichtheid en opsluittijd staan bekend onder het criterium van Lawson.

#### LITERATUUR

- [1] J. Maple, Natuur en Techniek 55, 5, 1987.

#### 4. MAGNETOHYDRODYNAMISCHE ENERGIECONVERSIE

##### 4.1. Inleiding

Bij deze omzetting hebben we te maken met een in een magnetisch veld bewegend en geleidend medium: magnetohydrodynamica (MHD).

Het principe van deze omzetting is reeds in januari 1832 door Michael Faraday voorgesteld tijdens een vergadering van de Royal Society of London. Hij was uitgenodigd voor het geven van "The Bakerian Lecture for 1832", welke was getiteld: "Experimental Researches in Electricity". Het is Faraday geweest die heeft geconstateerd dat in sommige vaste stoffen een elektrische stroom wordt opgewekt wanneer deze stoffen in beweging worden gebracht in magnetische velden. Hij was ervan overtuigd dat soortgelijke effecten in deformeerbare media, in concreto in vloeistoffen, zouden moeten kunnen optreden. Om dit te bevestigen voerde hij experimenten uit in het meer van Kensington Palace. Hij verkreeg hiervoor de vereiste koninklijke toestemming. Faraday veronderstelde dat het aardmagneetveld niet met de aarde meedraaide en dat het water van het meer met het draaien van de aarde zich door dit magneetveld bewoog. Aldus zou een elektrische stroom moeten worden geïnduceerd. Het gedetailleerd vastleggen van de omstandigheden waaronder zijn experiment werd uitgevoerd kan menige hedendaagse experimentator tot voorbeeld strekken. Hij vermeldt onder andere: het meer is kunstmatig aangelegd en is gevuld met water van de Chelsea Company; de oevers van het meer lopen bij benadering oost-west en noord-zuid; en verder: twee perfect schone en glanzende roodkoperen platen worden in het water, noord-zuid ten opzichte van elkaar gestationeerd; de roodkoperen meetlijn, 600 voet lang, ligt in het gras langs de oever. Faraday was er zich van bewust dat bij de gemaakte veronderstelling ook de meetkabel zich in het aardmagneetveld bewoog en dat de hierin opgewekte stroom het te meten effect zou tegenwerken. Hij verwachtte echter dat het verschil in geleidingsvermogen van roodkoper en water een netto effect zou opleveren. Nauwkeurige analyse van zijn meetresultaten, en ook hier zij de originele tekst ter lezing en lering aanbevolen, leverde geen positief resultaat op.

Faraday's volgende stap was het stilstaande water te vervangen door het stromende water van de Thames. Hij experimenteerde gedurende drie dagen bij de Waterloo bridge; 900 voet koperen meetkabel gelegd over de railing van de brug verbond de twee in het water neergelaten elektroden met de galvanometer. In dit experiment beweegt zich een geleidend deformeerbaar medium, the Thames-water, in een magnetisch veld, het aardmagneetveld, waarbij een elektrische stroom geïnduceerd moet worden. Faraday schrijft over dit experiment het volgende: "I constantly obtained deflections at the galvanometer but they were irregular and were, in succession, referred to other causes than the sought for". Ondanks dit negatieve resultaat stelt hij: "Theoretically it seems a necessary consequence, that where water is flowing in a magnetic field, there electric currents should be formed", en hiermee heeft hij het principe voor de magnetohydrodynamische energieconversie vastgelegd.

Dit voorstel, dat zonder belangrijke ontwikkelingen honderd jaar is blijven liggen, is opnieuw in de belangstelling gekomen in de jaren omstreeks 1930 toen Langmuir de toestand van een heet en geïoniseerd gas als vierde aggregatietoestand introduceerde. Naast de vaste, vloeibare en gasvormige toestand noemde hij de geïoniseerde toestand waarin een gas geraakt bij voldoende verhitting: plasma. Vele experimenten zijn in de dertiger jaren uitgevoerd, waarbij plasma als het bewegende en geleidende medium werd gebruikt. Zij hebben evenmin het beoogde resultaat opgeleverd. De nog te hoge weerstand van het plasma beperkte het geproduceerde elektrische vermogen. De sterke ontwikkeling van het plasma-onderzoek gedurende de laatste decennia heeft de belangstelling voor de magneto-hydrodynamische energieconversie opnieuw vergroot. Naast grote proefmodellen die in vele landen werken, is nu de eerste proefcentrale in aanbouw in Ryazan in de omgeving van Moskou. Deze centrale, de U-500, zal aan het net een elektrisch vermogen gaan leveren van 500 MW.

#### 4.2. De werking van de MHD generator

Het principe van de MHD conversie is geschetst in figuur 4.1. Het geïoniseerde gas, plasma, waarin vrije elektronen, ionen en neutrale deeltjes aanwezig zijn, wordt met een snelheid  $\vec{v}$  door een magnetisch veld  $\vec{B}$

geleid. De kracht op de individuele ladingsdragers is ( $\vec{B}$  is constant):

$$\vec{F}(t) = q\{\vec{E}(t) + \vec{v} \times \vec{B}\}$$

Bij de aanvang van het experiment op  $t = 0$  is  $\vec{E} = 0$  en dus

$$\vec{F}(0) = q(\vec{v} \times \vec{B}) \equiv q \cdot \vec{E}_{\text{ind}}$$

Voor ionen is  $q$  positief en voor elektronen negatief, waardoor polarisatie van het medium optreedt. De elektroden worden opgeladen en bij een open circuit treedt op  $t = t_1$  evenwicht op

$$\vec{F}(t_1) = 0 = q\{\vec{E}(t_1) + (\vec{v} \times \vec{B})\}$$

ofwel:

$$\vec{E}(t_1) + \vec{E}_{\text{ind}} = 0$$

De geladen deeltjes gaan nu ongehinderd door.

