

Elektroden (oder solche mit örtlich variable Leitfähigkeit) geschaffen: Wenn die einzelnen Segmente gegeneinander isoliert sind, so werden die HALL-Strome unterdrückt. Da jedoch die Segmente nicht unendlich dünn gemacht werden können, hat diese Maßnahme nur teilweise Erfolg.

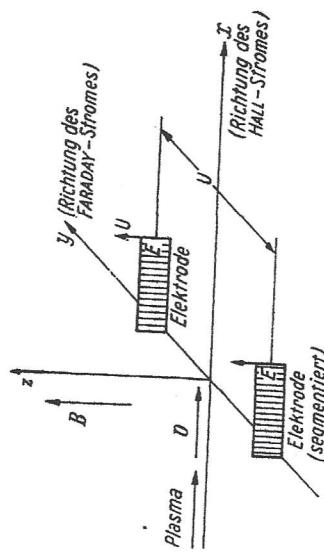


Abb. 1. FARADAY-Generator

Im MHD-Generator nach HALL (HALL-Generator) wird daher der HALL-Strom ausgenutzt und der FARADAY-Strom kurzgeschlossen (vgl. Abb. 2).

Sowohl in FARADAY- als auch in HALL-Generatoren treten Instabilitäten auf, deren theoretisches Verständnis und praktische Beherrschung (neben anderen noch ungelösten Problemen) eine Voraussetzung für die großtechnische MHD-Stromerzeugung ist.

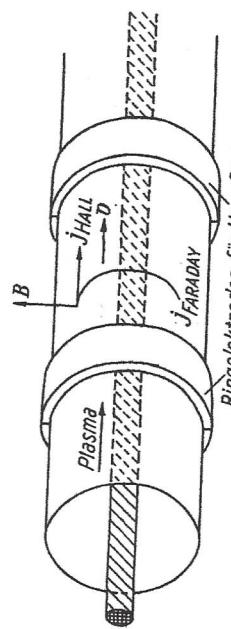


Abb. 2. Koaxialer HALL-Generator

Da sich infolge der Plasmaströmung und des HALL-Effektes auf den Elektroden stromabwärts die elektrischen Stromlinien zusammendrängen, so daß auch Joulesche Wärme dort das Elektrodenmaterial stark korrodiert, wurde untersucht [1.19], ob durch örtlich variable elektrische Leitfähigkeit bei HALL-Generatoren diese Korrosion vermieden werden kann. Durch Umdrehung des Induktionsprinzips (Motor, Pumpe) kann auch ein koaxialer HALL-Beschleuniger gebaut werden [1.20]. Auf weitere Probleme der Magnetohydrodynamik gehen wir in den §§ 13 – 16 ein.

Teilchenbeschleuniger: Auch die Elementarteilchenphysik kann von der Plasmaphysik Nutzen ziehen: liefert ihr doch diese neue Teilchenbeschleuniger. So würde das geplante *Plasmabettatron* zur Erzeugung von schnellen Elektronen verwendet werden. Eine andere, auf VIKSLER zurückgehende Beschleunigungsmethode ist der *kollektive Ionenbeschleuniger (Elektronenringbeschleuniger, Synkrotron)* [15.44]. Wenn man einen relativistisch schnellen Elektronenring, der sich selbst fokussiert, erzeugt und in ihn Ionen injiziert, so werden die Ionen vom elektrischen Feld der Elektronenringen gefangen und auf die Geschwindigkeit des Elektronenrings mitbeschleunigt. Infolge ihrer größeren Masse ist jedoch ihre kinetische Energie höher. Man hofft, mit einer 1,5 km langen Maschine 10^{12} Protonen von 1 000 GeV erzeugen zu können. Als *Schwerionenbeschleuniger* hat das Smokatron gute Aussichten.

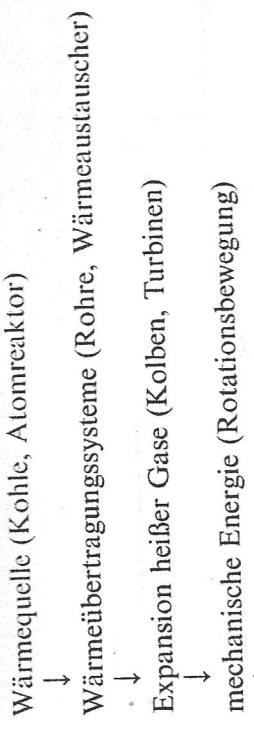
Plasmanüllverbrennungsanlagen sind schließlich schon derzeit in verschiedenen Formen in praktischer Erprobung.