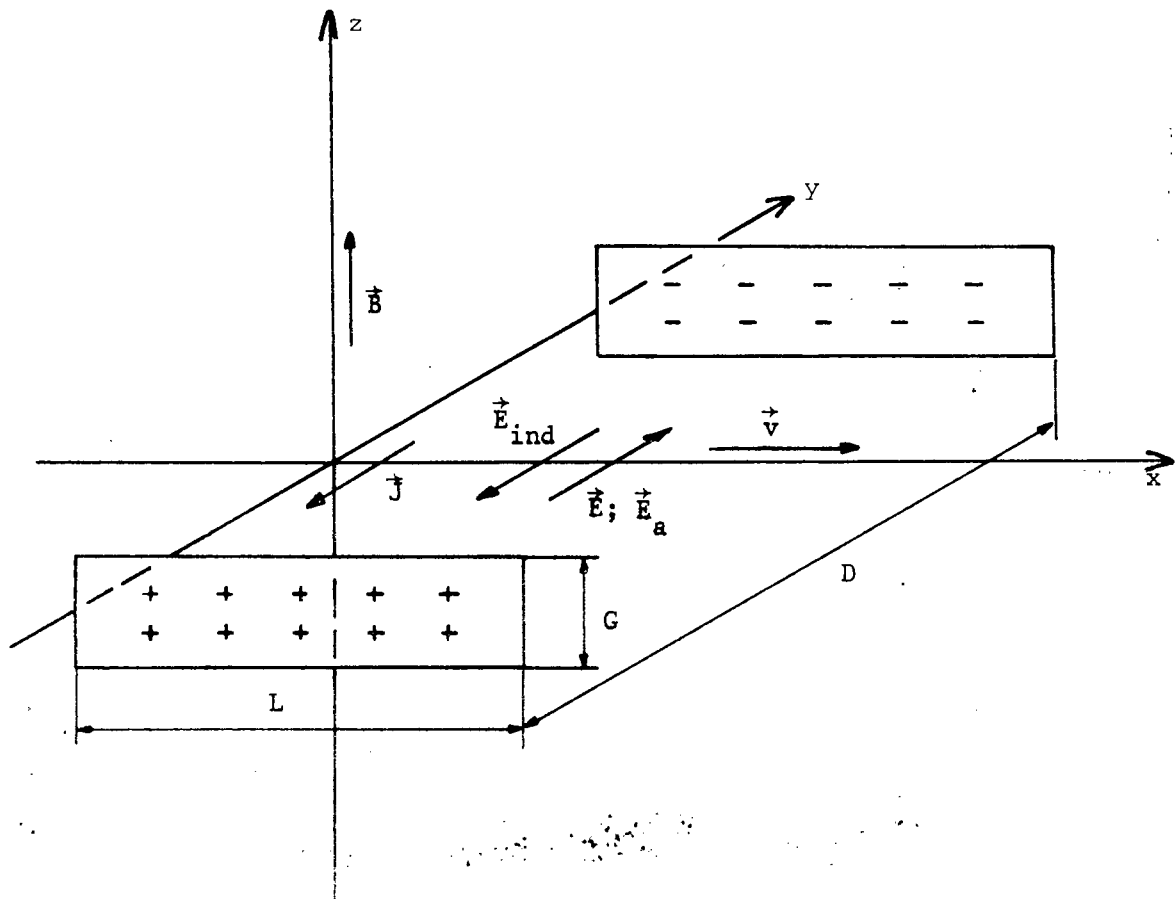


Fig. 4.1. Principe van een magnetohydrodynamische generator.

Wordt nu de generator belast dan gaat er een stroomdichtheid  $\vec{J}$  in de generator lopen. Tengevolge hiervan ontstaat de Lorentz-kracht per eenheid van volume ( $\vec{J} \times \vec{B}$ ), en er wordt elektrische energie geleverd. De Lorentz-kracht werkt remmend op het medium. De conclusie dat het medium nu ook vertraagd wordt en de kinetische energie afneemt is nog niet gerechtvaardigd. Hiervoor moeten alle krachten beschouwd worden, ook b.v. de drukgradiënten.

Wanneer we in plaats van de belasting een spanningsbron aansluiten met een elektrisch veld  $\vec{E}_a$  tegengesteld aan  $\vec{E}_{ind}$  en een grootte van de spanning zodanig dat  $\vec{E}_a$  groter is dan  $\vec{E}_{ind}$  (zie figuur 4.1) dan gaat een stroom lopen in de richting van dit veld  $\vec{E}_a$  en de Lorentz-kracht  $\vec{J} \times \vec{B}$  werkt nu versnellend op het medium. Volgens dit principe werkt een plasmajet. In het voor ons interessante gebied, namelijk de opwekking van elektrische energie, zal uiteraard steeds gelden

$$|\vec{E}| < |\vec{E}_{ind}|$$

#### 4.3. Open en gesloten MHD systemen

Alvorens over te gaan tot het berekenen van een eenvoudige generator zullen we eerst twee systemen beschrijven die in ontwikkeling zijn.

##### 4.3.1. Open systeem

Gas, olie of kolen worden aan een brander toegevoerd samen met zuurstof of met zuurstof verrijkte lucht. De zuurstof dient om een hoge verbrandingstemperatuur (tot 3000 K) te verkrijgen. Door de verbranding ontstaat naast dissociatie ook ionisatie. Er komen vrije elektronen en ionen in het medium en we hebben een plasma. Dit stroomt door de MHD generator en er wordt elektrische energie opgewekt. Het, na de MHD generator, in temperatuur verlaagde medium kan nog gebruikt worden als warmtebron voor een stoomturbine. Schematisch is dit proces in figuur 4.2 weergegeven.

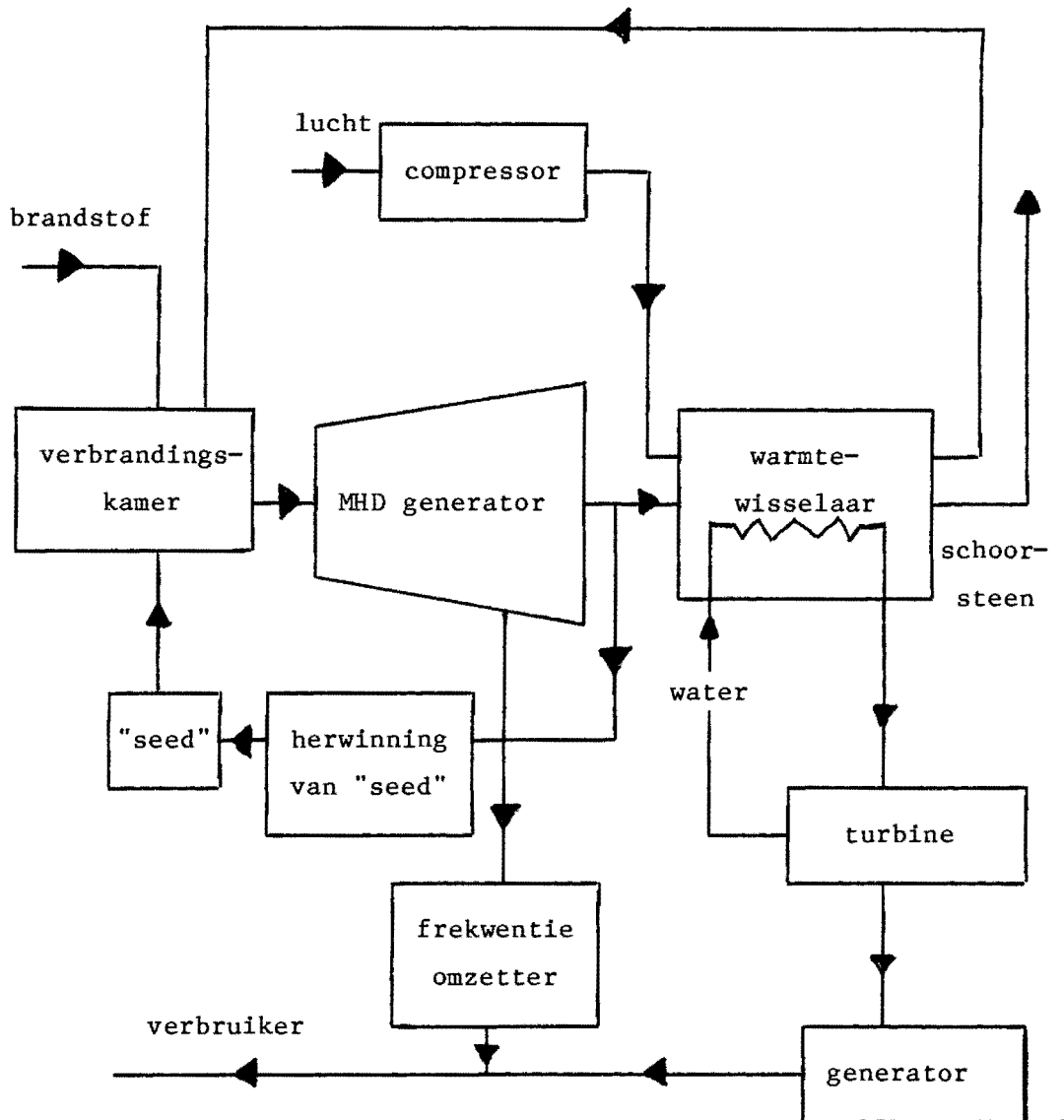


Fig. 4.2. Open MHD stoomcentrale. Het hete verbrandingsgas wordt rechtstreeks door de MHD generator gestuurd en levert vervolgens warmte aan de conventionele stoomcyclus.

Uit het thermodynamisch rendement van een reversibele machine (een machine die geen eigen verliezen heeft) kunnen we zien dat het rendement van een MHD generator veel hoger kan zijn dan dat van een conventionele centrale. Bij het produceren van stoom is de temperatuur van de vlam ca 1600 K, maar de temperatuur van de stoom is veel lager, namelijk ca 800 K. Stellen we de temperatuur van de afgewerkte stoom op 360 K dan komen we tot een maximaal te bereiken rendement voor de stoomcyclus van

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{360}{800} = 0,55 \text{ ofwel } 55\%$$



Door niet reversibele processen wordt dit rendement in de centrales niet gehaald. Het rendement ligt voor de meest centrales rond de 40%.

Voor een MHD generator, die met veel hogere begintemperatuur (ca 2700 K) werkt, komen we voor het maximaal te bereiken rendement op

$$\eta = 1 - \frac{360}{2700} = 0,87 \text{ ofwel } 87\%$$

Door de eigen verliezen en hulpapparatuur daalt dit rendement aanzienlijk, maar berekend wordt dat dit ca 50% wordt, hetgeen een rendementsverbetering van ongeveer 25% betekent. De MHD generator kan pas concurrerend werken wanneer er eenheden van ca 500 MW gebouwd kunnen worden. De Russen hebben een model MHD centrale in bedrijf volgens dit open systeem: de U-25. Deze MHD generator heeft vele malen honderden uren gewerkt en maximaal een elektrisch vermogen van 20.4 MW aan het Moscow-net geleverd (vgl. tabel 4.II). Op basis van de bereikte resultaten heeft men besloten een centrale van 500 MW te bouwen. Deze centrale, in aanbouw in Ryazan in de omgeving van Moskou komt in het begin van de jaren negentig in bedrijf.

#### 4.3.2. Gesloten systeem

Dit systeem kenmerkt zich doordat het medium niet wordt afgevoerd, maar wordt rondgeleid (zie figuur 4.3).