An anderen möglichen Anwendungen, wie etwa die Erhöhung der Ausbeute von Kunstlicht (Leuchtstoffröhren [15.43]), wird noch gearbeitet, und manche andere Vorschläge, wie etwa UF₆-Plasma-Kernspaltungswchselstromgeneratoren (periodische Verdichtungsstöße in UF₆), kamen bisher über die reine Idee noch nicht hinaus.

1.6 Magnetohydrodynamische Anwendungen

Magnetohydrodynamische Energieerzeugung und Energiegewinnung durch thermonukleare Fusionsprozesse sind derzeit technische Ziele der Plasmaphysik. Der Energiebedarf der Menschheit, der derzeit etwa 10 TW/Jahr pro Jahr beträgt, wächst pro Jahr etwa um 3 – 5% und verdoppelt sich etwa alle 13 Jahre. Diese Erhöhung kann jedoch nicht unbegrenzt weitergehen. Da die Wasserkraft mit 1,5% des Gesamtverbrauches nicht ins Gewicht fällt, begrenzen unsere Vorräte an Kohle, Erdöl, Erdgas und an spaltbaren Elementen (im wesentlichen Uran und Thorium [1.1]) den derzeitigen und den zukünftigen Energieverbrauch. Die bekannten und geschätzten Reserven nicht-nuklearer Brennstoffe sind etwa 150 Q, auf der ganzen Erde stehen etwa 5 000 Q an Spaltmaterial zur Verfügung – genug für einige hundert Jahre ($1 \text{ Q} \approx 10^{21} \text{ Joule}$). Man muß jedoch bedenken, daß bei Spaltungsprozessen (nicht bei der Fusion, s. dort) radioaktive Abfälle in der Größenordnung von 10^{13} Curie pro Jahr entstehen. Da die Realisierung der Energieproduktion durch thermonukleare Fusion infolge des Problems der Instabilitäten noch mindestens 15...20 Jahre auf sich warten lassen dürfte, ist es wichtig, auch mögliche Verbesserungen der konventionellen Energieerzeugungsmethoden zu untersuchen.

Der übliche kalorische Energieerzeugungsprozeß ist lang und verlustreich:



Dabei wird der theoretisch größtmögliche Wirkungsgrad der Umwandlung von Wärmeenergie in mechanische Energie nach CARNOT durch die Temperatur des Arbeitsgases bestimmt. Die Erweichungstemperatur des Materials der Turbinenschaufeln begrenzt damit ihrerseits den theoretischen Wirkungsgrad. Könnte man für das Arbeitsgas höhere Temperaturen zulassen und seine thermisch-kinetische Energie direkt – also ohne den Umweg über die mechanische Energie rotierender Maschinen – in elektrische Energie verwandeln, dann könnte man den Wirkungsgrad der kalorischen Energieerzeugung steigern. (Schon 1% Steigerung des Wirkungsgrades würde in Europa pro Jahr viele Millionen \$ Ersparnis bringen!) Die magnetohydrodynamische Stromerzeugung ist ein Versuch, den angedeuteten Weg im großen zu realisieren.

Bewegt man einen elektrischen Leiter in einem Magnetfeld so, daß er die Feldlinien schneidet, dann wird in ihm nach dem FARADAYSchen Induktionsgesetz eine der zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses im Leiter proportionale elektrische Spannung induziert. Im Dynamo ist der elektrische Leiter ein Draht, dessen Bewegung nach der LENZSchen Regel durch die Induktionsspannung gehemmt wird. Um die Induktionsspannung dauernd zu erzeugen, ist es notwendig, dem Draht dauernd mechanische Energie zuzuführen.

Im MHD-Generator nach FARADAY (FARADAY-Generator) haben wir statt des bewegten Drahtes schnell strömendes Plasma. Durch das angelegte Magnetfeld wird das Plasma gebremst, wobei sich seine kinetische Energie in elektrische Energie verwandelt. An seitlich angebrachten Elektroden E kann die erzeugte Induktionsspannung U abgenommen werden (vgl. Abb. 1). Diese FARADAY-Spannung U erzeugt einen HALL-Ström.

Wenn sich elektrische Ladungen in einem im Magnetfeld befindlichen Leiter bewegen, kommt es infolge des HALL-Effektes zur Ausbildung einer HALL-Spannung und damit zum Fließen eines HALL-Stromes. Der HALL-Strom ist parallel zur x -Richtung. Da die Elektroden ebenfalls in der x -Richtung liegen, nehmen sie starke HALL-Ströme auf, und es kommt so zu großen Verlusten durch Stromwärme. Es ist daher notwendig, die Ausbildung des HALL-Stromes zu unterdrücken. Dies kann durch in der x -Richtung *segmentierte*

sehe Elektronen, leichte Ionen, insbesondere aber schwere Ionen [1.13] könnte man mit weniger Energie die Aufheizung erzielen [1.11]. Auch die Kombination von Reaktoren, in denen sowohl Uran-Spaltprozesse als auch Fusionreaktionen stattfinden (*Fusion-Fission-Hybrid*), wurde erwogen [1.9]. Mit solchen Systemen könnten auch die radioaktiven Abfälle der Uran-spaltungsreaktoren unschädlich gemacht werden [1.9], [1.10].