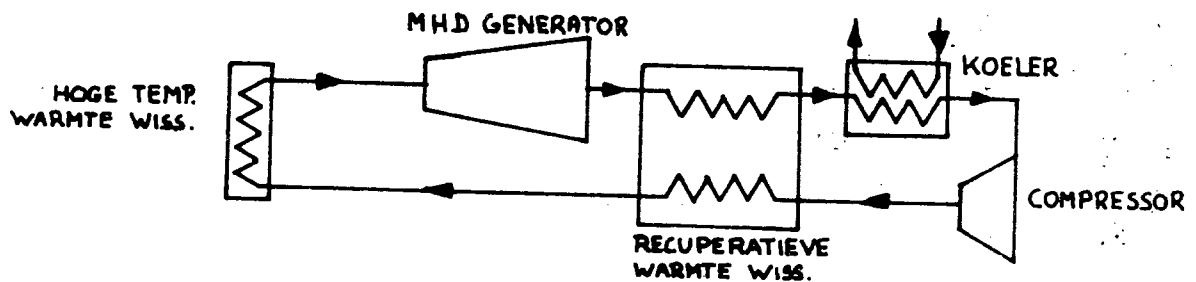


Fig. 4.3. Gesloten MHD stoomcentrale. In het gesloten MHD circuit wordt een edelgas als medium gebruikt. De maximale temperatuur in de cyclus kan beperkt blijven tot 2000 K.

Warmte verkregen bij verbranding van fossiele brandstoffen wordt via een hoge temperatuur (2000 K) warmtewisselaar toegevoerd aan een edelgas b.v. argon. Bij toevoeging van enkele promillen cesium is het gelei-

dingsvermogen van het plasma bij een plasmatemperatuur van 2000 K voldoende ( $\sigma \approx 20$  mho/m) om stromen in de MHD generator te genereren (vgl. tabel 4.I).

	$T_{\text{gas, stagn}} \text{ (K)}$	$T_{\text{gas}} \text{ (K)}$	$T_{\text{elektronen}} \text{ (K)}$	$\sigma \text{ (mho/m)}$
verbrandings- gas + inzaai	3000	2500	2500	5
edelgas + inzaai	2000	1000	2600	20

Tabel 4.I. Karakteristieke parameters voor open en gesloten MHD generatoren.

Na expansie in de MHD generator wordt het gas via een compressor teruggevoerd naar de hoge temperatuur warmtewisselaar. Experimentele generatoren hebben gedurende korte tijden (10 sec) elektrische vermogens geleverd van 735 kW. Hierbij is een enthalpie-extractie gerealiseerd van 11%. De enthalpie-extractie,  $\eta_{\text{ent}}$  geeft aan de verhouding van de door de MHD generator aan de belasting geleverde elektrische energie en de totaal aan de ingang toegevoerde energie (vgl. tabel 4.II).

In tabel 4.I is te zien dat het edelgas systeem (de gesloten MHD generatoren) bij een lagere stagnatietemperatuur (d.i. de temperatuur van het gas bij  $v = 0$ ) kan werken dan de open MHD generator. Dit is mogelijk omdat in een edelgas een twee-temperaturen plasma wordt opgebouwd. De elektronentemperatuur (2600 K) is veel hoger dan de gastemperatuur (1000 K). Deze hoge elektronentemperatuur kan ontstaan omdat de energie, die via de elektrische stroomdichtheid aan de elektronen wordt toegevoerd ( $j^2/\sigma$ ), nauwelijks wordt afgevoerd naar de zware deeltjes in het plasma. De werkzame doorsnede van botsingen van elektronen met zware deeltjes, waardoor energie wordt overgedragen, is namelijk klein voor edelgasen bij de heersende plasmameters. Verder laat tabel 4.II zien dat in de gesloten schoktunnel experimenten een hoge enthalpie-extractie ( $\eta = 24\%$ ) en een hoge vermogensdichtheid ( $P_{\text{out, spec}} = 140 \text{ MW/m}^3$ ) is bereikt. De korte tijden van 5 msec in de schoktunnel experimenten zijn verlengd tot 10 sec in het blow down experiment aan de TU te Eindhoven. Dit experiment werkt bij  $T_{\text{gas, stagn}} = 2000 \text{ K}$  en met een ingangsvermogen van 5 MW. De MHD blow down installatie van de TU Eindhoven heeft een elektrisch

EXPERIMENTELE RESULTATEN VAN OPEN EN GESLOTEN MHD GENERATOREN

	systeem	$T_{\text{gas, stagn}}(\text{K})$	$P_{\text{in}}(\text{MW})$	$P_{\text{out}}(\text{MW})$	$\text{Vol}(\text{m}^3)$	$P_{\text{out, spec}}(\text{MW}/\text{m}^3)$	$\eta_{\text{ent}}(\%)$
AVCO Mark V, US	open, gepulsd	3100	400	32	0,8	40	8
MOSCOW U-25, USSR	open, continu	2900	300	20,4	2	10	6,8
GE Schoktunnel, US	gesloten, A + Cs	2000	5,5	0,5	0,012	40	9
GE Schoktunnel, US	gesloten, Ne + Cs	3520	9,4	1,8	0,04	45	19,3
Frascati Blow down, Italië	gesloten, He + Cs	1700	0,58	0,006	0,0004	16	1,1
TUE Schoktunnel, Nederland	gesloten, A + Cs	3600	5,8	1,4	0,010	140	24
TUE Blow down, Nederland	gesloten, A + Cs	1900	5,0	0,735	0,014	52	11

Tabel 4.II. Experimentele resultaten van open en gesloten MHD generatoren.

vermogen van 735 kW gegenereerd.

Een overzicht van experimentele resultaten met gesloten MHD installaties is gegeven in tabel 4.III.

CLOSED-CYCLE MHD EXPERIMENTS (BLOW-DOWN/CONTINUOUS) IN THE WORLD

	$P_{th}$ (MW)	$T_{st}$ (K)	$P_{st}$ (bar)	$\dot{m}$ (kg/s)	$B_{max}$ (T)	$M_{in}$	gas+seed (% seed)	$P_{el}$ (MW)	primary energy/remarks
MIT	4.2	2000	5	0.4	1.3	2.2	He+Cs (0.3)	0.008	electric/blow-down, 10 s
Saclay	1	1675	-	0.1	2.2	0.2-0.7	He+Cs (0.01-1.00)	0	electric/blow-down, 100-200 ms
NASA	-	1950-2000	-	0.1	1.8	0.2	He+Cs	0.001	continuous
Frascati	0.5-1.3	1700-1800	1.1-4.0	0.06-0.14	3.5	0.25-0.75	He+Cs (0.2-0.4)	0.007	electric/blow-down, 10 s
Toronto	1-10	2200-2500	8	-	1.7-5	-	A/He+Cs	0	blow-down
Jülich	5	1870	4	2	4	0.72	A+Cs	0	continuous
IRD	-	2000	-	0.01	-	-	He+Cs	0	continuous
Toshiba	-	1500	-	0.1	2.7	0.3	He+K (0.03)	0	electric/blow-down < 30 s
Garching	-	2000	1.3	0.08	4	0.5	A+K (0.14)	0	electric arc/ continuous
TU Eindhoven	5	1950	7	5	5	1.6	A+Cs (0.01-0.1)	0.735	fossil/blow-down, 10 s linear
TIT Tokyo	5	1950	7	5	5	1.6	A+Cs (0.001-0.01)	0.050	fossil/blow-down, 10 s disk

Tabel 4.III. Overzicht experimentele resultaten met gesloten MHD installaties [1].

4.4. De MHD generator gezien vanuit de individuele ladingsdragers [2]

4.4.1. De beweging van elektronen in een elektrisch en magnetisch veld

De bewegingsvergelijking voor een elektron in een constant  $\vec{E}$  en  $\vec{B}$  veld zonder botsingen luidt

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v}_e \times \vec{B} \quad (4.1)$$

We definiëren een snelheid  $\vec{v}_e'$  door

$$\vec{v}_e \equiv \vec{v}_e' + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (4.2)$$

Substitutie van (4.2) in (4.1) levert

$$m_e \frac{d\vec{v}_e'}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v}_e' \times \vec{B} - \frac{e}{B^2} \{(\vec{E} \times \vec{B}) \times \vec{B}\} \quad (4.3)$$

Met de voorwaarde  $\vec{E} \perp \vec{B}$  is  $(\vec{E} \times \vec{B}) \times \vec{B} = -B^2\vec{E}$  en wordt (4.3)

$$m_e \frac{d\vec{v}_e'}{dt} = -e\vec{v}_e' \times \vec{B} \quad (4.4)$$

hetgeen wil zeggen dat  $\vec{v}_e'$  de oplossing is van de gyratiebeweging van het elektron om de magnetische krachtlijn  $\vec{B}$  met  $\vec{E} = 0$  ofwel

$$\vec{v}_e' = \frac{e}{m_e} \vec{B} \times \vec{r} = \vec{\omega}_e \times \vec{r}$$

waarin  $\vec{\omega}_e$  de elektroncyclotronfrequentie is.

Vergelijking (4.2) leert dan dat de totale beweging is samengesteld uit een gyratiebeweging  $\vec{v}_e'$  en een driftbeweging met driftsnelheid

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (4.5)$$

Zowel  $\vec{v}_e'$  als  $\vec{v}_D$  staat loodrecht op  $\vec{B}$ .

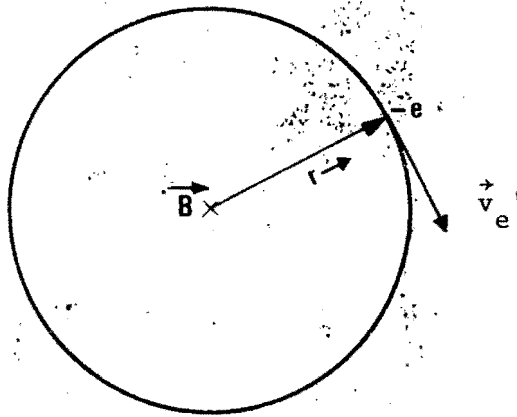


Fig. 4.4. Gyratiebeweging van het elektron.

Houden we rekening met botsingen dan wordt de bewegingsvergelijking voor de elektronen

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v}_e \times \vec{B} - m_e (\vec{v}_e - \vec{v}) \nu_c \quad (4.6)$$

De laatste term vertegenwoordigt de impulsverandering van het elektron tengevolge van botsingen. Aangenomen is dat het elektron na een botsing de snelheid  $\vec{v}$  van het medium heeft aangenomen.  $\nu_c$  is de elektronen botsfrequentie, dat wil zeggen het aantal botsingen per seconde met de zware deeltjes.

Middeling van vergelijking (4.6) over de elektronen geeft voor een stationaire toestand

$$0 = -e\vec{E} - e\vec{u}_e \times \vec{B} - m_e (\vec{u}_e - \vec{v}) \nu_c \quad (4.7)$$

waarin  $\vec{u}_e$  de gemiddelde elektronensnelheid is.  $\vec{v}$  is de snelheid van het medium, dus van de zware deeltjes en van de ionen.

Met de definitie voor de stroomdichtheid  $\vec{j} = -en_e(\vec{u}_e - \vec{v})$  kan (4.7) geschreven worden als

$$0 = n_e e\vec{E} + n_e e\vec{v} \times \vec{B} - \vec{j} \times \vec{B} - \frac{m_e \nu_c}{e} \vec{j}$$

of

$$\vec{j} + \frac{\omega_e}{\nu_c} \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{B} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.8)$$

waarin  $\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c}$  het elektrisch geleidingsvermogen van het plasma is.

Opgave: Toon aan dat de wet van Ohm, zoals geschreven in vergelijking (4.8) ook geschreven kan worden als

$$\vec{j} = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \left( \vec{E}^* - \beta \frac{\vec{E}^* \times \vec{B}}{B^2} \right) \quad (4.9)$$

waarin  $\vec{E}^* = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}$  het totale elektrische veld,

$\beta = \omega_e / \nu_c$  de Hall-parameter, en

$\omega_e = eB/m_e c$  de elektronencyclotronfrequentie is.