1.4 Plasma im Welt Raum

Im Welt Raum hat die Plasmaphysik ein weites Betätigungsgebiet [1.14 – 1.16]:

- die Physik des Sterninneren,
- die Physik des Sonnenwindes und der Plasmastrome im All,
- die Bremsung der Sternrotation durch kosmische Magnetfelder,
- die Physik der Ionosphäre und des Polarlichtes,
- die Erzeugung von Plasmaröhren in der Erdatmosphäre durch Blitzes,
- die Physik der Magnetosphären der Planeten,
- die Theorie der Teilchenbeschleunigung im Weltall und der kosmischen Strahlung,
- die Strahlungsemisionen von Planeten, Pulsaren, Quasaren und Radiogalaxien,
- die Physik des interplanetaren, interstellaren und intergalaktischen Plasmas,
- die Bildung organischer Moleküle durch plasmachemische Vorgänge im Weltall,
- die Entstehung lunarer [1.545] und planetarer Magnetfelder durch Plasmastromungen (MHD-Dynamo [1.541])

sind nur einige der zahlreichen Anwendungsgebiete.

Aber auch in der Technik der Eroberung des Weltalls spielt die Plasmaphysik eine Rolle:

- Plasmaraketen [1.17] werden zur Lagestabilisierung von künstlichen Erdsatelliten verwendet,
- die MHD-Energiegewinnung und
- die thermionische Direktumwandlung von Wärme in elektrische Energie und schließlich
- das Problem des Wiedereintritts von Weltraumschiffen in die Erdatmosphäre (wobei ein Plasmamantel um das Schiff entsteht)

Das Wiedereintrittsproblem ist ein spezielles Gebiet der Flugmagnetohydrodynamik. Es entstehen hierbei bei der

Wärmeflüsse von: $[kW/m^2]$	während [sec]
8 000	350
12 000	250

Orbitalgeschwindigkeit (8 km/sec)
Fluchtgeschwindigkeit (11 km/sec)

Durch die großen Wärmeflüsse kommt es zur Erhitzung der Wand des Weltraumschiffs und dadurch zur Ionisation der umgebenden Luft (so daß Radionwellen das Weltraumschiff in dieser Phase der Rückkehr nicht erreichen können: sogenanntes „black out“). Abgesehen von der *Flug-MHD* (Auftrieb, Widerstand im Plasma) kann man auch an eine *MHD-Bremse* von Raketen durch *Magnetfelder* denken.

Bei der noch utopischen Idee von thermonuklear betriebenen Weltraumschiffen entsteht das Problem der Wärmeabfuhr. Da bei den meisten thermonuklearen Reaktionen ein hoher Prozentsatz (z. B. 60% bei der D – T-Reaktion) der frei werdenden Energie ungeladenen Teilchen (Neutronen, γ) zugeteilt wird, wird eine Abschirmung benötigt, in der für den elektrischen Antrieb kaum nutzbare Verlustwärmе entsteht (bis zu 80% und mehr). Von der Fusion ist daher für den elektrischen Raketenantrieb nicht viel zu hoffen.

1.5 Technische Anwendungen

Die Anwendungen der Plasmaphysik sind im starken Vordingen [1.18]. Wir können daher nur einen gedrängten Überblick über die wichtigsten Anwendungen geben.

Plasmachemie: Im Plasmazustand reagiert die Materie anders oder leichter. Dieser Zustand wurde u. a. schon für die *Synthese* von Stickstoffdünger, von Cyangas (z. B. durch Verbrennung von Kohlenstaub in einem Stickstoffflügogenplasma) etc. nutzbar gemacht. Die Kongreßberichte verschiedener Tagungen über Plasmachemie geben darüber nähere Auskunft. Da im Plasma Elemente als Ionen vorliegen, kommt es zu Ionenreaktionen, z. B. einem Hornbick-MOLNAR-Prozeß $Ne^* + Ne \rightarrow Ne_2^+ + e^-$ (* bedeutet ein angeregtes Atom) oder zu einem PENNING-Prozeß $A^* + B = C \rightarrow A + B^+ + e^-$. Ionenimplantierung mittels Plasmastrahlen dient auch zur Erzeugung von Mikrochips für Computer.