Aanwijzing: Vermenigvuldig vergl. (4.8) vectorieel met  $\vec{B}$  en maak gebruik van  $\vec{j} \perp \vec{B}$ . Combineer het resultaat met vergl. (4.8) om de term  $\vec{j} \times \vec{B}$  te elimineren.

Naar aanleiding van vergl. (4.9) kan het volgende worden opgemerkt:

- als  $\vec{B} = 0$  gaat vergl. (4.9) over in  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ , de gewone wet van Ohm;
- de faktor  $\frac{1}{1 + \beta^2}$  representeert de beperking van de bewegelijkheid van de elektronen door het gyreren om de magnetische krachtlijnen;
- de tweede term tussen haken is het gevolg van de  $\vec{E} \times \vec{B}$  drift.

Samenvattend kunnen we het volgende vaststellen:

- In een MHD generator wordt een stroom geïnduceerd doordat de elektronen een netto verplaatsing ondergaan ten opzichte van de zware deeltjes (met name de ionen).
- De elektronen hebben in eerste instantie de neiging een gyratiebeweging om de magnetische krachtlijnen uit te voeren. Botsingen met neutrale deeltjes geven een impuls aan het elektron in de richting van de gassnelheid, die echter direkt in een nieuwe gyratie wordt omgezet. Dit levert een verplaatsing van het gyratiecentrum op in de dwarsrichting van de generator, waardoor een netto elektrische stroom ontstaat.
- Door de  $\vec{E} \times \vec{B}$  drift van de elektronen is de stroomdichtheidsvector niet evenwijdig aan  $\vec{E}^*$ . De hoek hangt af van de Hall parameter  $\beta$ .

#### 4.4.2. De één-dimensionale MHD generator

Wanneer de grootheden in de MHD generator alleen in de x-richting veranderen (grenslagen worden dus verwaarloosd) dan kan, bij constant magneetveld en gesegmenteerde elektroden (om  $E_x \neq 0$  toe te laten), vergl. (4.9) uitgeschreven worden als

$$\left. \begin{aligned} j_x &= \frac{\sigma}{1 + \beta^2} [E_x - \beta (E_y - uB)] \\ j_y &= \frac{\sigma}{1 + \beta^2} [(E_y - uB) + \beta E_x] \\ j_z &= 0 \end{aligned} \right\} (4.10)$$

Hierbij is

$$\begin{aligned} \vec{B} &= (0, 0, B) \\ \vec{v} &= (u(x), 0, 0) \\ \vec{E} &= (E_x, E_y, 0) \end{aligned}$$

en

$$E_x^* = E_x, E_y^* = E_y - uB, \text{ en } E_z^* = 0.$$

Voor  $B = 0$  en dus  $\beta = 0$ , is  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$  met  $\sigma$  een scalar. Voor  $B \neq 0$  en met veel botsingen en dus  $\beta = 0$ , wordt  $\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ .

#### 4.4.3. De Faraday-generator (zie figuur 4.1.)

$$E_x = 0 \text{ en } j_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_y - uB)$$

Het uitwendige elektrische vermogen,  $P_e$ , wordt o.a. bepaald door de belasting:

- voor een open generator is  $j_y = 0$ ,  $E_y = uB$  en  $P_e = 0$ ;
- voor een kortgesloten generator is  $E_y = 0$  en  $P_e = 0$ ; en
- voor een eindige belastingsfactor  $k = E_y/uB$  wordt de vermogensdichtheid,  $p_e$ , van de generator (vermogen per volume-eenheid van het MHD kanaal) gegeven door (zie figuur 4.6)



$$\begin{aligned}
 p_e &= -j_y E_y = -\frac{\sigma}{1 + \beta^2} (kuB - uB) \cdot kuB \\
 &= \frac{\sigma}{1 + \beta^2} u^2 B^2 k(1 - k)
 \end{aligned}
 \tag{4.11}$$

Opmerking: In de Faraday generator is  $j_x \neq 0$ ; deze stroom wordt teruggevoerd door de elektroden.

#### 4.4.4. Gesegmenteerde Faraday-generator

De segmentatie is aangebracht om  $j_x$  te onderbreken (vergl. figuur 4.5). Nu is  $E_x \neq 0$  en uit  $j_x = 0$  volgt  $E_x = \beta(E_y - uB)$  en dus na invullen in vergelijking (4.10)

$$j_y = \sigma(E_y - uB)$$

De vermogensdichtheid wordt dan

$$p_e = -j_y E_y = -\sigma(k - 1)uB \cdot kuB = \sigma u^2 B^2 k (1 - k)$$

Conclusie: de goed gesegmenteerde Faraday generator levert voor elke  $\beta$  hetzelfde (maximale) vermogen als de Faraday generator met  $\beta = 0$  (vergl figuur 4.6).

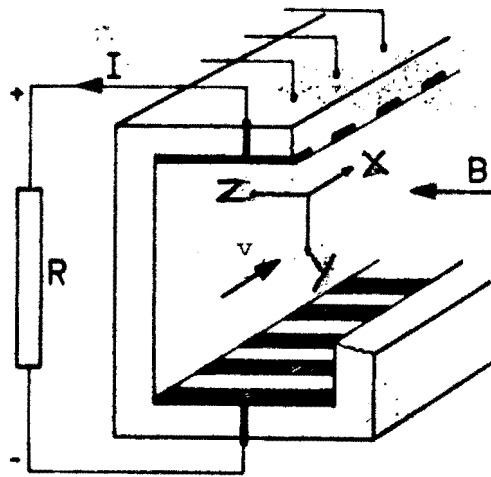


Fig. 4.5. Het principe van een MHD generator. Het plasma stroomt met grote snelheid door het aangegeven magnetische veld  $\vec{B}$ . Door de Lorentz-kracht wordt het elektrische veld  $\vec{E}_{ind}$  opgewekt gaat een elektrische stroom I lopen in de belasting  $R_u$ .

#### 4.4.5. Hall-generator

Door de elektroden van de gesegmenteerde Faraday-generator paarsgewijs kort te sluiten ontstaat een Hall-generator. De uitwendige belasting wordt aangelegd tussen het eerste en laatste elektrodenpaar.  $E_y = 0$ , en in belaste toestand is  $j_x \neq 0$ . Voor een open Hall-generator is  $j_x = 0$  en dus  $E_{x,open} = \beta(-uB)$ . De belastingsfactor wordt gegeven door

$$k = E_x / E_{x,open} = -E_x / \beta u B$$

De vermogensdichtheid  $p_e = -j_x E_x$ , kan worden berekend door  $j_x$  en  $E_x$  in te vullen. Het resultaat (ga zelf na) is

$$p_e = \frac{\sigma \beta^2}{1 + \beta^2} k(1 - k) u^2 B^2$$

De conclusie is dat voor een goed werkende Hall-generator  $\beta$  groter dan ca 2 moet zijn.

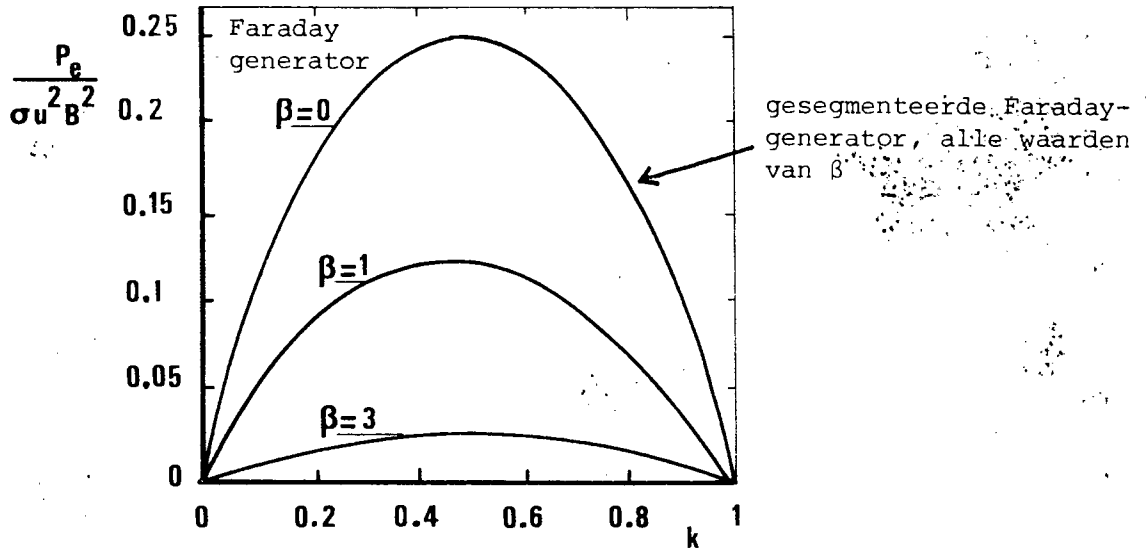


Fig. 4.6. Relatief elektrisch vermogen van een MHD generator.

4.5. De één-dimensionale analyse van de MHD generator - macroscopisch

We zullen nu de macroscopische vergelijkingen die nodig zijn voor het beschrijven van een MHD generator introduceren.

De Maxwell-vergelijkingen

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \vec{E} &= - \frac{\delta \vec{B}}{\delta t} \\
 \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \\
 \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\delta \vec{E}}{\delta t} \\
 \nabla \cdot \vec{B} &= 0
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= - \frac{\delta \vec{B}}{\delta t} \\ \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\delta \vec{E}}{\delta t} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \end{aligned}} \right\} (4.12)$$

De uitgebreide wet van Ohm

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.13)$$

waarin  $\sigma$  het elektrische geleidingsvermogen en  $\vec{v}$  de snelheid van het medium is. De Hall-stroom is in vergelijking (4.13) verwaarloosd.  $\beta$  is gelijk aan nul gesteld.

De continuïteitsvergelijking

$$\nabla \cdot \rho \vec{v} = - \frac{\delta \rho}{\rho t} \quad (4.14)$$

waarin  $\rho$  de dichtheid is.

De bewegingsvergelijking (per volume-eenheid)

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} + \rho_e \vec{E} \quad (4.15)$$

waarin  $p$  de druk en  $\rho_e$  de ladingsdichtheid is.

De energievergelijking

Per volume-eenheid is een hoeveelheid kinetische energie en inwendige energie in het medium opgeslagen:  $\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho U$ , waarin  $U$  de inwendige energie van het plasma per massa-eenheid is. De verandering per tijdseenheid van deze energie die in een vaste hoeveelheid medium zit wordt gegeven door

$$\frac{d}{dt} \int_V (\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho U) dV \quad (4.16)$$

en dit is gelijk aan\*)

$$\int_V \frac{1}{2} \rho \frac{dv^2}{dt} dV + \int_V \rho \frac{dU}{dt} dV \quad (4.17)$$

De verandering per tijdseenheid in vergelijking (4.17) wordt veroorzaakt door

- 1) toevoer van elektrische energie aan het medium

$$\int_V (\vec{E} \cdot \vec{j}) dV \quad (4.18)$$

\*) immers

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \frac{1}{2} \rho v^2 dV &= \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_n \frac{d}{dt} (\frac{1}{2} \rho_n v_n^2 \Delta V_n) = \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_n \rho_n \frac{dv_n^2}{dt} \Delta V_n = \int_V \frac{1}{2} \rho \frac{dv^2}{dt} dV \end{aligned}$$

omdat voor een vaste hoeveelheid medium  $\rho_n \Delta V_n$  constant gehouden kan worden.