Plasmatechnik: In Industrie und Technik werden heute die wesentlichen Eigenschaften des Plasmas, nämlich elektrische Leitfähigkeit und Beeinflussbarkeit durch elektromagnetische Felder, weitgehend verwendet, z. B. für das Schneiden und Schweißen elektrisch leitender Stoffe mittels *Plasmabrenner*, die Verbesserung der Eigenschaften und die *Bearbeitung und Reinigung metallischer Werkstoffe* mit der *Plasmapistole* [1.543]; auch in der Elektrotechnik wird Plasma für Schalter, Transformatoren, Gleichtrichter, *Laserlampen*, *Wellenleiter* sowie für *thermonische Energiewandler* und *festkörperplasma* (in Halbleitern) zur *Schwingungserzeugung* verwendet. Es gibt Plasmagasslaser und Plasmakondensatoren.

Die Nichtlinearität der MAXWELL-Gleichungen in einem Plasma erlaubt durch Superposition der Trägerwelle und der Sprachschwingung (Kreuzmodulation, LUXEMBURG-Effekt) eine Modulation der Radiowellen.



Das Wasserstoffisotop ${}^3\text{H}$ wird auch als Tritium, Symbol T, bezeichnet.

Während bei der Spaltung des Urans Neutronen die Reaktion auslösen und auch Neutronen (die ihrerseits neue Spaltprozesse hervorrufen [1.1]) entstehen, werden bei der Fusion andere Teilchen erzeugt als jene, die die Fusionsreaktion auslösen. Damit diese jedoch *stationär* verläuft und Energie liefert, ist es notwendig, daß die Energieverluste durch Teilchen-Wandstöße, durch Bremsstrahlung usw. gleich groß oder kleiner sind als die Energieproduktion. Aus den bekannten Formeln für die Verluste und die Wirkungsquerschnitte kann man für die D-D-Reaktion zwei wichtige Bedingungen für das Auftreten einer (geringen) Energieproduktion ableiten:

1. die Plasmatemperatur muß $\approx 10^8 \text{ K}$ sein,
2. die Teilchenlebensdauer (und damit die Lebensdauer τ des erzeugten Plasmas) muß bei der günstigsten Fusionstemperatur T

$$B^2 \tau > 5 \cdot 10^9 \quad \text{oder} \quad nT > 10^{15} [\text{s cm}^{-3}]$$

genügen ($B^2 \sim nT$). B ist das das Plasma einschließende Magnetfeld, n die Teilchendichte. Die Energieausbeute ist proportional n^2 oder B^4 , $nT \sim T^{5/2} \exp(aT^{-1/3})$.

Eingehende Überlegungen zeigen jedoch [1.2], daß die D-T-Reaktion (1.4) die weitaus größte Energieausbeute liefert und von allen Reaktionen technisch am leichtesten zu realisieren ist, da eine Temperatur von nur etwa 15 keV (ca. 1,5 Millionen Grad, 1 keV = $1,16 \cdot 10^7 \text{ K}$) notwendig ist. Damit die Energieverluste gerade durch die Produktion an Fusionssenergie und die Energiezufuhr von außen gedeckt werden können, muß für eine 50% D - 50% T Reaktion das LAWSON-Kriterium [1.3]

$$nT > 5 \cdot 10^{19} [\text{m}^{-3} \text{s}]$$

erfüllt werden ($n_D = n_T = n/2$). Mit dessen Erfüllung kann jedoch noch nicht Energie gewonnen werden. Es zeigt sich auch, daß zur Beschreibung der Vorgänge eine Energieeinschlußzeit τ_E besser geeignet ist als die Teilchen-einschlußzeit τ .

Eine thermonukleare Plasmaapparatur bezeichnet man als "gezündet", wenn die durch die α -Teilchen ${}^4\text{He}$ nach (1.4) dem Plasma zugeführte Energie im Gleichgewicht mit den gesamten Energieverlusten des Plasmas steht (Zündkriterium). Je nach den die Bremsstrahlungsverluste bedingenden Verunreinigungen des Plasmas gilt

$$n\tau_E \approx (1,5 - 5) \cdot 10^{20} [\text{m}^{-3} \text{s}],$$

so daß mit einer typischen Dichte von $n = 10^{20} [\text{m}^{-3}]$ und einer Brenndauer von $1 - 2 \text{ sec}$ thermonukleare Energiegewinnung möglich ist. Mit $\tau_E \approx 1[\text{s}]$, $n \approx 10^{19} [\text{m}^{-3}]$ und $T = 1.5 \text{ keV}$ kam man 1992 experimentell auf etwa $1/8$ der Zündbedingung heran. Natürlich wird auch unterhalb dieser Grenze etwas Fusionsenergie freigesetzt. Im November 1991 wurde am

JET, dem Joint European Torus, in England erstmals mit $D + T$ Brennstoff gearbeitet, wobei während zwei Sekunden eine Leistung von 1,7 MW und eine Fusionsenergie von 2 MJ (ca. 1,5% der aufgewendeten Energie) erreicht wurden¹⁾. Um die Leistung verschiedener Fusionsgeräte miteinander besser vergleichen zu können, hat man das Dreifachprodukt $n\tau_E T_i$ eingeführt, das auch Zündparameter genannt wird. Hier ist n_i die ionendichte [Teilchen m^{-3}] und T_i ist die IonenTemperatur. Die Zündbedingung kann man dann in der Form

$$T_i \approx 10 - 20 \text{ keV}, \quad \tau_E \approx 1 - 2 \text{ s}, \quad n_i = 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \quad (1.10)$$

oder

$$n\tau_E T_i \geq 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$$

schreiben. 1992 wurden experimentell folgende maximale Werte erreicht [1.4]: $T_i \approx 380 \cdot 10^6 \text{ K}$, $n \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und $\tau_E = 2 \text{ s}$. Allerdings gelang es nicht, alle diese Werte gemeinsam im gleichen Experiment zu erreichen. Es wurde lediglich bei einem anderen Experiment nur

$$n\tau_E T_i = 9 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s keV} \quad (1.11)$$

gemessen [1.5]. Allerdings darf man nicht glauben, daß man einfach die IonenTemperatur möglichst hoch treiben sollte. Bei sehr hohen Temperaturen können ja die Strahlungsverluste so groß werden, daß Zündung nicht mehr möglich ist.

Um ein Fusionssplasma auf die Zündtemperatur zu bringen, muß es geheizt werden. Derzeit werden folgende Heizmethoden verwendet [1.2]:

1. Heizung durch die Joulesche Wärme der im Plasma fließenden elektrischen Ströme. Infolge des Sinkens des elektrischen Widerstandes mit steigender Temperatur ist diese Methode nur bis etwa 10^7 K wirksam.
2. Einschießen von neutralen Teilchen, meist Wasserstoffatomen, die im Plasma ionisiert werden und seine Temperatur und Dichte erhöhen [1.6].
3. Absorption elektromagnetischer Wellen durch das Plasma. Auch an Laserstrahlen wurde gedacht [1.7], [1.8].

Angesichts der experimentellen Schwierigkeiten, die Zündbedingung zu erreichen, hat man sich außer mit dem magnetischen Einschluß des Fusionssplasmas (vgl. § 8) auch mit anderen Methoden befaßt. So kann man durch sehr raschen Beschuß von Deuterium-Tritium-Eiskügelchen (Durchmesser etwa 6 mm) mittels Laserstrahlen energieliefernde Mikroexplosionen erzeugen (sogenannter Trägheits einschluß) [1.12]). Der Laserstrahl komprimiert das Kügelchen und heizt es auf. Bei 600facher Kompression könnten 10^{13} Fusionreaktionen erzielt werden. Etwa 10^{19} Reaktionen wären für Energiegewinnung notwendig. Leider reicht die heute verfügbare Laserenergie ($\approx 10 - 40 \text{ kJ}$) noch nicht aus, um die für die Zündung notwendigen 10^3 kJ (oder 300 TW) beizustellen. Mit 100 kJ könnte ein Gleichgewicht Laserenergie = Fusionsenergie erreicht werden. Mittels Teilchenstrahlen (relativistische

¹⁾ Mai 1994, in Princeton 9 MW erreicht.

§ 1 Plasma und seine Anwendungen
auch die Quantentheorie müssen zur Beschreibung der Vorgänge in einem Plasma herangezogen werden.
Da das interstellare Gas und alle Sterne aus ionisierten Gasen bestehen, befinden sich 99% der gesamten Materie im Weltall im Plasmazustand. Auch der VAN-ALLEN-Strahlungsgürtel und die Ionosphäre der Erde sowie der Erdkern bestehen aus Plasma. Neben diesen natürlichen Plasmen gibt es künstlich hergestellte – in Gassentladungen, in Elektrolyten, in technischen Anwendungen werden Plasmen durch verschiedene thermische, mechanische und elektrische Methoden erzeugt.