2) uitoefenen van uitwendige arbeid (zie figuur 4.7)

$$\int_S \vec{v} \cdot \vec{F} dS = - \int_S \vec{v} \cdot p \vec{n} dS = - \int_S p \vec{v} \cdot d\vec{S} = - \int_V \nabla \cdot (p\vec{v}) dV \quad (4.19)$$

hetgeen geldt voor een ideaal gas, waarin  $\vec{F}$  de normaal druk is.

3) warmteflux door het oppervlak, die wij echter zullen verwaarlozen

$$\int_S dQ = 0$$

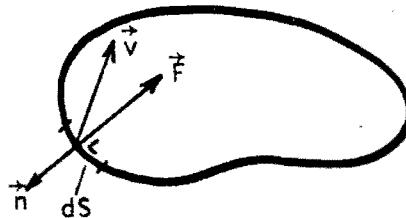


Fig. 4.7. Uitwendige arbeid uitgeoefend op het plasma.

Vergelijkingen (4.17), (4.18) en (4.19) leveren dan de energievergelijking per volume-eenheid in differentiële vorm

$$\frac{1}{2} \rho \frac{dv^2}{dt} + \rho \frac{dU}{dt} = \vec{E} \cdot \vec{j} - \nabla \cdot (p\vec{v}) \quad (4.20)$$

De toestandsvergelijking voor een ideaal gas

$$p = \frac{\rho}{w} RT \quad (4.21)$$

Voor een MHD generator, waarvoor wij inzicht willen krijgen in het elektrisch te genereren vermogen, maken wij de volgende veronderstellingen en vereenvoudigingen. De generator heeft een rechthoekige doorsnede. De afmetingen zijn: afstand tussen de elektroden  $D$ , hoogte  $G$  en lengte  $L$  (zie figuur 4.1). Het medium is een geïoniseerd gas dat aan de ideale gaswet voldoet. Het probleem wordt zuiver één-dimensionaal behandeld ( $x$ -richting). De grootheden zijn dus alleen van de  $x$ -coördinaat afhankelijk. Het geheel is in stationaire toestand:  $\frac{\delta}{\delta t} = 0$  ( $\frac{d}{dt} \neq 0$ ). Het magnetveld  $B$  (in  $z$ -richting) is constant en staat loodrecht op de snelheid  $v$  en is evenwijdig aan de elektroden. De verandering in het magnetveld ten gevolge van de stroomdichtheid  $\vec{j}$  (in de negatieve  $y$ -richting) is te

verwaarlozen. De elektroden zijn ideale geleiders waardoor eventuele x- en z-componenten van het elektrische veld kortgesloten worden. Het geleidingsvermogen is constant, onafhankelijk van plaats. De Hall-parameter  $\beta = 0$ .

Randeffecten aan de elektroden worden verwaarloosd. Ook effecten zoals warmteverlies door en wrijving met de wanden van de generator worden verwaarloosd. De vergelijkingen (4.12) tot en met (4.15) en (4.20) kunnen dan tot de volgende vergelijkingen vereenvoudigd worden

$$\vec{E} = E \cdot \vec{e}_y \text{ met } E > 0 \text{ en } \frac{\partial E}{\partial x} = 0 \quad (4.12a)$$

$$j = \sigma (E + vB) \quad (4.13a)$$

$$\rho_0 v_0 = \rho v = \rho_L v_L \quad (4.14a)$$

(waarin de index 0 duidt op de plaats  $x = 0$  en de index L op  $x = L$ )

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x} - jB \quad (4.15a)$$

(waarin is toegepast  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)$  hetgeen in onze stationaire, één-dimensionale analyse gelijk is aan  $v \frac{\partial}{\partial x}$ )

en

$$\rho_0 v_0 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} v^2 + U \right) + \rho_0 v_0 \frac{\partial}{\partial x} (pV) = E_y j_y \quad (4.20a)$$

(waarbij is toegepast dat  $\rho V = 1$ , met V het specifieke volume, en dus

$$\frac{\partial}{\partial x} (pv) = \frac{\partial}{\partial x} (p\rho v V) = \rho_0 v_0 \frac{\partial}{\partial x} (pV) )$$

Met  $H = \frac{1}{2} v^2 + U + pV$ , de totale enthalpie per massa-eenheid, kan vergelijking (4.20a) als volgt worden geschreven

$$\rho_0 v_0 \frac{\partial}{\partial x} H = E j$$

Na integratie over het volume van het kanaal vinden we voor het uitwendig geleverde elektrische vermogen

$$P_e = \rho_0 v_0 \text{ GD } (H_0 - H_L) \quad (4.22)$$

waarin GD de doorsnede van het kanaal is (zie figuur 4.1).

Het rendement, ofwel de enthalpie-extractie, van de MHD generator wordt dan gegeven door

$$\eta_{\text{ent}} = \frac{P_e}{\rho_o v_o GD H_o} = 1 - \frac{H_L}{H_o} \quad (4.23)$$

Uit vergelijking (4.22) zien we dat het totale uitwendige elektrische vermogen van onze generator gelijk is aan de afname van de totale enthalpie van het per tijdseenheid doorgestroomde medium, ofwel de afname van

de kinetische energie :  $\rho_o v_o GD \left( \frac{1}{2} v_o^2 - \frac{1}{2} v_L^2 \right)$ ,

de inwendige energie :  $\rho_o v_o GD (U_o - U_L)$ , en

de potentiële energie :  $\rho_o v_o GD (p_o V_o - p_L V_L)$

van het per tijdseenheid doorgestroomde medium.

#### LITERATUUR

- [1] L.H.Th. Rietjens, Fossil Fired Closed Cycle MHD, Proceedings 8th Int. Conf. on MHD, Moskou (1983).
- [2] G.W. Sutton and A. Sherman, Engineering Magnetohydrodynamics, Mc Graw-Hill, New York (1965).
- [3] L.H.Th. Rietjens, Natuur en Techniek 55, 234 (1987).
- [4] S.S.L. Chang, Energy Conversion, Hoofdstuk 5, Prentice-Hall Englewood Cliffs (1963).