1.2 Quasineutralität

Man darf nicht glauben, daß ein Plasma deshalb, weil es freie Ladungsträger enthält, elektrisch geladen sei. Ein Plasma ist vielmehr nach außen elektrisch neutral, da im Mittel die Anzahlen der positiven und der negativen Ladungen pro Volumeneinheit gleich groß sind. Starke elektrische Felder sorgen dafür, daß dieses elektrische Gleichgewicht, die Quasineutralität, aufrecht erhalten wird.

Wenn im Kubikzentimeter n_E Elektronen enthalten sind, dann ist $Q = \frac{4\pi}{3} r^3 n_E e$ die in einer Kugel vom Radius r enthaltene Gesamtladung. e ist die MILLIKANSche Elementarladung des Elektrons, $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten der Ladung. Nimmt man zentrale symmetrische Verteilung der Elektronen an, dann kann man sich die ganze Ladung Q im Mittelpunkt der Kugel zusammengezogen denken. Im Abstand r vom Mittelpunkt der Kugel erzeugt diese Ladung ein elektrisches Feld der Stärke

$$E = \frac{Q}{r^2}, \text{ wählt man } r = 1 \text{ cm, } n_E = 10^{15}, \text{ so erhält man } E = -6 \cdot 10^8 \text{ Volt/cm.}$$

Im Zustand der Quasineutralität sind jedoch die positiven und negativen Ladungen pro Volumeneinheit gleich groß. Es sei n_i die Anzahl und $+Ze$ die Einzelladung der Z-fach positiv geladenen Ionen, dann lautet die Bedingung der Quasineutralität

$$n_i = Zn_i \quad (1.1)$$

oder

$$|n_i - Zn_i| \ll n_E.$$

Da die Ionen ein Feld $+6 \cdot 10^8$ Volt/cm erzeugen, ist im Zustand der Quasineutralität die gesamte elektrische Feldstärke Null. Kommt es jedoch – z. B. durch statistische Dichteschwankungen – nur im Verhältnis $1:10^{-6}$ zu einer Abweichung von (1.1), so tritt eine das elektrische Gleichgewicht wieder herstellende elektrische Feldstärke im Betrag von $10^{-6} \cdot 6 \cdot 10^8 = 600$ Volt/cm auf! Dieses starke Feld stellt die Quasineutralität sofort wieder her. Wir können also damit rechnen, daß im allgemeinen Plasmen quasineu-

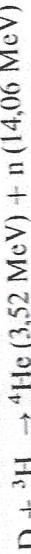
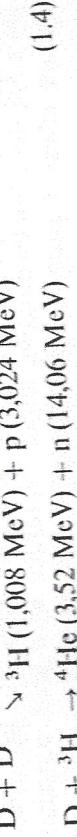
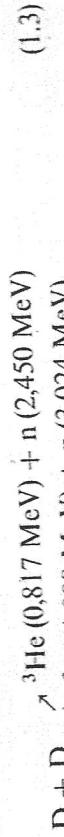
tral sind. Nur beim Auftreten von sehr hochfrequenten Schwingungen (z. B. Verschiebungsschwingungen) können die Ionen mit ihrer großen Masse nicht mehr folgen, und es kommt zu einer räumlichen Trennung der Schwerpunkte der positiven und negativen Ladungswolke.
Die Schwingungsfrequenz, bis zu welcher der Verschiebungstrom vernachlässigt werden kann, liegt sehr hoch. Schwingungsverschiebung
Es kommt offenbar auf das Verhältnis ω_0 / ω an.

$$\frac{\text{Verschiebungstrom}}{\text{Leitungsstrom}} = \frac{\varepsilon_0}{j} \frac{\partial E}{\partial t} \sim \frac{\varepsilon_0 \omega_0}{\sigma} < 1$$

an. Bei einer elektrischen Plasmaleitfähigkeit σ von 100 Siemens/m erhält man $\omega_0 > 10^{13} (\lambda = 3 \cdot 10^{-2} \text{ mm})$. Auch am Rand einer Plasmawolke treten infolge Ausbildung einer an Elektronen reichen Schicht Abweichungen von der Quasineutralität auf.
Da der Plasmazustand einen außerordentlich weiten Bereich an Dichte, Temperatur, Magnetfeldstärke usw. umfaßt, und da demnach völlig verschiedene Theorien für die Beschreibung der Vorgänge in einem Plasma herangezogen werden müssen, ergibt sich die Notwendigkeit, die verschiedenen Plasmazustände durch Kennziffern zu charakterisieren. Man kann zwischen makroskopischen Kennziffern (die Vorgänge, die sich an einzelnen Teilchen abspielen, erfassen) und makroskopischen Kennziffern unterscheiden. Letztere beziehen sich auf spezielle Eigenschaften des Plasmas als kontinuierliches Medium.
Wir wollen nun die wichtigsten Anwendungen von Plasmen besprechen.

1.3 Theronukleare Fusion

Eine der wichtigsten Anwendungen der Plasmaphysik stellt die Energiegewinnung mittels thermonuklearer Fusion dar.
Die spezifische Bindungsenergie der Atomkerne besitzt bei mittleren Massenzahlen ein Maximum; man kann daher sowohl durch Spaltung schwerer Kerne als auch durch Fusion leichter Kerne Energie gewinnen. Infolge der Coulomb-Abstoßung der Atomkerne kann man bei sehr hohen Kerngeschwindigkeiten, also bei extrem hohen Temperaturen ($> 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$) einzelne Fusionsreaktionen erzielen. Genaue Messungen der Wirkungsquerschnitte haben gezeigt, daß Protonen (oder Neutronen) als Reaktionspartner nicht in Frage kommen – die Wirkungsquerschnitte sind viel zu klein. Erfolgverspätend dürften folgende Reaktionen sein:



§ 1 Plasma und seine Anwendungen

1.1 Was ist ein Plasma?

Ein Plasma ist eine Flüssigkeit oder ein Gas, in dem freie Ladungsträger (Ionen, ungebundene Elektronen) in einer solchen Anzahl vorkommen, daß sie die physikalischen Eigenschaften des Mediums wesentlich beeinflussen. Aber auch ein metallischer Festkörper, der aus örtlich fixierten Gitterionen und freien Elektronen besteht, kann Plasmaeigenschaften aufweisen (Festkörperplasma). Eine stark konzentrierte Kochsalzlösung, die aus Wassermolekülen, positiven Natriumionen und negativen Chlorionen besteht, bildet ebenfalls ein Plasma, während eine in einem großen Beschleuniger erzeugte Protonenwolke, selbst wenn sie Elektronen enthält, kein Plasma bildet. Auch ein Halbleiter zeigt gewisse Plasmaeigenschaften.

Um von einem Plasma sprechen zu können, muß die Materie zwei Voraussetzungen erfüllen:

- es muß zu elektromagnetischen Wechselwirkungen zwischen den geladenen Teilchen kommen,
- die Anzahlen der positiven und negativen Ladungsträger pro Volumeneinheit können zwar beliebig klein oder beliebig groß sein, doch müssen beide Zahlen annähernd gleich groß sein. (In letzter Zeit sprechen manche Autoren aber auch von einem „Überschußplasma“.) Die Anzahl der vorhandenen neutralen Teilchen (Atome, Moleküle) ist für die Definition eines Plasmas gleichgültig.

Da ein Plasma freie Ladungsträger enthält, ist ein Plasma ein Stromleiter. Da elektrische Ströme Magnetfelder erzeugen und da elektrisch geladene Teilchen von elektrischen und magnetischen Feldern beeinflußt werden, wird ein Plasma von äußeren elektrischen und magnetischen Feldern beeinflußt, erzeugt selbst solche Felder und kann daher auch mit sich selbst in Wechselwirkung treten. In der Elektrodynamik ist ein Plasma im allgemeinen ein anisotropes nichtlinearer dispersiver Leiter.

In einem Plasma können viele Arten von mechanischen, thermischen und elektrischen Teilchenschwingungen und von Wellen elektromagnetischer und mechanischer Natur auftreten. Strömungsschwingungen, Elastizitätstheorie, Thermodynamik und Statistik, die Theorie des Elektromagnetismus und schließlich

§ 6 Mehrflüssigkeitstheorie	119
6.1 Statistische Theorie	119
6.2 Die SCHÜRSCHEN Gleichungen	123
6.3 Ohm'sches Gesetz	125
6.4 Ionen schlupf und LORENTZ-Gas	128
6.5 Die SAHA-Gleichung	131
6.6 Transportvorgänge	132
§ 7 Spezielle Plasmatheorien	137
7.1 Die Driftnäherung	137
7.2 Quasimagnetohydrodynamik	138
7.3 Die doppelt adiabatische Magnetohydrodynamik	139
§ 8 Der Plasma einschluß	143
8.1 Plasmabehälter	143
8.2 Magnetohydrostatik	152
8.3 Kraftfreie Magnetfelder	157
8.4 Ist Selbst einschluß möglich?	159
8.5 Der Pinch-Effekt	161
8.6 Die SCHAFRANOV-GRAD-SCHLÜTER-Gleichung	164
8.7 Das Plasma im Torus	168
8.8 Magnetische Fallen	176
§ 9 Wellen und Instabilitäten	183
9.1 Schwingungen und Wellen	183
9.2 Das NYQUIST-Theorem	191
9.3 Nichtlineare Schwingungen und Wellen	195
9.4 Ursachen und Systematik der Instabilitäten	199
§ 10 Wellen in Plasmen	205
10.1 Arten von Wellen	205
10.2 Wellen im kalten Plasma	206
10.3 Wellen im warmen Plasma	219
10.4 Magnetohydrodynamische Wellen	230
10.5 Wellen im VLASOV-Plasma	235
10.6 Wellen in begrenzten Plasmayystemen	244
10.7 Plasmaheizung	247
§ 11 Die Instabilitäten der Magnetohydrodynamik	251
11.1 Die Instabilitätskriterien von SCHLÜTER und BERNSTEIN	251
11.2 Spezielle MHD-Instabilitäten eines idealen Plasmas	257
11.3 MHD-Instabilitäten eines realen Plasmas	268
11.4 Instabilitäten in inhomogenen und anisotropen Plasmen	274
11.5 Die Abbruchinstabilität	279
§ 12 Mikroinstabilitäten	281
12.1 Das PIENKOFF-Kriterium und Strahlinstabilitäten	281
12.2 Mikroinstabilitäten im inhomogenen Plasma und im Tokamak	289
12.3 Nichtlineare Effekte	292
12.4 Neoklassischer Transport und das H-Regime	296
§ 13 Allgemeine Theoreme der Magnetohydrodynamik	301
13.1 Das Theorem von CROCCO und die Potentialbedingung	301
13.2 Die BERNOULLI-Gleichung und das TRUESDELL-Theorem	304
13.3 MHD-Dynamo und die Abbremsung der Sternrotation	309
13.4 Das Ausflußtheorem	311
§ 14 MHD-Strömungen eines inkompressiblen Plasmas	313
14.1 Strömungstypen und die HARTMANN-Strömung	313
14.2 POISEUILLE- und COUETTE-Strömung	318
14.3 Parallelströmung	320
§ 15 MHD-Strömungen eines kompressiblen Plasmas	323
15.1 Charakteristikentheorie	323
15.2 Potentialströmung	330
15.3 Instationäre Strömungen	339
15.4 Stoßwellen	342
15.5 Strömungsprobleme eines realen kompressiblen Plasmas	352
15.6 Plasmaströmung und Wärmeleitung	361
15.7 Das Grenzschichtproblem	365
15.8 Technische Anwendungen der Magnetohydrodynamik	371
§ 16 Instabilität und Turbulenz	379
16.1 Instabilwerden von Strömungen	379
16.2 Das BÉNARD-Problem	384
16.3 Turbulenz	388
Literaturverzeichnis	397
Sachverzeichnis	405

Inhaltsverzeichnis

1	
§ 1	Plasma und seine Anwendungen
1.1	Was ist ein Plasma?
1.2	Quasineutralität
1.3	Thermonukleare Fusion
1.4	Plasma im Weltraum
1.5	Technische Anwendungen
1.6	Magnetohydrodynamische Anwendungen
11	
§ 2	Kennziffern und Klassifikation von Plasmen
2.1	Die Plasmafrequenz
2.2	Die Abschirmlänge
2.3	Der Plasmaparameter
2.4	Stoßweglängen und Stoßfrequenz
2.5	Klassifikation von Plasmen
27	
§ 3	Die Bewegung geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern
3.1	Die Gyrbewegung
3.2	Driftbewegung
3.3	Das Führungszentrum
3.4	Der Spiegeleffekt
3.5	Zeitlich rasch veränderliche Felder
3.6	Elektrische Ströme im Plasma
3.7	Makroskopische Wirkungen der Teilchenbewegung
3.8	Plasmaaufheizung im Teilchenbild
61	
§ 4	Statistische Theorie
4.1	Verteilungsfunktion und Phasenraum
4.2	LOUVILLE-Theorem und VLASOV-Gleichung
4.3	Stöße in der statistischen Theorie
4.4	Stoßintegrale
4.5	Gleichungen von FOKKER-PLANCK und LENARD-BALESCU
4.6	Lösungen der VLASOV-Gleichung
4.7	Gleichgewichtsverteilungsfunktionen
4.8	Die LANDAU-Dämpfung
61	
§ 5	Magnetohydrodynamik
5.1	Die grundlegenden Gleichungen und ihre Randbedingungen
5.2	Energiesatz und Zustandsgleichung
5.3	Ideale und reale Magnetohydrodynamik
5.4	Die Gültigkeitsgrenzen der Magnetohydrodynamik
99	

Ferdinand Cap

Lehrbuch der
Plasmaphysik und
Magnetohydrodynamik

Springer-Verlag Wien New York